



HAL
open science

Modélisation et dimensionnement d'un récepteur solaire pour un système de production de froid par voie thermoacoustique

Sophie Cordillet

► **To cite this version:**

Sophie Cordillet. Modélisation et dimensionnement d'un récepteur solaire pour un système de production de froid par voie thermoacoustique. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112062 . tel-00843581

HAL Id: tel-00843581

<https://theses.hal.science/tel-00843581>

Submitted on 11 Jul 2013

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

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



Université de Paris Sud
Ecole Doctorale Modélisation et Instrumentation en
Physique, Energies, Géosciences et Environnement



THÈSE DE DOCTORAT

présentée par : **Sophie CORDILLET**

pour obtenir le grade de : **Docteur**

Spécialité : **Physique**

MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT D'UN RÉCEPTEUR SOLAIRE POUR
UN SYSTÈME DE PRODUCTION DE FROID PAR VOIE THERMOACOUSTIQUE

présentée et soutenue publiquement le : **24 mai 2013**

DIRIGÉE PAR OLALDE Gabriel

RAPPORTEURS

BAILLY Yannick *Professeur, FEMTO-ST - Université de Franche-Comté*
BEZIAN Jean-Jacques *Ingénieur de Recherche - HDR, RAPSODEE - École des Mines d'Albi*

EXAMINATEURS

DESEQUELLES Pierre *Professeur, CSNSM - Université Paris Sud*
AMRIT Jay *Maitre de conférence - HDR, LIMSI - Université Paris Sud*
FUDYM Olivier *Professeur, RAPSODEE - École des Mines d'Albi*
DUTHIL Patxi *Ingénieur de recherche au CNRS, IPNO - IN2P3 - CNRS*
OLALDE Gabriel *Directeur de recherche au CNRS, PROMES - CNRS*
GARDES Daniel *Directeur de recherche au CNRS, IPNO - IN2P3 - CNRS*

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire PROcédés, Matériaux et Energie Solaire (PROMES-CNRS) et de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO-IN2P3-CNRS). Son financement a été assuré par l'université Paris Sud ainsi que par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à travers le projet TACSOL (PRECODD 2008).

Je remercie Monsieur Gilles FLAMANT et Monsieur Faïçal AZAIEZ directeurs respectifs du laboratoire PROMES et de l'IPNO, pour m'avoir accueillie. Je remercie aussi Monsieur Saïd ESSABAA, directeur de la Division Accélérateur, pour m'avoir acceptée dans ses locaux.

Je voudrais, tout d'abord, exprimer ma profonde gratitude à Gabriel OLALDE, directeur de recherche au laboratoire PROMES, mon directeur de thèse, ainsi qu'à Patxi DUTHIL, ingénieur de recherche à l'IPNO, mon encadrant. Je tiens à les remercier d'abord pour m'avoir transmis connaissances et méthodes avec passion, pour la confiance et le temps qu'ils m'ont accordés tout au long de mon travail de recherche et pour la patience et la bienveillance dont ils ont su faire preuve dans mes moments de doutes. Au delà de leurs enseignements scientifiques, je voudrais les remercier pour leurs qualités humaines qui m'ont permis, non seulement de mener ce travail de recherche jusqu'au bout mais aussi d'apprendre sur moi-même.

Je tiens aussi à remercier Daniel GARDES qui a été mon co-directeur de thèse les deux premières années pour sa bienveillance et son intérêt.

Je suis sensible à l'honneur que m'ont fait Jean-Jacques BEZIAN, maître de conférence - HDR à l'école des Mines d'Albi et Yannick BAILLY, professeur à l'Université de Franche-Comté, en acceptant d'examiner mon travail et d'en être les rapporteurs.

Je tiens à adresser mes plus sincères reconnaissances à Jay AMRIT, maître de conférence - HDR à l'Université Paris Sud, Pierre DESESQUELLES, professeur à l'Université Paris Sud et à Olivier FUDYM, professeur à l'école des Mines d'Albi pour avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je remercie Patricia DUCHESNE pour sa collaboration et pour le temps qu'elle m'a accordé pour la partie de simulation numérique. Je tiens aussi à la remercier pour sa compagnie et son soutien. Je remercie aussi François NEPVEU et Adrien SALOME avec qui j'ai travaillé

au démarrage du projet TACSOL ainsi que Maxime PERIER-MUZET, deuxième doctorant du projet avec qui j'ai pu partager informations, réflexions, doutes et moments agréables.

Je tiens à remercier particulièrement Jean-Pierre THERMEAU de l'IPNO, pour son soutien aussi bien moral que scientifique, pour les connaissances culturelles et techniques qu'il a su me faire partager. De la même manière je voudrais remercier Matthieu PIERENS de l'IPNO, pour le temps qu'il a su m'octroyer et pour sa plaisante camaraderie. Je remercie Emmanuel GUILLOT de PROMES pour ses éclairages avisés. Je tiens aussi à remercier Gérard DEFRESNE pour ses idées pertinentes et sa disponibilité ainsi que Frédéric CHATELET pour ses aides ponctuelles et efficaces.

Je remercie aussi les équipes techniques des sites expérimentaux qui ont réalisé les prototypes et pour les agréables moments passés ensemble. Je pense particulièrement à Nicolas BOULLET, Antonio SERRATO, Régis RODRIGEZ, Marc GARABOSS ainsi qu'Olivier PREVOST pour le laboratoire PROMES et à Sébastien BLIVET, Sylvain BRAULT, Stéphane OGEZ, Philippe DAMBRE et Denis REYNET du bureau d'étude de l'IPNO.

Je remercie aussi la société HEKYOM et Adrien BETRANCOURT, Therry LE POLLES, Emmanuel CHABUT ainsi que Maurice-Xavier FRANCOIS pour leur collaboration et leur disponibilité.

Je remercie également mes stagiaires Matthieu LORENZ, Jean-François MELLET et Vincent HOCDE pour avoir partagé avec moi les malheurs et les joies de la recherche et pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

D'un point de vue plus personnel je tiens à remercier Didier RIVES et Renée LESTRADE pour leurs bons petits plats, tout comme Christelle et Alain FERRIERE pour leur plaisante compagnie à table. Je pense bien sûr aussi à Laurent LESTRADE, Aude MAES et Pepita POBOZON. Je pense enfin à mes collègues à Alexis VOSSIER, Alex LE GAL, Loïc PUJOL, David BELLARD, Ludovic CHARPENTIER, Benjamin GRANGE, Marie PROUTEAU, Raphaël ALBERT, Anne CORDIER, Jonathan IACONO au laboratoire PROMES ainsi que tous les permanents et les stagiaires qui ont croisés mon chemin et à Marin CHABOT, Guillaume MARTINET, Nicolas CHEVALIER, Thibault HAMELIN et Aurélie JALLAT ainsi que les membres du bureau d'étude de l'IPNO qui ont contribué à rendre ma vie aux laboratoires plus agréable.

Enfin je ne pourrais conclure ces remerciements sans exprimer ma gratitude à ma tante et mon oncle qui m'ont apporté soutien technique et moral durant une longue période de mon travail de thèse. Pour finir, je voudrais remercier mes parents pour leur amour et leur soutien inconditionnel depuis 27 ans quelles que soient les épreuves et les folies qui me traversent l'esprit.

Résumé

Son efficacité, son faible impact environnemental et sa fiabilité font de la réfrigération thermoacoustique solaire une alternative intéressante aux systèmes solaires de production de froid. L'adaptation des technologies solaire et thermoacoustique requiert une conception thermique précise de l'élément d'interface, le récepteur solaire, constitué d'une cavité et d'un échangeur irradié par le rayonnement solaire. L'objectif de cet élément est de collecter et de transmettre efficacement l'énergie solaire incidente au fluide de travail du système thermoacoustique. Comme les ondes acoustiques sont très sensibles aux perturbations thermiques, la conception du récepteur doit favoriser l'homogénéité thermique, spatiale et temporelle, à l'intérieur de l'échangeur. Pour cette raison, une étude complète incluant le développement d'outils numériques de simulation pour modéliser le processus thermique, du transfert solaire au transfert thermoacoustique est nécessaire afin d'optimiser les dimensions du prototype de la campagne expérimentale. Cette étude décrit les outils de simulation ainsi que les dispositifs expérimentaux comme les résultats obtenus sur les aspects spatiaux et temporels.

Its efficiency, its low environmental impact and its reliability makes thermoacoustic solar refrigeration an interesting alternative to the existing solar systems for the cooling production. The solar adaptation of a thermoacoustic system requires an appropriate thermal design of the interface element, the solar receiver, which consists in a hot heat exchanger placed in a cavity that surrounds the focused image of the sun. The objective of this element is to efficiently collect and transfer the concentrated solar incident energy to the working fluid of the thermoacoustic system. Since acoustic waves characteristics are very sensitive to thermal disturbances, one challenge in the design of the receiver is that the temperature field within the heat exchanger must be as homogeneous as possible in space and time. Hence, a complete study, including the development of simulations tools which model the whole heat transfer processes, from solar to thermoacoustics, is necessary to optimize the prototype's dimensions for the experimental campaign. This study describes the simulation tools and the experimental apparatus developed and the results obtained over space and time.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Le refroidissement solaire	3
1.2	Introduction à la thermoacoustique	6
1.2.1	Phénomène physique	6
1.2.2	Machines thermoacoustiques	12
1.2.3	Historique et état de l'art	16
1.3	Couplage des technologies thermoacoustique et solaire	18
1.3.1	Revue de l'état de l'art de la réfrigération thermoacoustique solaire	18
1.3.2	Système TACSOL : principe de fonctionnement et objectifs de performances	20
1.4	Problématique du couplage thermoacoustique / solaire et objectifs de la thèse . .	29
2	Transferts thermiques en milieu oscillant faiblement compressible : Etude expérimentale	31
2.1	Etat de l'art : théorie linéaire thermoacoustique et transferts thermiques	32
2.1.1	La théorie linéaire thermoacoustique	32
2.1.2	Limites de la théorie : phénomènes non-linéaires et transferts pariétaux . .	37
2.1.3	Nombres adimensionnels caractéristiques	39
2.1.4	Revue des paramètres influant les transferts thermiques thermoacoustiques et corrélations de références	43
2.2	Méthode pour la construction d'une loi régissant les transferts thermiques en régime oscillant	47
2.2.1	Objectifs et limite	47
2.2.2	Méthode expérimentale de détermination du coefficient de convection forcée thermoacoustique	49
2.2.3	Modèle de prédimensionnement du dispositif expérimental	52
2.3	Dispositif expérimental	58
2.3.1	Aspects techniques	59

2.3.2	Chaîne de mesure et instrumentation	63
2.4	Caractérisation mécanique du système et validation du modèle de dimensionnement à petites amplitudes	68
2.4.1	Couplage de l'alternateur et du tube résonant	68
2.4.2	Validation de la méthode de mesure du déplacement par capteur inductif .	70
2.4.3	Adéquation du code de description du système avec les mesures expérimentales	74
2.4.4	Validation du champ d'amplitude de vitesse	75
2.5	Conclusion	77
3	Dimensionnement du récepteur solaire	79
3.1	Choix d'une architecture de récepteur adaptée au couplage solaire-thermoacoustique	81
3.1.1	Etat de l'art : Récepteurs solaires existants	81
3.1.2	Configuration du moteur thermoacoustique	84
3.1.3	Architecture du récepteur solaire-thermoacoustique	87
3.2	Modélisation du flux solaire concentré	88
3.2.1	Stratégie de réduction de la surface du concentrateur	89
3.3	Etude de l'échangeur	91
3.3.1	Conditionnement du flux : forme et position de la surface irradiée	91
3.3.2	Prédimensionnement du prototype échangeur	96
3.3.3	Prototype 3D	110
3.4	Etude de la cavité	113
3.4.1	Modèle numérique	114
3.4.2	Structure matérielle	120
3.4.3	Structure géométrique	120
3.4.4	Répartition des pertes thermiques	122
3.4.5	Etude de la réflexion par le fond de la cavité	123
3.5	Validation modèle nodal	125
3.6	Conclusion	127
4	Réponse thermique du récepteur à la variation temporelle du DNI	129
4.1	Analyse de l'intermittence de la source et choix des journées types	130
4.2	Adaptation temporelle du modèle thermique	131
4.3	Evolution du système sur les journées types	132
4.3.1	Cas limite de l'absence de pompage de puissance	132

4.3.2	Cas limite d'une température de gaz fixée et validation du modèle	133
4.3.3	Cas d'une puissance soutirée fixe et surface utile du concentrateur	137
4.4	Stratégie d'homogénéisation	138
4.4.1	Utilisation de l'inertie thermique du récepteur	138
4.4.2	Modulation du flux	139
4.5	Conclusion	143
5	Conception des éléments du sous-système solaire et campagne expérimentale	145
5.1	Conception des éléments du sous-système solaire	145
5.1.1	Fabrication de l'échangeur chaud	145
5.1.2	Caractérisation numérique du modulateur de flux	151
5.2	Campagne expérimentale	153
5.2.1	Aménagement et dispositif expérimental	153
5.2.2	Caractérisation du flux	155
5.3	Conclusion	164
	Bibliographie	168
	Annexes	i
	A Qdrive 1S132D-X Acoustic Driver : Données techniques	i
	B Conditionnement du signal de sortie du capteur LVDT	iii
	C Récepteurs solaires pour moteurs Stirling	vi
	D Modélisation du flux solaire concentré	viii
D.0.1	Campagne de mesure de erreurs optiques du concentrateur	ix
D.0.2	Modélisation de l'interaction des rayons avec le concentrateur	x
D.0.3	Influence de la méthode de reconstruction des données non caractérisées	xiii
D.0.4	Influence de la distribution du flux solaire	xiv

Grandeurs

x	Déplacement
u	Vitesse
U	Débit volumique
p	Pression (*)
T	Température
ψ	Phase acoustique
δ	Couche limite / Distance caractéristique
m	Masse (*)
\dot{m}	Débit massique
ϕ	Flux thermique
$Q; \Phi$	Puissance thermique
W	Puissance mécanique ou électrique
S	Entropie (*)
COP	Coefficient de performance
η	Efficacité
V	Tension (*)
I	Intensité
B	Champ magnétique
Z	Impédance
(R, L, C)	Résistance, Inductance, Capacité (*)
s	Raideur (*)
σ	Constante de Stephan-Boltzmann / Erreur / Contrainte mécanique (*)
C	Taux de concentration du rayonnement solaire (*)
f	Fonctions modélisant les dissipations (*)
J	Radiosité / Fonction de Bessel cylindriques de la première espèce (*)

Propriétés

C_v	Chaleur spécifique à volume constant
C_p	Chaleur spécifique à pression constante
h	Coefficient de transfert thermique (*)

k	Conductivité thermique (*)
K	Diffusivité thermique
r	Constante thermodynamique du gaz (*)
ν	Viscosité cinématique (*)
μ	Viscosité dynamique
ξ	Seconde viscosité / petit coefficient (*)
ρ	Masse volumique (*)
β	Coefficient de dilatation isobare
f	Fréquence (*)
ω	Pulsation de l'onde
λ	Longueur d'onde
c	Célérité du gaz
M^0	Emittance
E	Eclairement

Nombres adimensionnels

γ	Rapport des chaleurs spécifiques
Pr	Nombre de Prandtl
Nu	Nombre de Nusselt
Re_1	Nombre de Reynolds
Re_w	Nombre de Reynolds acoustique
Re_s	Nombre de Reynolds de Streaming
Dr	Drive ratio
Ma	Nombre de Mach
Λ	Facteur de forme géométrique
ϵ	Emissivité
ϵ^0	Facteur d'émission
ρ	Réflexivité (*)
τ	Temps caractéristique
p	Rapport de surfaces blocage/passage du gaz (*)
F	Facteur de forme d'éclairement

(*) Symbole utilisé plusieurs fois

Indices et exposants

<i>elec; e</i>	Electrique
<i>m</i>	Mécanique (*)
<i>ac</i>	Acoustique
<i>k</i>	Thermique (*)
<i>ν</i>	Visqueuse (*)
<i>s</i>	Soleil (*)
0	Composante continue acoustique
1	Amplitude acoustique au premier ordre
<i>c</i>	Chaud (*)
<i>f</i>	Froid / Focale (*)
<i>amb</i>	Ambiante
<i>gaz</i>	Gaz
<i>eau</i>	Eau
<i>sol</i>	Solide
<i>h</i>	Hydraulique (*)
<i>conc</i>	Concentrateur
<i>tub</i>	Tube
<i>ech</i>	Echangeur thermique
<i>cav</i>	Cavité
<i>r</i>	Régénérateur (*)
<i>res</i>	Résonateur acoustique
<i>pist</i>	Piston de l'alternateur linéaire
<i>enc</i>	Enceinte de l'alternateur linéaire
<i>LC</i>	circuit LC
<i>inert</i>	Inertance
<i>cap</i>	Capacitance
<i>bob</i>	Bobine
<i>coax</i>	Résistance chauffante
<i>cal</i>	Calorimètre
<i>Isol</i>	Isolant
<i>par</i>	Paroi
<i>ouv</i>	Ouverture
<i>cc</i>	Conducto-convection
<i>conv</i>	Convection
<i>rad</i>	Rayonnement

<i>refl</i>	Réflexion
<i>trans</i>	Transmis
<i>pertes</i>	Pertes
<i>int</i>	Intérieur
<i>ext</i>	Extérieur
<i>max</i>	Maximum
<i>min</i>	Minimum
<i>slope</i>	Macroscopique
<i>spec</i>	Microscopique
<i>g</i>	Global
<i>st</i>	Etage
<i>el</i>	Élément
<i>Cu</i>	Cuivre
<i>Ag</i>	Argent
<i>Inc</i>	Inconel
<i>SiC</i>	Carbure de Silicium
<i>t</i>	Temporel (*)
<i>carnot</i>	Relatif au cycle thermodynamique de Carnot
<i>im</i>	Image
<i>p</i>	Pointage (*)
<i>irr</i>	Irréversible

Dimensions géométriques

(x, y, z, r, t)	Coordonnées spacio-temporelles (*)
<i>l</i>	Longueur
<i>R</i>	Rayon (*)
<i>D</i>	Diamètre
θ	Angle
<i>d</i>	Distance
<i>h</i>	hauteur (*)
<i>e</i>	Epaisseur
<i>S</i>	Surface (*)
<i>V</i>	Volume (*)
<i>N; M; m</i>	Nombre d'éléments (*)
<i>n</i>	Indice de l'élément
<i>p</i>	Pas géométrique (*)
<i>r</i>	Raison de la suite arithmétique (*)

Chapitre 1

Introduction

C'est dans un contexte énergétique couplant incertitudes sur l'approvisionnement en énergies fossiles et lutte contre le changement climatique, que les accords de Montréal (1985), d'abord, et que ceux de Kyoto ensuite (1997), ont vu le jour. Premiers d'une longue série de mesures visant à changer le visage énergétique mondial, ils ont engagé les politiques d'état dans un effort de recherche sur les technologies utilisant de l'énergie dite 'renouvelable'. L'objectif est d'une part de réduire l'atteinte de l'activité humaine à la couche d'ozone et de minimiser les émissions de CO_2 responsables, entre autres, de l'effet de serre et des pluies acides et, d'autre part d'élargir le 'mix énergétique', actuellement dominé à 81% par l'énergie fossile [4]¹. La construction de cet ensemble de solutions durables doit s'adapter à la situation économique et politique mais surtout à la distribution géographique des ressources.

La réfrigération conventionnelle, assurée en grande majorité par des machines di-thermes à compression de vapeur, par son caractère énergivore (15% de la production mondiale d'électricité [20]) et ses fluides réfrigérants nocifs pour la couche d'ozone est l'un des secteurs les plus concernés par ces mesures. Plus de 80% de l'impact des systèmes frigorifiques sur le réchauffement climatique est dû à l'utilisation de l'électricité [20]. Par ailleurs, l'accroissement de la population mondiale et l'industrialisation rapide des pays émergents vont tendre à augmenter les besoins en froid ces prochaines années [69]. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles techniques de production de froid respectueuses de l'environnement comme le froid magnétique ou le froid solaire dans les pays en développement. La réfrigération solaire semble être en effet une solution intéressante pour réduire la quantité de gaz à effet de serre. D'autant plus que la distribution géographique de la demande énergétique concorde avec la répartition de l'intensité du rayonnement solaire dans le monde.

Dans le cadre d'une vision durable des procédés de production de froid et pour de moyennes

1. Chiffres 2010, Key word energy statistics, IEA, 2012

puissances, la réfrigération thermoacoustique solaire est une alternative intéressante aux systèmes thermiques frigorifiques solaires existants. En effet, la réfrigération thermoacoustique met en jeu un cycle thermodynamique de Stirling² qui permet d'atteindre une efficacité de 30%. Sa souplesse pour travailler sur de larges gammes de températures et de puissances (de la température ambiante aux températures cryogéniques et de quelques watts à plusieurs kilowatts) lui permet de s'adapter à plusieurs échelles de production. La conversion de la chaleur en énergie mécanique se fait par voie directe, sans pièce mobile, ce qui fiabilise le système. De plus, le gaz de travail utilisé dans la conversion, est usuellement un gaz inerte, sans impact sur l'environnement comme par exemple l'hélium mais celui-ci est une ressource limitée.

Le phénomène thermoacoustique, canalisé dans des machines thermiques, permet de générer du travail mécanique, sous forme d'ondes acoustiques, à partir de transferts thermiques et inversement. Ces machines peuvent donc fonctionner en mode moteur ou réfrigérateur, ou encore être combinées dans des ensembles dits 'tri-thermes' pour une production de froid à partir d'une source chaude avec rejet de chaleur à une troisième source à température intermédiaire. Plusieurs vecteurs énergétiques peuvent être envisagés pour la source chaude comme : les rejets thermiques, le biogaz ou le rayonnement solaire. L'intérêt de l'énergie solaire est sa capacité à être concentrée et à atteindre les températures nécessaires aux hauts rendements, sans coût ni impact direct sur l'environnement. Une source solaire est intéressante car, comme pour la thermoacoustique, les systèmes de concentration sont adaptables à une large gamme d'échelles de puissance et de température. Le couplage des technologies solaire et thermoacoustique permettrait de créer un module quasi autonome de réfrigération décentralisée pour satisfaire des besoins locaux, nécessitant peu de maintenance. De plus, la disponibilité de l'énergie solaire sur le lieu de consommation du froid produit évite l'étape de transport de l'énergie.

Cependant, l'adaptation solaire d'un système thermoacoustique requiert un dimensionnement spécifique du récepteur solaire et de son échangeur chaud afin de transmettre de manière efficace et stable l'énergie du rayonnement solaire, sous forme de chaleur, au reste du système. Mener à bien cette étude demande une modélisation thermique complète du récepteur, incluant les transferts thermoacoustiques à l'intérieur de l'échangeur ainsi que les échanges à l'intérieur du récepteur. Dans cette optique, certains verrous sur la caractérisation des transferts thermiques en fluide oscillant d'une part, et ceux intrinsèques au caractère inhomogène et intermittent de l'irradiation solaire d'autre part, doivent être levés. C'est ce que se propose d'aborder cette étude.

2. D'autres cycles sont possibles, celui de Stirling est le plus efficace car théoriquement réversible

1.1 Le refroidissement solaire

Dans son 'Heating and cooling program strategic plan' [3], l'IEA préconise que le froid soit produit à 50% par voie thermique solaire. Le rapport mentionne aussi que la plus grosse demande concerne les unités de petite puissance, c'est à dire de 1 à 10 kW, utilisées dans le secteur de l'habitat (climatisation) et dans celui de l'alimentation (chaîne du froid).

Les études de *Kim et Infante Ferreira (2008)* [36] et *Mokhtar et al. (2010)* [43] comparent du point de vue de leur efficacité et de leur rentabilité économique les technologies de refroidissement solaire. Les résultats de ces études montrent que, pour des puissances de 1 à 10 kW et des températures basses de -25 °C, seules les technologies mettant en jeu le photovoltaïque ou les moteurs de Stirling dans des systèmes à compression de vapeur démontrent une bonne efficacité. En effet, même s'ils admettent de bons rendements, la plupart des systèmes à sorption (absorption et adsorption physique ou chimique) couplés à des capteurs solaires thermiques ne permettent pas d'atteindre des températures négatives. Les transformations thermiques mettent en œuvre des sorbants dont l'utilisation est limitée par leur point de cristallisation. Le seul procédé capable de descendre à des températures situées entre 0 et -10 °C avec une efficacité de 10 à 27% est un système à adsorption utilisant de l'ammoniac (gaz favorisant l'acidification des sols et les pluies acides) dédié à des applications de 500 kW à 2.5 MW de froid [68].

Les systèmes de refroidissement solaires actuels, notables par leur efficacité et leur maturité, sont donc au nombre de deux : le photovoltaïque et le moteur Stirling couplé à un alternateur dans des systèmes à compression de vapeur. Ces deux technologies ne permettent pas une transformation directe du rayonnement solaire en travail mécanique mais produisent une puissance électrique qui alimente un compresseur, comme le montre la figure 1.1. Celui-ci compresse la vapeur qui, en traversant le condenseur, transfère ses calories à la source chaude en changeant d'état. Puis le fluide est détendu au moyen d'une vanne jusqu'à son point de liquéfaction, ceci permet ensuite de générer un refroidissement par soutirage d'une puissance thermique à la source froide et évaporation du liquide.

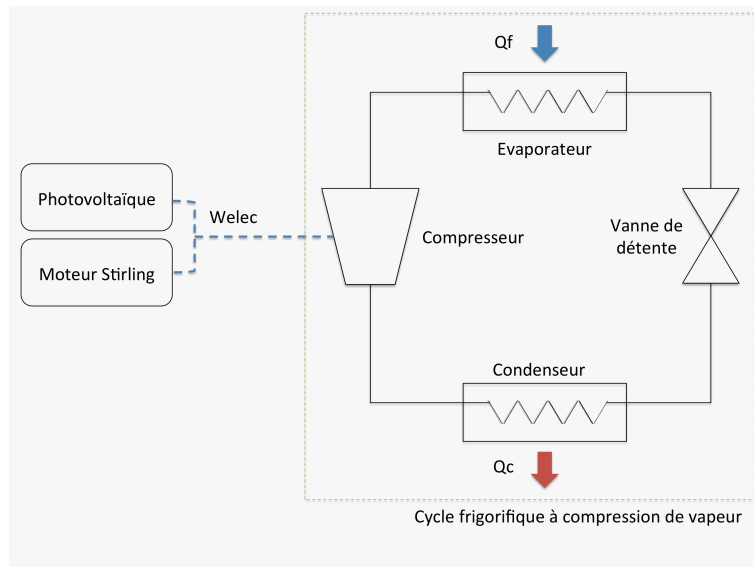


FIGURE 1.1 – Cycle frigorifique à compression de vapeur. L'alimentation du compresseur se fait par énergie électrique issue de panneaux photovoltaïques ou d'un moteur de Stirling. Les transformations du cycle sont les suivantes : compression isentropique dans le compresseur, condensation isobare, détente isenthalpique irréversible au moyen de la vanne et évaporation isobare avec transfert de chaleur.

Premièrement, les systèmes mettant en jeu le photovoltaïque sont liés à un fort taux de rejet de carbone dû à l'industrie de traitement de la silice ($100\text{kg } CO_2/\text{MWh}^3$ [24]) et restent assez coûteux [36]. Deuxièmement, le moteur basé sur le cycle thermodynamique de Stirling est l'un des systèmes actuels, fonctionnant avec une source solaire, les plus abouti. Il est intéressant, de se pencher succinctement sur le cas des machines Stirling pour la ressemblance de ces procédés à ceux de la thermoacoustique. Dans sa version la plus simple, dite 'à pistons libres', une telle machine est composée de deux cylindres : un d'expansion qui est lié à la source chaude et un de compression lié à la source froide. Ces cylindres sont remplis avec un gaz (He , H_2) et leurs volumes sont reliés entre eux. Les pistons sont liés mécaniquement entre eux par un vilebrequin ; ce couplage sert à la coordination spécifique du mouvement des deux pistons qui agencent les étapes de transformations thermodynamiques. L'innovation qui a réellement permis son développement en améliorant ses performances est l'adjonction d'un accumulateur de chaleur entre les cylindres. Cet élément, nommé régénérateur, permet d'accumuler et de restituer de la chaleur à différents instants du cycle thermodynamique et ainsi de le rendre plus performant.

Le mode des machines de Stirling est inversable : elles peuvent fonctionner à la fois en mode moteur et en mode réfrigérateur ou en mode pompe à chaleur et peuvent être combinées. Dans cette optique il est possible d'imaginer une production de froid directement par transformation thermomécanique sans conversion électrique, de telles machines sont appelées machines

3. Mégawatts électriques ; correspond à la production de puissance électrique

Duplex⁴ [54] [10] dont un exemple est donné par la figure 1.2. Comme nous venons de le voir la partie moteur (en haut sur la figure) comme pompe à chaleur (en bas sur la figure) doivent être composées de deux pistons pour agencer les transformations thermodynamiques. En pratique, l'un des pistons est commun aux deux parties, il est appelé 'power piston' sur la figure 1.2. Bien que les recherches dans ce domaine aient été nombreuses, peu d'applications ont vu le jour car ce type de machines deviennent facilement instables et nécessitent un système de régulation. En effet, le point de fonctionnement pour lequel la puissance fournie par le moteur correspond à la charge de la pompe à chaleur est difficile à maintenir ; ce qui provoque un emballement du moteur si les paramètres d'entrée ne sont pas régulés. De plus, un inconvénient majeur de cette technologie est l'usure des pièces mobiles sollicitées thermiquement.

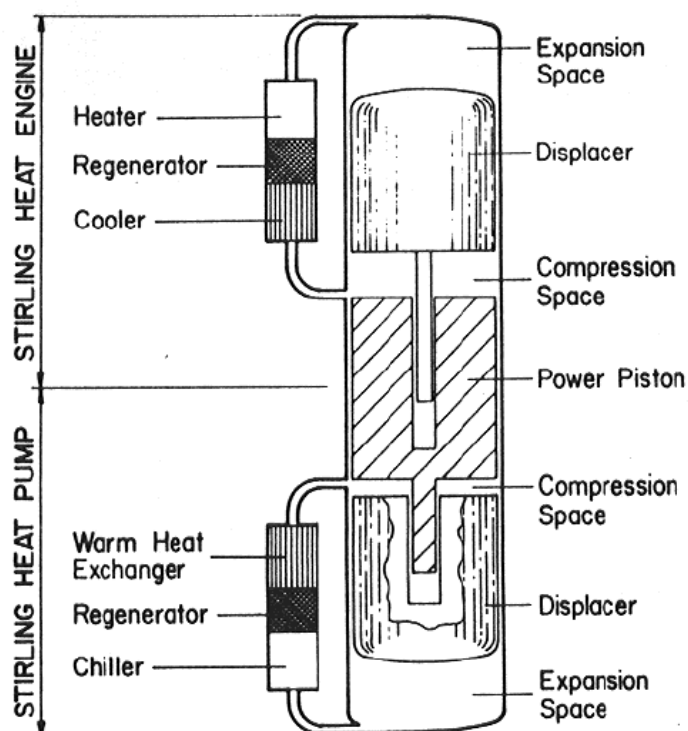


FIGURE 1.2 – Machine de Stirling duplex composée d'un moteur (en haut) et d'une pompe à chaleur (en bas). Chacune de ces parties présente un volume d'expansion et un volume de compression, eux-mêmes liés à une cellule thermique faite d'échangeurs de chaleur et d'un régénérateur [54].

Les études mentionnent aussi qu'au vu des bons rendements qui pourraient être obtenus avec les systèmes thermoacoustiques, leur couplage avec une source solaire pourrait les mettre en compétition avec les deux systèmes précédents. De fait, les machines combinées thermoacoustiques

4. Il existe des variantes à la machine Duplex. Notamment la machine Vuilleumier dont la particularité est de lier les parties à température intermédiaire du moteur et de la pompe à chaleur [17] [62] et la machine de Cooke-Yarborough.

permettent d'envisager de produire du froid à partir d'une source solaire par transition mécanique sans passer par une conversion électrique. De plus, l'absence de pièces mobiles permet de faire face au problème d'usure des pièces.

1.2 Introduction à la thermoacoustique

Comme son nom l'indique, la thermoacoustique est un domaine complexe à la frontière entre plusieurs disciplines : la thermique et l'acoustique. La mise en œuvre du phénomène thermoacoustique dans des machines thermiques permet d'accéder à des applications intéressantes dans le domaine de l'énergie, notamment en cryogénie et en réfrigération. Bien qu'assez proche des systèmes de Stirling, la thermoacoustique est un domaine peu connu ; il convient donc tout d'abord de l'introduire. Dans un premier temps, une explication simple du phénomène physique d'un point de vue énergétique sera donnée, puis la mise en œuvre des systèmes sera décrite pas à pas et placée dans son contexte historique.

1.2.1 Phénomène physique

Le phénomène thermoacoustique de conversion d'énergie résulte de l'interaction entre une paroi solide, de grande capacité thermique, et un milieu fluide dans lequel oscille une onde acoustique. Les changements de pression et le déplacement du fluide induits par le passage de l'onde à l'intérieur de celui-ci, ordonne un certain nombre de transformations thermodynamiques. La paroi quant à elle joue le rôle de sources de chaleur tantôt chaude, tantôt froide et le déphasage temporel des manifestations thermiques et fluidiques qui prend place à son voisinage, permet la construction d'un cycle thermodynamique. Le phénomène engendré est très faible à l'échelle du déplacement particulaire, déplacement de la particule fluide sur une demi-oscillation. Il convient alors de l'amplifier afin que les transferts résultants puissent atteindre des niveaux énergétiques exploitables.

Cycles thermodynamiques à l'échelle du déplacement particulaire

Le cas traité ici est celui d'une onde stationnaire, cas le plus simple, qui impose une quadrature de phase entre la pression et la vitesse de la particule. Cette affirmation est, pour l'instant admise ; elle sera expliquée au paragraphe suivant 1.2.2. Pour introduire le phénomène thermoacoustique, un volume ou particule fluide à une température T_0 va être considéré. Un champ acoustique sinusoïdal lui est appliqué. Les évolutions des variables caractéristiques du gaz traversé par une onde stationnaire sont données par les courbes de la figure 1.3 sur une période acoustique.

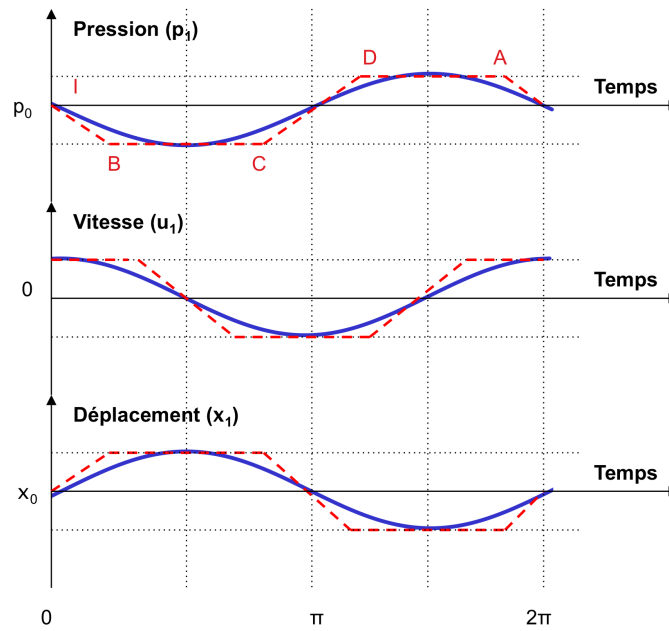


FIGURE 1.3 – *Evolutions temporelles sinusoidales des variables caracteristiques d'une particule fluide soumise a une onde acoustique stationnaire.*

Sous l'action de l'onde, l'élément fluide oscille autour d'une position moyenne sur une distance correspondant à deux fois le déplacement particulaire. Comme on peut le voir sur la figure 1.4, le fluide subie alternativement détente (I-B) et compression (C-D) avant de revenir à sa position initiale (A-I). Les transformations étant adiabatiques, la variation de pression entraîne une variation de température dans le même sens. Autrement dit, pendant la compression, la température de la particule fluide augmente et inversement pendant la détente. Un gradient de température s'établit alors à l'intérieur de l'espace limité par deux déplacements particuliers.

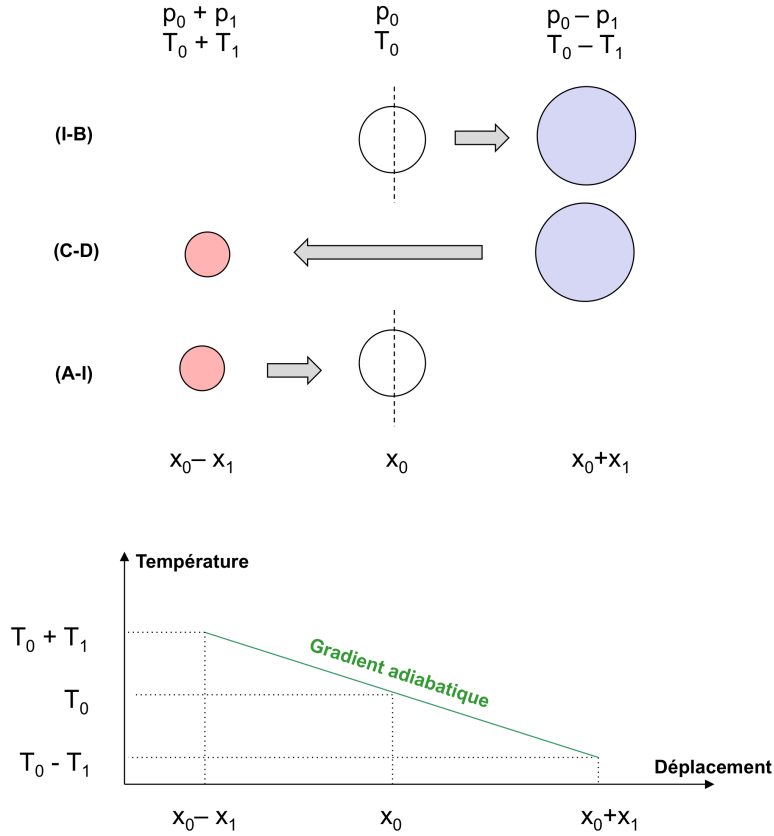


FIGURE 1.4 – En haut : les étapes de transformations d'une particule fluide soumise à une onde acoustique. En bas : création d'un gradient de température dans un volume de gaz adiabatique induit par l'onde.

En utilisant la dérivée logarithmique de la loi de Laplace d'un gaz parfait dans une transformation adiabatique $p^{(1-\gamma)}T^\gamma = cst$, on comprend que, pour un milieu adiabatique, les évolutions des oscillations de température et de pression sont proportionnellement liées par une propriété du gaz (cf. équation 1.1) : le rapport entre sa chaleur spécifique à pression constante, Cp_{gaz} , sur celle à volume constant, Cv_{gaz} , $\gamma = \frac{Cp_{gaz}}{Cv_{gaz}}$.

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p_1}{p_0} \quad (1.1)$$

Avec T_0 et p_0 température et pression moyenne et T_1 et p_1 amplitude de température et de pression. Plus le rapport $\frac{p_1}{p_0}$ est grand, plus le rapport de température sera grand et inversement. Le rapport des pressions est appelé drive ratio et sera noté pour la suite Dr . Les générateurs thermoacoustiques d'onde actuels permettent d'obtenir des rapports de pression, jusqu'à 10%. La différence de température adiabatique est donc :

$$\Delta T = 2T_1 \quad (1.2)$$

$$\Delta T = 2T_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p_1}{p_0} \quad (1.3)$$

Cas du cycle réfrigérateur

Le même volume de fluide est ensuite mis en présence d'un solide à la température moyenne T_0 . Le rôle de la paroi dans la construction du cycle thermodynamique est essentiel. Elle joue, d'abord, le rôle de source de chaleur stable. Pour se faire sa capacité thermique doit être grande devant celle du fluide de telle sorte que les oscillations de température à l'intérieur de la paroi soient négligeables par rapport à celles du fluide. Ensuite, les phénomènes thermiques et fluidiques qui ont lieu à son voisinage introduisent le déphasage, ou décalage temporel, nécessaire à la construction du cycle thermodynamique. D'un point de vue thermique, les transferts entre la paroi et le fluide ne peuvent se situer qu'à l'intérieur d'une fine épaisseur pariétale : la couche limite thermique. Le fluide situé au delà de cette épaisseur se comporte comme un volume adiabatique. La couche limite thermique est définie comme l'épaisseur à travers laquelle la chaleur se diffuse sur une période acoustique $\tau_{ac} = \omega^{-1}$ avec ω , pulsation de l'onde. Son expression découle de la solution à l'équation de la diffusion en 1D d'un fluide visqueux incompressible soumis à une excitation périodique :

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2 K_{gaz}}{\omega}} \quad (1.4)$$

Avec K_{gaz} et Cp_{gaz} , respectivement diffusivité thermique et capacité calorifique du gaz.

D'un point de vue fluide, la couche limite visqueuse définit l'épaisseur à travers laquelle les effets visqueux se font ressentir (diffusion de la quantité de mouvement). Cela se traduit par un profil de vitesse nulle au niveau de la paroi et qui tend à rejoindre la valeur de celle au centre de l'écoulement où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir. Elle s'exprime ainsi :

$$\delta_\nu = \sqrt{\frac{2 \nu}{\omega}} \quad (1.5)$$

Avec ν , viscosité cinématique du gaz.

La figure 2.1.2 permet de visualiser l'effet de la couche limite sur le profil de vitesse d'un écoulement 2D oscillant entre deux plaques pour plusieurs instants, fractions de la période d'oscillation.

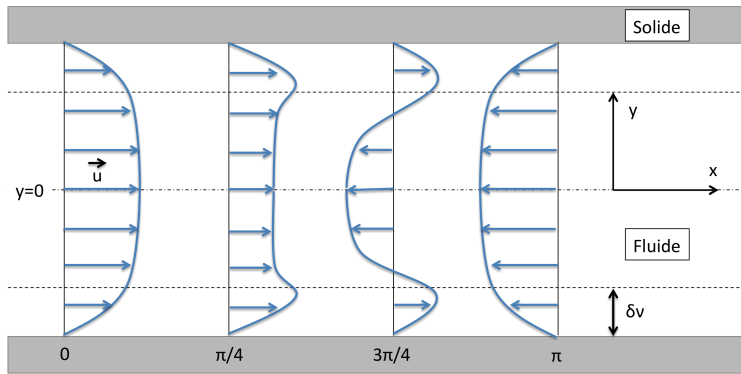


FIGURE 1.5 – Schéma représentant le profil de vitesse d'un fluide en oscillation entre deux plaques parallèles sur une demi période acoustique.

La figure 1.6 décrit les étapes de la transformation physique du volume de gaz en les mettant en parallèle avec la construction du cycle thermodynamique correspondant. Dans le cas d'une onde stationnaire, le transfert thermique a lieu lorsque sa constante de temps est inférieure à la constante de temps de déplacement, ce qui permet un échange de chaleur entre le milieu adiabatique et la paroi par l'intermédiaire de la couche limite thermique. Pour ce faire l'espacement entre les éléments solides doit être supérieur à l'épaisseur de couche limite thermique ce qui permet une détente et une compression adiabatique pendant le déplacement. Sous l'action de l'onde acoustique, le volume subit d'abord une détente adiabatique (A-B). Au moment où la détente est maximale, la vitesse de la particule est nulle et sa température est inférieure à T_0 , température du solide. Il y a alors transfert de chaleur du solide vers le fluide (B-C) ; cette transformation isobare provoque une dilatation du volume. Puis l'élément subit une compression adiabatique (C-D). De la même manière, au moment où la compression est maximale, la vitesse de la particule est nulle et sa température est supérieure à T_0 . Le transfert de chaleur se fait cette fois du fluide vers le solide (D-A) et la transformation est une contraction isobare. Au cours d'une période acoustique, une particule de fluide a donc acquis une quantité de chaleur du solide à l'extrémité de son déplacement pour la céder à l'autre extrémité de son déplacement. Il y a donc déplacement aérodynamique de la chaleur le long du solide, à partir d'un travail mécanique, ce qui induit un gradient thermique à l'intérieur du solide à une échelle locale.

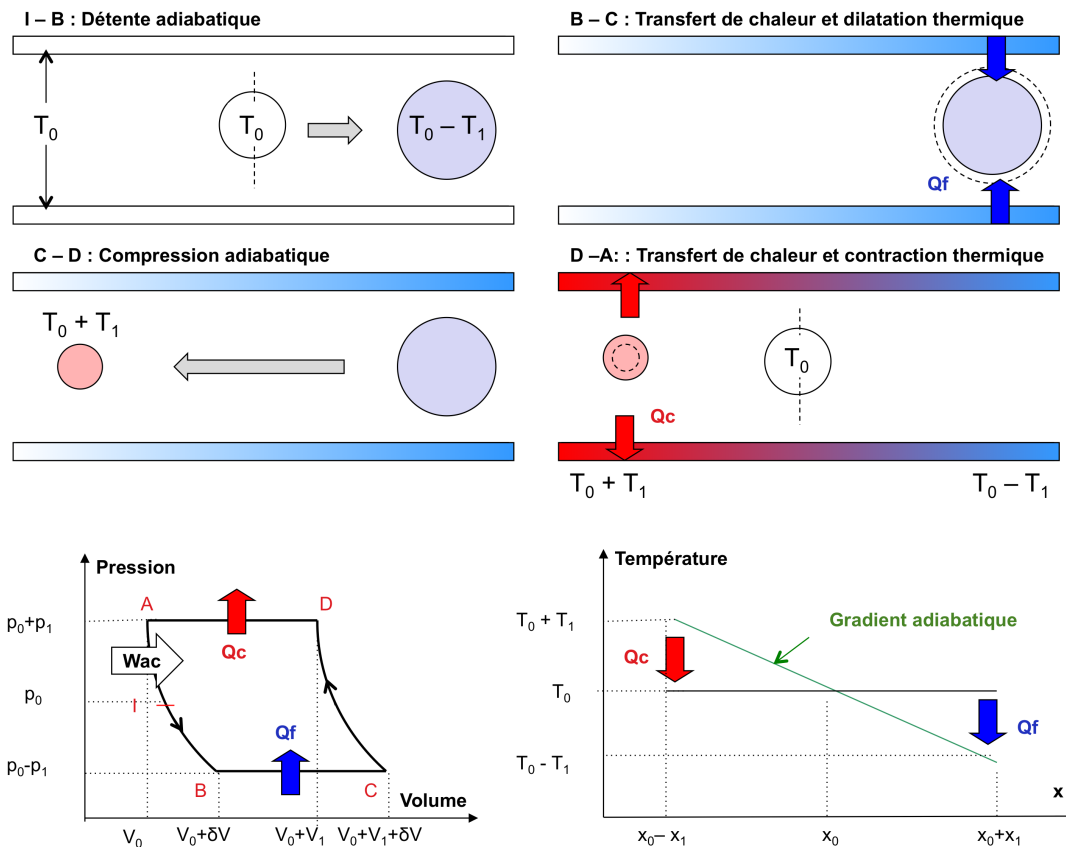


FIGURE 1.6 – En haut : les transformations thermodynamiques subies par une particule fluide soumise à une onde acoustique au voisinage d’une paroi à une température T_0 . En bas à gauche : diagramme de Clapeyron présentant le cycle thermodynamique de Joule-Brayton en mode réfrigérateur. En bas à droite : transferts de chaleur entre le volume et la paroi suivant la position de la particule fluide et de leurs températures respectives.

Cas du cycle moteur

La figure 1.7 illustre les transformations thermodynamiques dans le cas d’un cycle moteur. Cette fois le volume de fluide est mis en présence d’un solide auquel on aura imposé un gradient de température supérieur au gradient adiabatique. Comme précédemment, le volume subit d’abord une détente adiabatique (A-B); au moment où la détente est maximale sa température est cette fois supérieure à T_f , température du solide à cette extrémité. Il y a donc transfert de chaleur du fluide vers le solide ce qui provoque une contraction isobare du volume (B-C). Puis l’élément subit une compression adiabatique (C-D). Au moment où la compression est maximale sa température est inférieure à T_c . Le transfert de chaleur se fait cette fois du solide vers le fluide ce qui provoque une dilatation isobare du volume (D-A). Le volume reçoit donc de la chaleur lorsqu’il est comprimé et cède de la chaleur lorsqu’il est détendu. Il se crée alors une amplification du phénomène de détente et de compression et donc la génération d’un travail mécanique.

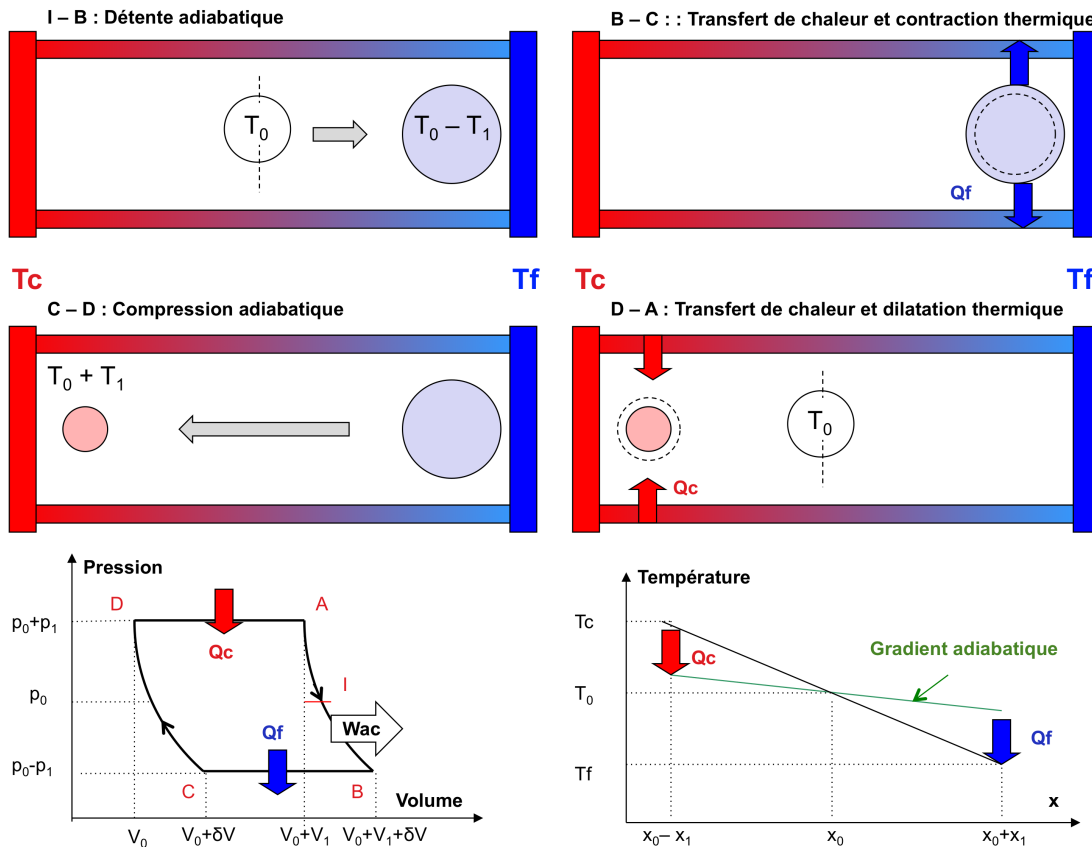


FIGURE 1.7 – En haut : les étapes de transformations d’une particule fluide soumise à une onde acoustique au voisinage d’une paroi sur laquelle on impose un gradient de température. En bas à gauche : diagramme de Clapeyron présentant le cycle thermodynamique de Joule-Brayton en mode moteur. En bas à droite : transferts de chaleur entre le volume et la paroi suivant la position de la particule fluide et de leurs températures respectives.

Avec ces deux cycles, on note que le critère qui détermine le caractère du cycle, moteur ou réfrigérateur, est l’amplitude du gradient de température dans le solide. En effet, s’il est inférieur au gradient adiabatique, le phénomène est un phénomène réfrigérateur et s’il est supérieur le phénomène devient moteur. Le phénomène est donc soumis à un seuil basé sur un gradient, appelé gradient critique. Si ce gradient est dépassé et maintenu dans le solide, une instabilité thermo-convective se déclenche spontanément ; il y a donc génération d’une onde acoustique.

1.2.2 Machines thermoacoustiques

Les cycles qui viennent d’être présentés se construisent à l’échelle locale du déplacement particulaire. Si ces cycles sont répétés plusieurs fois le long d’un solide, il est possible, dans le cas du cycle réfrigérateur, de transférer de proche en proche au sein du fluide une quantité de chaleur pour générer et maintenir un gradient de température le long du solide. Dans l’autre cas, celui du cycle moteur, il est possible de générer un travail mécanique.

Si elles sont relativement complexes dans leur principe, les machines thermoacoustiques sont simples dans leur mise en œuvre, résumée ici. Dans le but d'augmenter l'interaction fluide/paroi et donc la quantité des transferts, la surface d'échange est maximisée par l'utilisation de milieux poreux constitués de matériaux possédant une bonne capacité thermique, généralement du métal ou de la céramique. Ces milieux poreux peuvent se présenter sous différentes formes comme des pores carrés en céramique, un enroulement de feuille d'acier ou encore une mousse réticulée en carbone vitreux. Afin de permettre le transfert de flux de chaleur avec l'extérieur, des échangeurs sont placés aux extrémités du milieu poreux. Dans le cas d'une machine réfrigérateur, ils permettent de récupérer la chaleur pompée et dans le cas d'un moteur, d'imposer le gradient de température au solide. Le fluide utilisé dans les machines thermoacoustiques est un fluide conducteur. Son nombre de Prandtl $Pr = (\delta_\nu/\delta_k)^2$ doit être faible. C'est à dire que la diffusivité thermique du gaz K_{gaz} doit être grande par rapport à sa viscosité cinématique ν afin de favoriser les échanges thermiques tout en limitant les pertes visqueuses. En dehors des fluides critiques pour lesquels peu de résultats sont disponibles, les meilleurs résultats sont obtenus avec des mélanges de gaz nobles comme Hélium/Argon ou Hélium/Xénon. En effet, à mesure que l'on augmente la fraction de gaz lourd, Argon ou Xénon, on augmente la conductivité du mélange plus rapidement que sa viscosité. Il en résulte un minimum du nombre de Prandtl au alentour d'une fraction de 40% d'Hélium [76].

Pour finir, afin d'augmenter les niveaux de puissances mises en oeuvre, les fluctuations de pression sont amplifiées par l'utilisation d'un résonateur qui permet de mettre le champ acoustique en résonance. Pour ce faire, dans le cas d'ondes stationnaires, le résonateur doit être un tube droit fermé à ses deux extrémités et dimensionné à la demi-longueur d'onde du gaz confiné. La longueur d'onde λ étant définie comme la distance parcourue par l'onde au cours d'une période acoustique et s'exprimant comme la célérité c de l'onde dans le gaz considéré sur la fréquence de l'onde f (équation 1.6).

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (1.6)$$

Dans cette configuration, la vitesse est nulle et la pression maximale aux deux extrémités. Les transferts sont, ensuite, densifiés par la mise sous pression du gaz. La puissance acoustique, quant à elle, dépend localement du volume de gaz déplacé en un temps donné : plus le débit volumique est conséquent plus la puissance est importante. La section du résonateur a donc un rôle important dans le dimensionnement de l'échelle de puissance.

Comme nous venons de le voir, deux types de machines thermiques thermoacoustiques peuvent

être construites :

- une machine de type réfrigérateur qui, à l'aide d'un travail mécanique, peut pomper de la chaleur d'une source froide vers une source chaude ;
- une machine moteur qui, à l'aide de deux sources de chaleur, une chaude et une froide, peut générer une puissance mécanique.

Les performances de ces machines peuvent être évaluées par la première loi de la thermodynamique qui atteste que toutes les formes d'énergie sont équivalentes et convertibles. L'application de ce principe donne :

$$Q_c + Q_f + W_{ac} = 0 \quad (1.7)$$

Avec Q_c et Q_f respectivement les chaleurs échangées à la source chaude et à la source froide aux températures T_c et T_f et W_{ac} , le travail acoustique. On utilise la convention de signe usuelle en thermodynamique : un flux entrant est pris positif (reçu) et un flux sortant, négatif (cédé). Ce qui donne : $Q_c > 0$ et $Q_f < 0$, si la machine est réceptrice $W_{ac} > 0$ et si la machine est motrice $W_{ac} < 0$.

Pour une machine thermoacoustique, l'énergie entrante sous forme d'énergie mécanique est convertie en chaleur ou inversement suivant ce principe de conservation de l'énergie. Pour une machine de type réfrigérateur, le coût énergétique de la conversion que l'on peut qualifier de coefficient de performance est le quotient de la chaleur acquise par la source froide par le travail reçu (équation 1.8)

$$COP = \frac{Q_f}{W_{ac}} \quad (1.8)$$

Pour une machine motrice c'est l'efficacité qui se trouve être le critère de performance. Elle correspond au travail cédé par la chaleur reçue.

$$\eta = \frac{|W_{ac}|}{Q_c} \quad (1.9)$$

Cycle réel et irréversibilités

Les coefficients de performance sont comparés aux coefficients relatifs de Carnot. Conséquence de la seconde loi de la thermodynamique, ces coefficients constituent la limite haute des performances d'une machine que l'on considère comme parfaitement réversible. Le modèle de la seconde loi se base sur le concept d'entropie. Si un système est réversible et fermé, l'entropie se résume à un terme qualifiant l'échange $S = \frac{Q}{T}$. La présence d'irréversibilité induit un terme de création S_{irr} qui dépend du sens de la transformation $S = \frac{Q}{T} + S_{irr}$. L'application de la seconde

loi de la thermodynamique pour une machine di-therme donne :

$$S = \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} + S_{irr} = 0 \quad (1.10)$$

Si on combine les équations 1.7, 1.10, 1.8 et 1.9, on obtient :

$$COP = \frac{1}{\frac{T_c}{T_f} - 1 + \frac{S_{irr} T_c}{Q_f}} \quad (1.11)$$

$$\eta = 1 - \frac{T_f}{T_c} - \frac{S_{irr} T_f}{Q_c} \quad (1.12)$$

Si S_{irr} est nul, le système est considéré comme parfaitement réversible : les transferts thermiques sont supposés parfaits et les effets visqueux nuls. Les équations 1.14 et 1.13 donnent l'efficacité et le coefficient de performances de Carnot.

$$COP_{carnot} = \frac{T_f}{T_c - T_f} \quad (1.13)$$

$$\eta_{carnot} = \frac{T_c - T_f}{T_c} \quad (1.14)$$

avec $COP < COP_{carnot}$ et $\eta < \eta_{carnot}$

Avec l'expression 1.14 on voit facilement que si l'on augmente la température de la source chaude d'une machine thermique motrice en gardant la même température de la source froide alors on augmente son rendement de Carnot et donc la limite haute des performances du système. C'est une manœuvre intéressante, mais qui demande à veiller à ce que les irréversibilités générées par l'augmentation de la température n'écroutent pas la performance de l'ensemble.

Les irréversibilités dans les systèmes thermoacoustiques sont nombreuses. C'est pour cette raison que les cycles réels de fonctionnement ont des performances bien plus basses que celles qui sont théoriquement attendues. Ces phénomènes irréversibles peuvent être mécaniques, comme le frottement au sein de la couche limite visqueuse, ou acoustiques par la génération d'harmoniques, ou encore thermiques. Parmi les principales causes qui font différer le cycle réel du cycle théorique, on peut identifier : l'imperfection des échangeurs de chaleur, les mauvaises performances du milieu poreux, l'existence de volumes morts qui amortissent l'onde, le caractère non linéaire de la source acoustique... Quantifier, identifier et remédier à ces irréversibilités est l'un des grands défis actuels de la thermoacoustique.

1.2.3 Historique et état de l'art

L'intérêt scientifique pour l'interaction entre la chaleur et le son remonte à 1816, lorsque Laplace corrigea le calcul de la vitesse du son dans l'air, établie par Newton un siècle plus tôt, en introduisant une dépendance entre la température de l'air et les phénomènes d'expansion et de compression provoqués par la propagation du son. La petite histoire veut que les premiers à constater le phénomène thermoacoustique aient été les souffleurs de verre. En effet, la différence de température entre les deux extrémités de leur canne en fer remplie d'air, avec d'un côté leur bouche à température ambiante et de l'autre du verre en fusion (la pendaison), provoque l'établissement d'un son. C'est ensuite au *XVII*^{ième} siècle que les premières observations volontaires seront menées par Byrn Higgins. Ses travaux seront poursuivis par *Sondhaus* en 1850 [23] et *Rijke* en 1859 [22]. *Rijke* chauffa la seconde moitié d'un tube ouvert. Il nota que la position de chauffage avait une influence caractéristique sur la puissance des oscillations. *Sondhaus* de son côté chauffa une sphère raccordée à un tube en verre. Il mit ainsi en évidence l'influence des dimensions du tube et de la sphère ainsi que celle de la puissance de la flamme de chauffage sur le son produit. Bien plus tard, dans les années 1960, *Carter et al.* optimisèrent le tube de *Sondhaus* en ajoutant un milieu poreux. L'avantage de celui-ci est de multiplier les échanges thermiques sur une petite fraction de la longueur d'onde ; ce qui permet d'augmenter la puissance sonore.

La première théorie qualitative du tube de *Sondhaus*, commencée par *Kirchhoff* en 1868, remonte à 1894 et est attribuée à *Lord Rayleigh*. Il formula le critère nécessaire à la production d'oscillations thermoacoustiques :

« *If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or be taken from at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged* »

C'est lui qui mit ainsi en évidence le fondement de l'effet thermoacoustique : l'existence d'un décalage temporel entre la pression et le transfert de chaleur. Cependant, il faudra attendre les années 1960, pour que *Rott* [64] mette en équation le phénomène des ondes de Taconis⁵, observé en 1949 par *Taconis et Kramers*. La théorie de Rott fut ensuite validée par les travaux expérimentaux de *Yazaki et al.* durant les années 70 [80].

Le processus inverse, et donc l'effet réfrigérateur, fut mis en évidence par les expériences des années 1970 de *Weatley et Swift* qui font suite aux travaux de *Gifford et Longworth (1963)* qui montrèrent le processus de pompage de chaleur à l'intérieur d'un tube à très basse fréquence ainsi qu'à ceux de *Merkli et Thomann* qui notèrent un phénomène de refroidissement près d'un ventre

5. En cryogénie, les ondes de Taconis sont des oscillations de pression spontanées qui s'établissent dans un tube à température ambiante relié à un réservoir d'hélium liquide. Une évaporation simultanée du bain note la présence de transferts thermiques. Ce phénomène parasite peut être canalisé afin de réaliser une sonde de niveau d'hélium, appelée sonde de Taconis.

de vitesse⁶. Un document de référence sur la réfrigération thermoacoustique fut rédigé par *Swift (1988)* [73] dans lequel il donne une description détaillée de la thermoacoustique en s'appuyant sur un système, le 'beercooler'. Par la même occasion il montrera l'importance du rapport entre les capacités thermiques du fluide et de la paroi.

Comme il a été vu dans le paragraphe précédent, un cycle thermodynamique est une suite de transformations ordonnées dans le temps. Dans un système de Stirling, c'est le déplacement des pistons qui agence les étapes de transformation et détermine ainsi le mode de fonctionnement. Dans une machine thermoacoustique, il n'y a pas de pièce mécanique en mouvement. Cet agencement dépend du type de propagation de l'onde, elle-même dépendante de la typologie du résonateur. Il existe deux types de propagation : stationnaire et progressive. Le type de propagation définit le déphasage temporel entre la vitesse et la pression. Si dans un système à ondes stationnaires, la vitesse et la pression sont en quadrature de phase, dans les systèmes à ondes progressives, elles sont en phase. Les systèmes à ondes stationnaires, par le fait même de mettre en jeu des contacts thermiques imparfaits, sont fondamentalement peu efficaces. Ces contacts imparfaits sont induits par l'utilisation de canaux larges devant l'épaisseur de couche limite thermique. A titre d'exemple, la plus grande efficacité référencée à ce jour avec un système à onde stationnaire est de 18 %. C'est *Ceperley*, en 1979 [18], qui aura le premier l'idée d'utiliser des ondes progressives pour réaliser une machine thermique, en utilisant un circuit déphaseur dans un résonateur toroïdal. Il n'y a pas de déphasage entre vitesse et pression et donc entre transfert thermique et déplacement. En favorisant, un transfert thermique en tout point du milieu poreux par un contact thermique parfait entre le fluide et la paroi, il est possible de construire des cycles de Stirling. Les canaux du milieu poreux sont alors choisis de manière à être de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite thermique ; dans ce cas le milieu est appelé régénérateur. Les performances de ces systèmes sont donc meilleures : les dernières performances obtenues sont de l'ordre de 30 % du rendement de Carnot pour le réfrigérateur d'une machine tri-therme. Ce sont les performances atteintes par *Tijani* en 2008 [75] et *Pierens* en 2011 [58], en associant un moteur à onde stationnaire à un réfrigérateur à onde progressive. De telles performances peuvent aussi être atteintes par des systèmes dit 'à étages' ou 'en cascade' qui consistent à associer plusieurs moteurs et/ou plusieurs réfrigérateurs ; c'est ce qu'ont fait *Garett* en 1997 [28] et la société *Aster Thermoakoestische Systemen* en 2011 [1].

Depuis la fin des années 90, de nombreuses équipes se sont intéressées à la thermoacoustique (Chine, USA, EU, Japon) pour investir différents domaines d'applications (tube à gaz pulsé cryogénique à hautes fréquences, production d'électricité...) et pour approfondir l'étude de ces

6. Lieu d'amplitude maximale de vitesse.

phénomènes dans les domaines des transferts thermiques en milieu oscillant et celui des effets non linéaires responsables des irréversibilités. Dans cette étude, une investigation des transferts thermiques en milieu oscillant sera menée afin de fournir des bases à la modélisation du récepteur solaire.

1.3 Couplage des technologies thermoacoustique et solaire

Rappelons que l'enjeu du couplage des deux technologies est de pouvoir construire des systèmes de production de froid décentralisés, à hauts rendements, avec un faible impact environnemental. Notons aussi que la souplesse des deux technologies permet d'envisager plusieurs échelles de puissance pour ces systèmes. Depuis une dizaine d'années, quelques réalisations en laboratoires de petites échelles de puissance ont déjà vu le jour mais aucune n'a concentré ses efforts sur l'optimisation du récepteur solaire. C'est dans un projet de plus grande puissance que mon travail de thèse s'inscrit. L'objectif ici est le dimensionnement d'un récepteur solaire pour un système thermoacoustique de production de 1 kW de froid à -25°C . L'objet du travail de thèse concerne la définition et la conception du récepteur solaire qui comprend l'échangeur chaud solarisé et sa cavité réceptrice. Le but de cette étude est donc de proposer un récepteur solaire, siège de la convection forcée thermoacoustique, qui puisse convertir efficacement le rayonnement solaire concentré en chaleur utilisable par le fluide de travail du moteur thermoacoustique. Si l'idée du couplage semble propice, il faudra passer outre la confrontation de deux technologies dont les exigences sont opposées, aussi bien dans le principe, qu'au niveau des contraintes d'intégration mécanique.

1.3.1 Revue de l'état de l'art de la réfrigération thermoacoustique solaire

Les travaux scientifiques sont peu nombreux dans le champ d'application de la thermoacoustique solaire. Les plus notables sont les travaux réalisés par *Adeff et Hofter* [5] et *Chen* [19].

Adeff et Hofter ont été les premiers à étudier un réfrigérateur thermoacoustique couplé à une source solaire. La concentration se fait à l'aide d'une lentille de Fresnel et le récepteur est composé d'une vitre en quartz, pour laisser passer le rayonnement et contenir le gaz sous pression, et d'un milieu poreux en carbone vitreux réticulé. Ainsi le rayonnement solaire irradie directement une face du milieu poreux. Pour une puissance entrante de 100 W à une température de 475°C , des rejets à 35°C et une pression de 6 bars, ils ont réussi à produire 2,5W de froid à 5°C , soit 18°C en dessous de la température ambiante.

Chen, quant à lui, a dimensionné et réalisé le premier réfrigérateur thermoacoustique couplé à un concentrateur solaire. Il a basé ses travaux sur une série de simulations et sur un dispo-

sitif expérimental muni d'une résistance électrique, simulant la source solaire pour des essais en laboratoire avant de tester son système en conditions réelles. Deux récepteurs solaires ont été testés : l'un est composé d'une surface hémisphérique en Pyrex et l'autre d'une capsule en quartz, pour laisser passer le rayonnement et contenir le gaz sous pression. Dans les deux cas, le milieu poreux, élément récepteur directement irradié, est constitué de céramique frittée identique à celle des pots catalytiques de voiture. Avec une puissance entrante de 110 W, une température chaude de 550°C pour une pression moyenne de 6,5 bars et une fréquence de 81 Hz, il a réussi à faire descendre la température de 30°C à 28,5°C. Ces résultats se sont révélés assez éloignés des résultats simulés, principalement en raison des pertes par rayonnement et convection, non prises en compte dans son modèle, et des fuites de gaz. Chen mentionne aussi des problèmes de convection dus aux flux non uniformes sur l'échangeur.

Lors de cette étude, il a aussi noté que les effets de la poussée d'Archimède dégradent les performances suivant la position dans laquelle se trouvait l'échangeur chaud par rapport à l'échangeur froid dans la cellule thermoacoustique. En effet, les écarts de températures induisent des différences de densités du gaz et, sous l'effet de la poussée d'Archimède, des rouleaux de convection libre sont générés entre les deux échangeurs. Ce phénomène est appelé 'cellule convective' et a tendance à s'opposer au pompage de chaleur thermoacoustique. Ces observations ont été faites pour un mélange de gaz constitué majoritairement d'argon (He (15%) et Ar(85%)) et pour une faible pression (1,2 bar). Ce phénomène a aussi été investigué par *Shen et al* en 2009 [66]. Dans le cadre du couplage d'un système thermoacoustique à un automate de suivi du soleil, les performances du système ont été relevées pour plusieurs angles d'inclinaison et plusieurs gaz. L'étude conclue sur la forte corrélation entre viscosité du gaz et les effets notables de la poussée d'Archimède. En effet, l'utilisation de gaz avec une grande viscosité, comme l'azote, a nécessité une rehausse de la température chaude de démarrage du moteur allant jusqu'à 52°C pour la position la moins favorable (échangeur froid au dessus de l'échangeur chaud) alors que l'hélium limitait cette rehausse à 1,5°C dans les même conditions. D'autres travaux ont été menés dans le cadre général de l'étude des systèmes thermoacoustiques pour quantifier l'influence de la poussée d'Archimède sur les transferts thermiques. Ces travaux se basent sur le nombre de Rayleigh-Bénard, caractérisant les conditions d'établissement de la cellule de convection, et celui de Grashof, caractérisant la convection elle même. Les principaux travaux sont ceux de *Mozurkevich* [45] [47] [48] ou *Gopinath et Harder* [29].

Les configurations acoustiques des travaux d'*Adeff et Hofler* et *Chen* sont des systèmes linéaires mettant en œuvre des cycles thermodynamiques à ondes stationnaires à faible efficacité. Ces travaux avaient pour dessein de prouver la faisabilité d'un système de réfrigération ther-

moacoustique solaire et se sont cantonnés à des cas favorables d'ensoleillement sans aborder le caractère variable de la source solaire. L'étape qui reste à explorer est l'optimisation des différents éléments sous des conditions réelles de fonctionnement. Ces travaux ont aussi montré les limites des récepteurs utilisés pour les essais. L'optimisation du récepteur, élément charnière de la machine, est la première étape vers la mise au point d'un système performant.

1.3.2 Système TACSOL : principe de fonctionnement et objectifs de performances

Ce travail de thèse s'inscrit dans un projet global de dimensionnement d'un prototype de réfrigérateur thermoacoustique solaire de grande puissance : le projet TACSOL pour ThermoAcoustique SOLaire.

Le projet TACSOL, démarré en 2008, est soutenu par l'ANR⁷ dans le cadre du programme PRECODD⁸ 2008. Il fédère une équipe impliquant trois laboratoires de recherche et une PME spécialiste de la thermoacoustique :

- IPNO⁹-In2p3¹⁰ pour la coordination et la partie expérimentale thermoacoustique
- PROMES¹¹ pour la partie solaire
- LATeP¹² pour le stockage et la modélisation globale
- HEKYOM pour le dimensionnement du système thermoacoustique.

L'objectif global est de faire converger les technologies solaires et thermoacoustiques et de générer des puissances de réfrigération significatives dans une exigence d'efficacité. Le principe de fonctionnement de la machine tri-therme est décrit sur la figure 1.8.

Le rayonnement solaire est collecté par un concentrateur qui canalise l'énergie sur l'échangeur chaud placé l'intérieur d'une cavité. Le gaz pressurisé, oscillant dans les canaux de l'échangeur chaud, absorbe la puissance sous forme de chaleur. Lorsque l'échangeur atteint une température de 700°C, il génère, par transformation thermodynamique, une onde progressive d'une grande puissance acoustique. Ce travail mécanique est ensuite amplifié par le système résonant et exploité par un cycle réfrigérateur afin de pomper une puissance de 1 kW de froid à une température de -25 °C.

Les objectifs de performance pour le cycle moteur et pour le cycle réfrigérateur ont été fixés à

7. Agence Nationale de la Recherche

8. PRogramme de Recherche sur les Ecotechnologies et le Développement Durable est un programme de recherche visant à réduire les impacts des activités industrielles et urbaines sur l'environnement. Il favorise le développement de partenariats de recherche public-privé afin de dynamiser le domaine des écotechnologies en France (<http://www.precodd.fr/>).

9. Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

10. Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules-CNRS

11. Laboratoire PROcédés, Matériaux et Energie Solaire-CNRS

12. Laboratoire de Thermique Energétique et Procédés-Université de Pau et des Pays de l'Adour

40% de Carnot et les rejets de chaleur à 35 °C. La puissance nécessaire en entrée du réfrigérateur doit donc être de 1 kW. Dans ces conditions, si l'on prend en compte des pertes dans le résonateur acoustique inférieures à 20%, le générateur d'onde devra fournir une puissance de 1,2 kW sous une température de 700 °C. Cela implique de fournir une puissance thermique de 4,4 kW au gaz de travail de l'échangeur chaud.

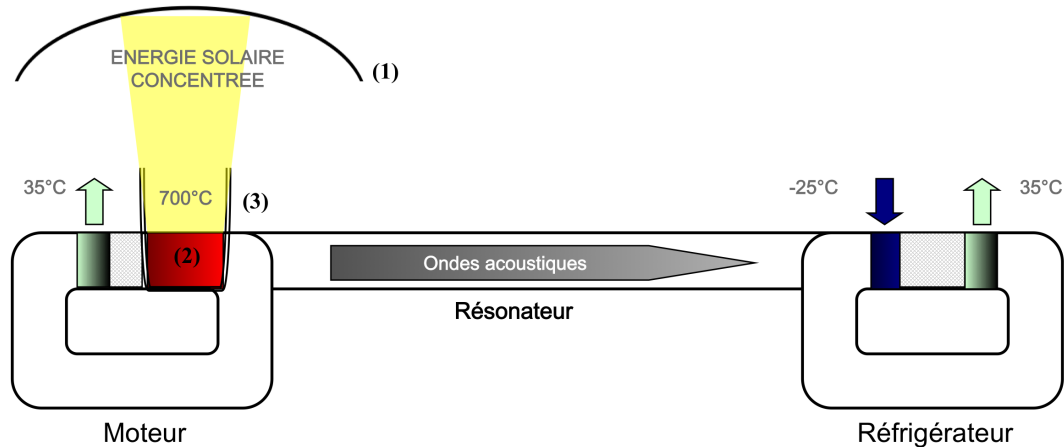


FIGURE 1.8 – *Système TACSOL. Concentrateur (1); Echangeur chaud solarisé (2); Cavité (3).*

Dans le but d'établir une base à l'étude du récepteur solaire, un prédimensionnement thermoacoustique a été mené par la société HEKYOM. Ce dimensionnement met en évidence des contraintes techniques à respecter afin de ne pas altérer le fonctionnement de la partie thermoacoustique.

Synthèse du prédimensionnement thermoacoustique

Le système est dimensionné pour répondre à un critère de drive ratio de 5 % (cf. 1.2.1), valeur assez importante pour permettre de bonnes performances mais assez faible pour limiter les phénomènes d'acoustique non linéaire. La section du résonateur est imposée par ce ratio et par la puissance de 1,2 kW recherchée en sortie du générateur d'onde. Cependant, le diamètre du résonateur est limité à 150 mm afin de s'affranchir des contraintes liées aux efforts mécaniques de la pression moyenne sur la structure de l'enveloppe qui peut être imposante et peu modulaire. Dans cette optique, un compromis sur la pression interne a été fait entre densité des échanges et tenue mécanique; elle est choisie à 40 bars.

On rappelle que la longueur du résonateur est conditionnée par la longueur d'onde $\lambda = c/f$. Afin de limiter le résonateur à des dimensions raisonnables par soucis d'intégration sur le système de concentration, une fréquence de 90Hz sera retenue. Pour les mêmes raisons, l'hélium est choisi

comme gaz de travail. En effet, en plus d'une forte capacité calorifique et d'une conduction thermique élevée, il permet une haute célérité de l'onde et offre donc la possibilité de restreindre les dimensions du système. En outre, nous venons de voir qu'il permet de limiter les effets de la gravité par rapport à d'autres gaz inertes.

Afin d'atteindre les rendements imposés par le cahier des charges, le système se base sur un cycle de Stirling réversible; la typologie du résonateur a donc été choisie pour favoriser la propagation d'ondes progressives. La figure 1.9 présente, sur une période acoustique, l'évolution des variables caractéristiques du gaz traversé par une onde progressive. Le déplacement est en quadrature de phase avec la pression et la vitesse, qui sont en phase. Ce type de propagation couplé à l'utilisation d'un régénérateur, milieu poreux capable d'emmagasiner puis de restituer de la chaleur pendant le déplacement de la particule, permet l'établissement au niveau local d'un cycle de Stirling. Le cycle de Stirling mis en œuvre dans le moteur est présenté sur la figure 1.9. En réalité, il est difficile d'imaginer des transformations isochores, caractéristiques d'un cycle de Stirling, dans le cas d'un système thermoacoustique il est donc plus logique de choisir un cycle d'Ericsson qui met en jeux des isobares pour traduire les transformations subies par une particule fluide; la comparaison de ces deux cycles dans une configuration moteur a été menée dans du travail de thèse de *Bonnet* [13].

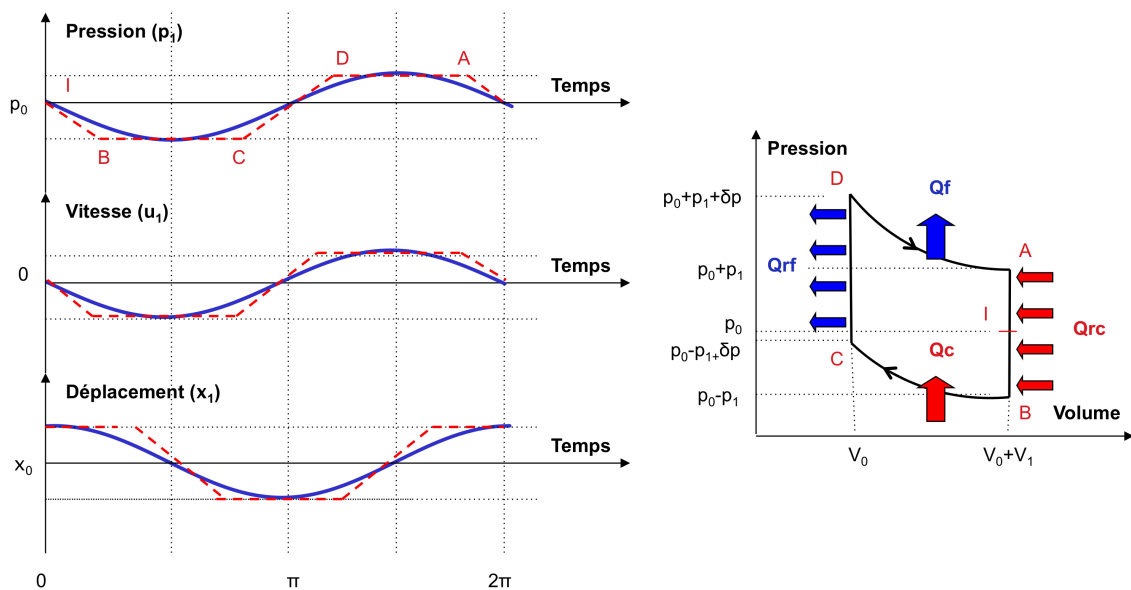


FIGURE 1.9 – A gauche : évolutions temporelles sinusoïdales des variables caractéristiques d'une particule fluide soumise à une onde acoustique progressive. A droite : diagramme de Clapeyron présentant le cycle thermodynamique de Stirling en mode moteur. Ce cycle est composé de deux transformations isothermes durant lesquelles la particule fluide échange avec les sources de chaleur et de deux transformations isochores durant lesquelles la particule fluide se déplace tout en échangeant de la chaleur avec le solide.

Afin de favoriser une propagation progressive de l'onde, l'utilisation d'un circuit déphaseur est nécessaire. Nous le verrons dans le second chapitre, le circuit déphaseur se compose d'une inductance et d'une capacité capables, comme leurs homologues électriques, de 'régler' la phase entre vitesse et pression. Afin de réduire les pertes engendrées, une méthode consiste à réinjecter la puissance dissipée par une boucle de rétroaction acoustique. Le moteur ainsi que le réfrigérateur ont donc une architecture toroïdale comme le montre la figure 1.8. Cette architecture 'en boucle' du moteur a une influence non négligeable sur l'intégration du récepteur. La figure 1.10 présente le moteur toroïdal composé :

- d'une cellule comprenant l'échangeur chaud solarisé, le régénérateur et l'échangeur à température ambiante,
- d'une inductance et d'une capacité,
- d'un échangeur à température ambiante supplémentaire permettant d'éviter l'interaction entre la chaleur créée par dissipation dans la boucle de rétroaction (notamment dans l'inductance) et la cellule.

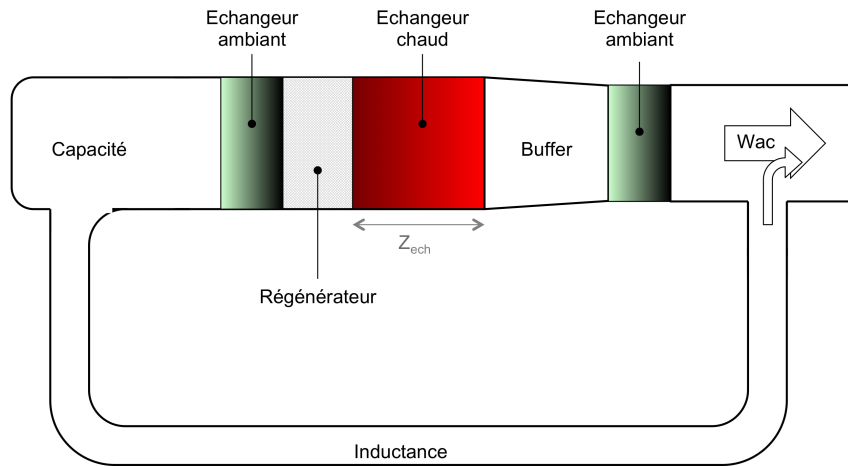


FIGURE 1.10 – Boucle moteur du système TACSOL.

Pour ce qui est de l'échangeur chaud, sa longueur (Z_{ech} sur la figure 1.10), dans l'axe de passage du gaz, est aussi influencée par la fréquence acoustique. Aucune géométrie interne de l'échangeur chaud n'est imposée. Néanmoins, certaines préconisations sont à prendre en considération car elles visent à limiter les irréversibilités. Afin de ne pas favoriser d'écoulements parasites

et les pertes visqueuses, il faut :

- éviter les changements brusques de section et de direction, comme un angle trop fermé ;
- imposer une même vitesse du gaz en tout point de la section transversale (si on excepte les effets de bord) ;
- réduire les volumes morts qui amortissent l'onde ;
- limiter la création de jets.

Il est très important de noter que l'établissement et le maintien de l'onde est très sensible au gradient thermique : le système nécessite un environnement stable. De plus, il est spécifiquement dimensionné pour un point de fonctionnement : un changement brusque des conditions de température pourrait endiguer son fonctionnement et diminuer drastiquement ses performances. Enfin, l'homogénéité thermique dans l'épaisseur de l'échangeur est essentielle pour éviter les phénomènes de convection qui pourrait modifier la dynamique du fluide. Le cahier des charge, issu de l'expérience des équipes prenant part au projet et travaillant dans le domaine de la thermoacoustique, impose une différence de température dans le corps de l'échangeur chaud inférieure à 50 K et une différence de température dans un même tube inférieure à 5 K.

Ressource solaire et choix du concentrateur

Gratuite, inépuisable et disponible partout, l'énergie solaire semble être la ressource idéale pour remplacer la source, majoritairement électrique, des systèmes de production de froid. L'énergie solaire vient des réactions thermonucléaires qui se produisent au centre du soleil et se propagent sous la forme d'un rayonnement électromagnétique. Seule une fraction de cette énergie est interceptée par la Terre. Elle arrive sur la couche supérieure de l'atmosphère avec un éclairement énergétique moyen de 1367 W.m^{-2} . Lors de la traversée de l'atmosphère, le rayonnement interagit avec les entités présentes (molécules, vapeur d'eau, aérosols...) par des mécanismes de réflexion, absorption ou diffusion ; il en résulte des pertes vers l'espace et une modification de la nature du rayonnement. En effet, une fraction du rayonnement disponible à l'entrée de l'atmosphère est directement transmise à la surface de la terre, ce rayonnement est appelé 'rayonnement direct'. L'autre partie du rayonnement se diffracte dans les différentes couches de l'atmosphère au gré de ses interactions : ce rayonnement est appelé 'diffus'.

Il existe deux types de capteurs capables d'exploiter l'énergie solaire : le photovoltaïque et le solaire thermique [63] [25]. Si le premier peut utiliser à la fois le rayonnement direct et diffus pour produire de l'électricité, le second se cantonne à l'utilisation du rayonnement direct dont les ressources exploitables se limitent à la ceinture solaire¹³. Cependant, la possibilité de concentrer

13. Surface terrestre où l'irradiation solaire est supérieur à $2000 \text{ kWh.m}^{-2}.\text{an}^{-1}$. Elle comprend notamment la région saharienne de l'Afrique et l'Afrique du Sud, l'Australie, le moyen Orient, une partie de la Chine et l'Inde,

ce rayonnement direct permet de travailler avec des flux importants¹⁴. Peu coûteux en taux d'émission de CO_2 ¹⁵, le solaire thermique, permet d'envisager un stockage sous forme de chaleur ou une hybridation de la ressource énergétique, solaire-biomasse par exemple.

Dans le but de fournir une énergie concentrée compatible avec notre application, le choix du concentrateur doit être fait judicieusement. Il existe deux familles de concentrateurs optiques utilisées dans le domaine du solaire thermique :

- la concentration linéique, qui comprend les technologies cylindro-paraboliques et Fresnel,
- la concentration ponctuelle, qui comprend les centrales à tour, classiques et à 'beam down', ainsi que les concentrateurs paraboliques.

Le choix du type de concentrateur est guidé principalement par le facteur de concentration, par la température recherchée au plan focal et par la distribution du flux solaire au plan focal. Le facteur de concentration correspond au rapport du flux par unité de surface maximal reçu par domaine récepteur considéré¹⁶ par le flux solaire moyen. Ce facteur est lié au type de concentrateur :

- la concentration linéique permet un taux de concentration de 25 à 300 environ ;
- la concentration ponctuelle permet un taux de concentration de 300 à 3000 environ.

La température au plan focal peut être évaluée rapidement par l'équation 1.15. On considère par simplification que le récepteur est un corps noir qui échange avec le milieu ambiant uniquement par rayonnement¹⁷ et un cycle thermodynamique de type moteur idéal fonctionnant entre une source à la température de l'absorbeur / échangeur (T_{ech}) et une source à température ambiante (T_{amb}). L'efficacité de l'ensemble est le produit de l'efficacité du récepteur et de celle du cycle de Carnot.

$$\eta = \left(1 - \sigma \frac{T_{ech}^4}{C\Phi}\right) \left(1 - \frac{T_{amb}}{T_{ech}}\right) \quad (1.15)$$

Avec σ la constante de Stephan-Boltzmann qui exprime la relation entre la température et la puissance rayonnée par un corps noir, C le taux de concentration du système optique et Φ la puissance thermique reçu par rayonnement par l'absorbeur.

La figure 1.11 présente la variation de l'efficacité en fonction de la température recherchée du récepteur pour plusieurs facteurs de concentration. Pour référence, l'efficacité de Carnot est donnée. Les courbes montrent que pour une température de 1000 K, la meilleure efficacité est

le sud des Etats-Unis et le Nord du Mexique et le centre de l'Amérique du Sud.

14. Les capteurs plans, sans concentration, ne seront pas abordés dans cette étude. Il est néanmoins intéressant de noter que ce type de capteur est utilisé pour les systèmes à sorption.

15. Fabrication des éléments de concentration et des récepteurs

16. Il peut s'agir de la surface irradiée dans le cas d'un absorbeur surfacique mais aussi d'un volume dans le cas d'un absorbeur volumique

17. Se référer au chapitre 3 pour l'expression des phénomènes de transferts thermiques.

obtenue pour un taux de concentration de l'ordre de 1000 à 2000, ce qui correspond aux niveaux de concentration des technologies ponctuelles. Le laboratoire PROMES possède un concentrateur de 50 kW à foyer ponctuel disponible pour les essais expérimentaux du projet TACSOL et dont le facteur de concentration moyen est de 1500 [2].

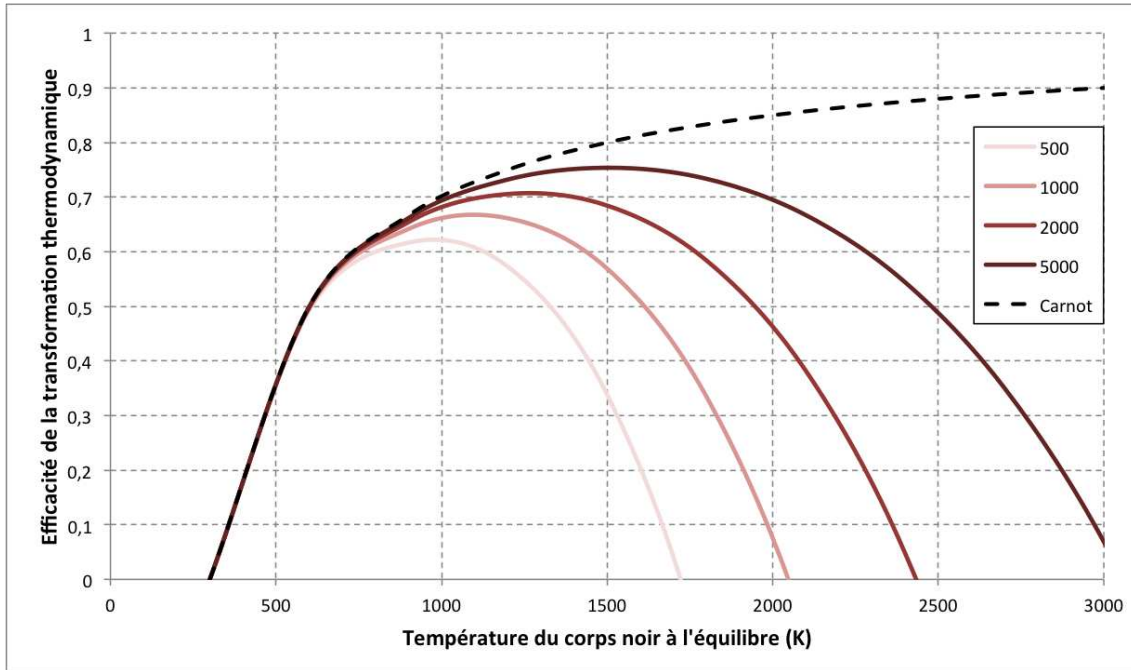


FIGURE 1.11 – Efficacités de la transformation thermodynamique en fonction de la concentration et de la température d'équilibre du corps noir.

L'intérêt du foyer ponctuel est de réduire la taille des surfaces à irradier (et donc les pertes thermiques), ce qui semble correspondre aux besoins de compacité des échangeurs thermoacoustiques. Cependant, il faut noter le caractère inhomogène de la distribution engendrée au plan focal d'un tel concentrateur. En effet, le rayonnement incident du soleil en un point du concentrateur est issu d'un cône d'éclairement. L'angle caractéristique de ce cône (θ_s) dépend du diamètre du soleil ($2R_s$) et de la distance terre-soleil (d_s), comme le montre la figure 1.12. La distribution du flux à l'intérieur de ce cône dépend de la forme que prend la distribution du flux solaire après atténuation par diffusion dans l'atmosphère. En général, elle est plutôt maximale au centre et dégressive sur les pourtours. La distribution du flux concentré au plan focal est l'image de la forme de la distribution du flux solaire incident. De plus, les erreurs optiques du concentrateur ont tendance à amplifier le phénomène d'atténuation de l'intensité au pourtour du cône d'éclairement. La distribution du flux concentré obtenue est donc une distribution de type gaussienne, fortement inhomogène [61].

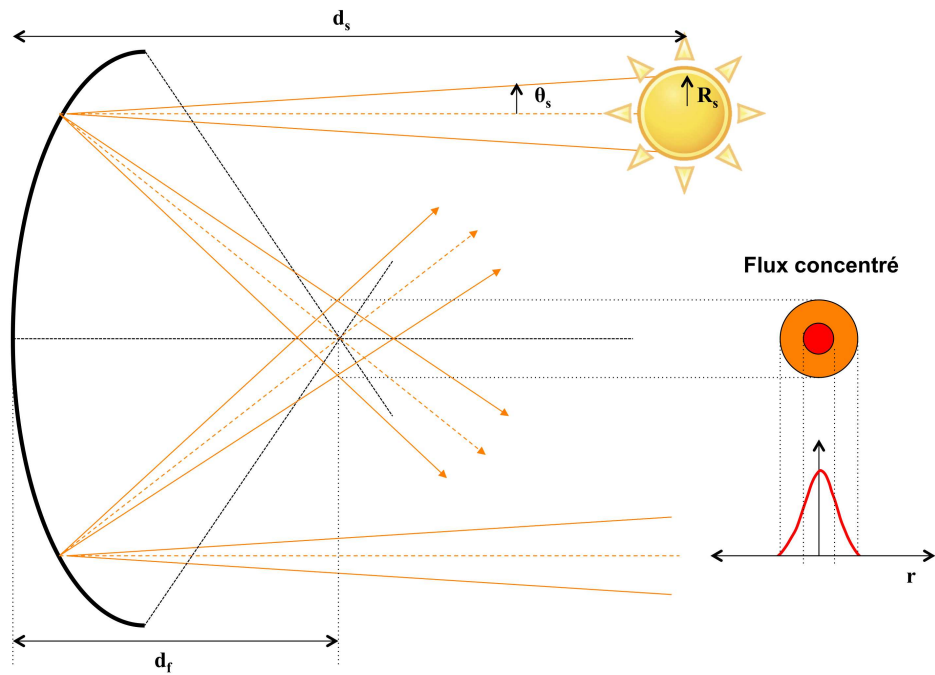


FIGURE 1.12 – Influence de l'angle d'incidence des rayons sur la distribution du flux solaire concentré dans le cas d'un concentrateur parabolique.

Techniquement parlant, l'ensemble constitué du concentrateur et de son système de commande, comme le présente la figure 1.13, c'est une unité qui s'affranchit d'un système de refroidissement des éléments optiques. Une boucle d'asservissement permet d'orienter automatiquement la surface utile de la parabole en fonction de la position du soleil sur deux axes (élévation, azimut).

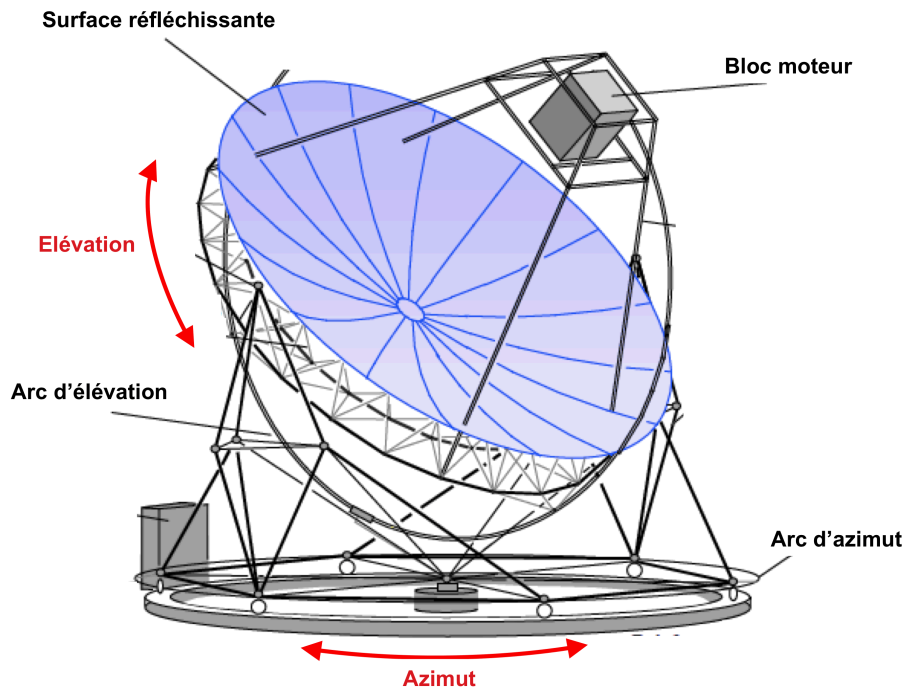


FIGURE 1.13 – Schéma du concentrateur de 50 kW à foyer ponctuel du laboratoire PROMES avec axes d'élévation et d'azimut [2].

Après avoir mis en évidence le caractère inhomogène du flux solaire dans le volume focal d'une installation à concentration, il est important de souligner sa variabilité dans le temps. En effet, que ce soit à l'échelle d'une journée, à cause des passages nuageux, à l'échelle de plusieurs jours avec la succession jour/nuit ou à l'échelle des saisons, la ressource solaire est fluctuante et variable en intensité. Ces fluctuations peuvent être très importantes et l'irradiation solaire, définie par le DNI¹⁸ (rayonnement direct incident au sol), peut passer d'une valeur maximale (de l'ordre de 1000 W/m^2) à une valeur quasiment nulle en quelques minutes, voire quelques secondes. Pour les fluctuations dites 'lentes', comme l'alternance jour/nuit, il est prévu de coupler le module à un système de stockage d'énergie par chaleur latente (à la température de la source froide). Cependant, l'existence des fluctuations dites 'rapides' devra être compensée au niveau du récepteur solaire.

18. Direct normal Irradiance

1.4 Problématique du couplage thermoacoustique / solaire et objectifs de la thèse

L'adaptation d'une machine thermoacoustique à une source solaire concentrée est un challenge. A priori, les spécificités des deux technologies ont tendance à les opposer. Lorsque la thermoacoustique demande de la compacité et de l'isothermicité, le solaire répond par la nécessité de surfaces d'irradiation importantes et par des flux thermiques inhomogènes. Quand la thermoacoustique demande de la régularité et de la constance, la source solaire répond par de l'intermittence et de la variabilité. Faire converger les deux technologies semble a priori une tâche plutôt ardue qui nécessite de parer au caractère inhomogène et instable de la source solaire, tout en trouvant un compromis à l'intégration technique.

En effet, de trop grandes disparités en température à l'intérieur du fluide créent des phénomènes de convection parasites qui peuvent perturber le fonctionnement du moteur, voire compromettre le démarrage de la machine. De plus, maintenir un gradient thermique stable dans le moteur est essentiel pour la génération et la tenue de l'onde. L'arrêt du moteur doit être évité car son caractère thermique impose une inertie au système et le temps pour son redémarrage est important. En outre, il faut trouver le meilleur compromis entre la surface d'échange qu'il faut maximiser pour optimiser la capture du rayonnement solaire, et le volume de l'échangeur qu'il faut minimiser. En effet, les volumes en thermoacoustique se doivent d'être compacts pour densifier les échanges et éviter les volumes morts.

Afin de dimensionner correctement le récepteur, il est essentiel d'identifier les paramètres d'optimisation des différents transferts d'énergies. Pour ce faire, il est nécessaire de modéliser et caractériser intégralement les transferts prenant place à l'intérieur. Cette modélisation thermique comprend trois parties :

- les transferts thermiques thermoacoustiques par convection forcée dans les tubes de l'échangeur ;
- les transferts thermiques diffusifs dans le corps de l'échangeur ;
- les transferts thermiques convectifs et par rayonnement autour de l'échangeur.

Cette étude se divise donc en plusieurs parties. D'abord, afin de caractériser les transferts thermiques en régime oscillant dans les tubes d'un échangeur, une méthode expérimentale a été mise en place. Le second chapitre décrit cette méthode et la conception du banc expérimental associé qui va permet d'évaluer l'influence des paramètres d'écoulement et de géométrie sur ce transfert. La caractérisation mécanique du banc expérimental est elle aussi présentée.

Dans le troisième chapitre, un modèle statique 2D est mis en place dans le but d'homogénéiser la distribution spatiale de température dans l'échangeur. L'étude se divise en deux parties :

- une première optimisation optique conditionne la distribution du flux solaire par le choix de la position et de la forme de la surface irradiée ;
- une seconde optimisation favorise la diffusion thermique dans le solide par le choix des matériaux et de la structure interne de l'échangeur.

Le champ des paramètres optimisés a été confronté aux contraintes d'intégration technique et a abouti à un prototype 3D qui a permis de valider le modèle. Puis, l'utilisation d'une cavité réceptrice est justifiée et une optimisation de sa forme est menée.

Le quatrième chapitre présente une étude du comportement du récepteur solaire soumis aux variations temporelles de l'irradiation solaire. Pour cela, le modèle 2D statique a été adapté temporellement et un échantillonnage de journées typiques a été sélectionné. Cette analyse a abouti à la mise en place de stratégies de contrôle du flux solaire.

Enfin dans le dernier chapitre, les premiers éléments de validation expérimentale de ce modèle numérique et des aspects techniques de fabrication des éléments du récepteur sont abordés.

Chapitre 2

Transferts thermiques en milieu oscillant faiblement compressible : Etude expérimentale

La modélisation intégrale du récepteur solaire nécessite une quantification des transferts thermiques à l'intérieur des canaux de l'échangeur. Mieux comprendre ces transferts thermiques pariétaux en régime oscillant est l'un des challenges de la thermoacoustique. En effet, ils sont difficiles à prévoir en raison des multiples interactions physiques qui prennent place au sein des canaux. Peu de travaux existent sur l'étude de ces transferts dans les conditions de fonctionnement des systèmes thermoacoustiques. La majorité des études sont menées avec des géométries simples, sous air et à pression atmosphérique, afin de simplifier les dispositifs.

La théorie mise en place par *Rott* entre 1969 à 1980, souvent qualifiée de '*Théorie thermoacoustique linéaire*', décrit correctement les phénomènes globaux. L'étude analytique se base sur les lois de la mécanique des fluides, de l'acoustique et de la thermique. Néanmoins, les hypothèses et les simplifications nécessaires à la résolution des équations entraînent une perte d'information sur les phénomènes pariétaux. Il en découle des écarts de performances importants entre étude théorique et application. Ces écarts sont incontestablement un frein au développement et à la commercialisation des systèmes thermoacoustiques.

Dans le cadre d'une contribution à l'avancée générale de la connaissance des transferts thermiques pariétaux en fluide oscillant ; on se propose de compléter les travaux existants par la mise en place d'une loi prenant en compte la sensibilité du coefficient au choix de la géométrie de l'échangeur de chaleur, à celui du gaz et à celui de la pression moyenne. L'objectif de la présente étude est de concevoir un dispositif expérimental permettant de se rapprocher des conditions courantes d'utilisation des systèmes thermoacoustiques. Après avoir présenté la méthode envisa-

gée pour l'établissement de la loi expérimentale, les technologies et l'instrumentation en rapport à cette méthode sont exposées. Enfin, les premiers résultats de la campagne de caractérisation mécanique du dispositif sont présentés.

2.1 Etat de l'art : théorie linéaire thermoacoustique et transferts thermiques

Cette première partie permet de situer l'intérêt et le cadre de l'étude des transferts en milieu oscillant. Le chapitre précédent abordait le phénomène thermoacoustique d'un point de vue énergétique. Ici, le modèle analytique classiquement utilisé pour décrire le fonctionnement des systèmes est présenté. C'est la théorie de l'acoustique linéaire, qui par une succession d'hypothèses, permet d'obtenir une résolution des équations décrivant le système. Il est ainsi possible de construire des modèles numériques de dimensionnement. Cependant, ces hypothèses réductrices engendrent une perte d'information, notamment au niveau des phénomènes pariétaux qu'ils soient fluidiques ou thermiques. D'où l'intérêt d'une étude plus spécifique de ceux-ci, dans notre cas, celle des transferts thermiques, permettant de déterminer expérimentalement une loi pariétale pouvant être par la suite implémentée dans les modèles de dimensionnement. De l'approche analytique linéaire, nous montreront qu'il est possible de dégager les grandeurs caractéristiques du phénomène oscillant influant les transferts thermiques. Enfin, une synthèse des travaux déjà réalisés, soulignant les principaux paramètres influents ainsi que les corrélations de référence, permettra de dégager l'axe sous lequel la présente étude va être menée.

2.1.1 La théorie linéaire thermoacoustique

La théorie linéaire moderne, présentée ici, a été établie par *Rott* entre 1969 et 1980 [64]. Seuls les aspects nécessaires à la compréhension de la suite de l'étude seront développés ; pour plus de détails, se référer à l'article de *Swift (1988)* [73].

Pour comprendre la construction de la théorie linéaire, nous allons nous placer dans un canal tubulaire rigide, présenté en figure 2.1, de longueur l_0 et de diamètre R auquel est appliqué un gradient de température (les phénomènes de conduction dans le solide sont négligés). L'axe x est pris dans le sens de la longueur du canal et l'axe r dans le sens radial, avec $r=0$ au centre de la conduite. Le canal est rempli de gaz et on suppose vrai l'approximation des milieux continus¹, ce qui permet d'utiliser le système d'équations de Navire-Stokes pour décrire le mouvement de fluide et les transferts d'énergie.

1. La pression est suffisante pour qu'on puisse considérer une continuité entre les molécules de gaz.

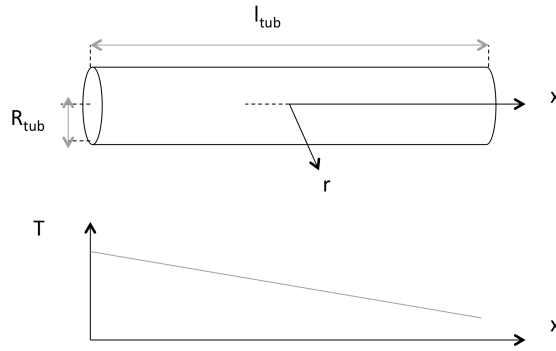


FIGURE 2.1 – Canal tubulaire rempli de gaz associé à un gradient de température.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement

Elle découle de l'application de l'équation fondamentale de la dynamique sur un volume de fluide élémentaire. Si on considère l'écoulement instationnaire d'un fluide newtonien² et l'absence de force volumique comme la gravité³, l'équation s'écrit :

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right] = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \left(\xi + \frac{\mu}{3} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (2.1)$$

avec u et p , vitesse et pression du fluide, ρ sa masse volumique et μ et ξ respectivement la viscosité dynamique et la viscosité de volume⁴. Le premier terme représente l'accélération de la particule fluide, le second correspond au terme d'advection, le troisième est relatif à la contribution de l'ensemble des forces de pression qui lui sont appliquées et enfin les deux derniers sont l'image de l'ensemble des contraintes visqueuses.

L'équation de la conservation de la masse

Cette équation est aussi appelée équation de continuité. Elle stipule que le débit volumique entrant dans le volume élémentaire est égal au débit sortant auquel peut s'ajouter une fraction de masse stockée par effet de compressibilité, dans le cadre d'un fluide considéré comme faiblement compressible.

2. L'hypothèse du fluide Newtonien suppose une linéarité entre la vitesse de déformation et la contrainte visqueuse appliquée à la particule fluide.

3. De cette façon on s'écarte de la formulation de Boussinesq qui prend en compte les forces de flottabilité (poussée d'Archimède) dues à la dilatation du fluide et induite par une variation de la température. Ce qui facilite la formulation du problème mais écarte la représentation de ce phénomène dans les modèles présentés

4. associée aux variations de volume de fluide dues à la compression engendrée par la propagation de l'onde acoustique

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.2)$$

L'équation de conservation de l'entropie

Elle permet de modéliser à la fois la propagation de la chaleur dans le fluide et dans le solide. On notera que les grandeurs thermophysiques (conductivité et viscosité) du fluide et du solide sont prises, ici, indépendantes de la température.

$$\rho T \left[\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla} S \right] - k \nabla^2 T + O^2(\vec{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Avec S , entropie, k , conductivité thermique, T , la température du fluide et $O^2(\vec{u})$ terme quadratique en vitesse qui traduit la transformation d'énergie cinétique en chaleur.

L'équation d'état du fluide

Le gaz étant considéré comme parfait, l'équation 2.4 permet de fermer le système en liant entre elles ses grandeurs thermodynamiques.

$$p = \rho r T \quad (2.4)$$

Avec r , la constante thermodynamique du gaz considéré.

A l'état initial, notre milieu fluide est immobile, uniquement soumis à l'action des transferts conductifs engendrés par le gradient de température dans la paroi du canal. Une perturbation sous la forme d'une onde périodique plane⁵, de pulsation ω , est générée dans le système. Le canal étudié est petit par rapport à la longueur d'onde et il n'y a donc pas de variation d'amplitude le long de l'élément considéré. Cette perturbation se traduit par une construction complexe des grandeurs caractéristiques du modèle (pression, vitesse, température, entropie et masse volumique). Chacune des grandeurs est déclinée en une composante statique et une composante acoustique dépendante du temps et de la pulsation de l'onde, comme ceci :

$$G = G_0 + G_1(x, r) e^{j\omega t} \quad (2.5)$$

avec $|G_1| \ll |G_0|$.

Les termes d'ordre supérieur à 1 sont négligés. Pour cette raison le terme d'advection disparaît de l'équation de conservation du mouvement tout comme le terme quadratique en vitesse

5. Onde dont le front d'onde est un plan infini perpendiculaire à la direction de propagation

qui traduit la transformation d'énergie cinétique en chaleur dans l'équation de conservation de l'entropie. De plus, l'onde acoustique est considérée comme plane; elle se propage donc suivant x uniquement, ce qui impose $p_1(x, r, t) = p_1(x, t)$. La vitesse moyenne des particules de gaz est considérée comme nulle (à l'ordre 0, le gaz est au repos); on a donc $v_0 = 0$. En notation complexe, les grandeurs s'écrivent alors :

$$p = p_0 + \Re(p_1(x)e^{j\omega t}) \quad (2.6)$$

$$u = \Re(u_1(x, r)e^{j\omega t}) \quad (2.7)$$

$$T = T_0 + \Re(T_1(x, r)e^{j\omega t}) \quad (2.8)$$

$$S = S_0 + \Re(s_1(x, r)e^{j\omega t}) \quad (2.9)$$

$$\rho = \rho_0 + \Re(\rho_1(x, r)e^{j\omega t}) \quad (2.10)$$

Champ de vitesse

La première étape vise à déterminer l'expression du champ de vitesse. Les effets de compressibilité peuvent modifier la manière d'appréhender un système d'un point de vue expérimental comme théorique. Ils deviennent significatifs lorsque la vitesse des particules de fluide devient comparable à la vitesse du son dans le fluide. D'où, l'hypothèse principale des petites perturbations permet d'énoncer certains rapports de grandeurs comme $u_1 \ll c$, $p_1 \ll p_0$ ou $\rho_1 \ll \rho_0$. Si on applique ces simplifications et que l'on projette l'équation de Navier-Stokes sur x , on a :

$$-j\omega\rho_0(x)\vec{u}_1(x, r) = -\frac{\partial p_1}{\partial x} + \mu \nabla^2 \vec{u}_1(x, r) + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_1(x, r)) \quad (2.11)$$

Pour l'ensemble des conditions expérimentales présentés dans la suite, l'approximation à faible nombre de Mach ($Ma < 0,3$) est vérifiée ce qui permet de négliger les effets de compressibilité du gaz dus à la pression dynamique (ils sont uniquement dus à la dilatation thermique). L'hypothèse de faible compressibilité impose $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_1 = 0$.

L'approximation de la couche limite permet d'écrire que la composante transverse de la vitesse particulaire est faible par rapport à sa composante axiale $|u_{1x}| \gg |u_{1r}|$ mais que ses variations sont plus importantes dans la direction radiale $\left| \frac{\partial u_{1x}}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial u_{1r}}{\partial r} \right|$ (cf. Figure 2.1.2). Avec $u_{1x} = \vec{u}_1 \cdot \vec{x}$ et $u_{1r} = \vec{u}_1 \cdot \vec{r}$. L'équation s'écrit alors :

$$-j\omega\rho_0(x)\vec{u}_1(x, r) = -\frac{\partial p_1}{\partial x} + \mu\Delta_{rr}\vec{u}_1(x, r) \quad (2.12)$$

avec $\Delta_{rr} = \frac{1}{r}\partial r(r\partial r)$ en coordonnées cylindriques.

En appliquant, comme condition limite à l'interface fluide-paroi, une vitesse nulle, résultant du critère de non glissement, la solution à l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire comme la somme de la solution de l'équation homogène et d'une solution particulière :

$$u_1(x, r) = \frac{1}{j\omega \rho_0(x)} \frac{\partial p_1}{\partial x} [1 - F_\nu(r)] \quad (2.13)$$

qui, moyennée sur une section transverse, donne :

$$\langle u_1(x, r) \rangle = \frac{1}{j\omega \rho_0(x)} \frac{\partial \langle p_1 \rangle}{\partial x} [1 - f_\nu(r)] \quad (2.14)$$

Pour un canal cylindrique, f_ν modélise les dissipations visqueuses le long des parois du canal à l'intérieur de la couche limite visqueuse.

$$f_\nu = \frac{2\delta_\nu}{(1+j)r} \frac{J_1\left(\frac{(1+j)r}{\delta_\nu}\right)}{J_0\left(\frac{(1+j)r}{\delta_\nu}\right)} \quad (2.15)$$

avec J_0 et J_1 les fonctions de Bessel cylindriques de première espèce et d'ordres 0 et 1.

Champ de température

L'expression de la température s'obtient par le même principe de simplification de l'équation de conservation de l'entropie. L'équation d'état du fluide permet d'exprimer la différentielle de la variable d'entropie $dS_1 = \frac{C_p}{T_0} dT - \frac{\beta}{\rho_0} dp_1$ avec β coefficient de dilatation isobare du fluide $\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$. Si on note qu'au sein des couches limites les échanges thermiques radiaux sont prépondérants sur les échanges axiaux, on obtient :

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = k_{gaz} \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} = \rho_0 C_{p_{gaz}} \left[j\omega T_1 + u_1 \frac{\partial T_0}{\partial x} \right] - j\beta_{gaz} T_0 \omega p_1 \quad (2.16)$$

Si on se place sous l'hypothèse de continuité de température et des flux de chaleur entre la paroi solide et le gaz, la condition aux limites du problème est $T_1(R_{tub}) = 0$. Cette hypothèse est assurée par la grande capacité thermique du solide devant celle du gaz : le gaz ne 'voit' pas les oscillations de température de la plaque, comme l'ont montré les travaux de *Bouvier* dans sa thèse [14]. Il vient alors l'expression de la température moyenne :

$$\langle T_1 \rangle = \frac{1}{\rho_0 C_{p_{gaz}}} (1 - f_k) \langle p_1 \rangle - \frac{1}{j\omega(1 - f_\nu)} \frac{\partial T_0}{\partial x} \left[1 - \frac{f_k - Pr f_\nu}{1 - Pr} \right] \langle U_1 \rangle \quad (2.17)$$

avec, pour un canal cylindrique, $U_1 = \pi R_{tub}^2 u_1$, le débit volumique du gaz, Pr , le nombre de Prandtl du gaz et f_k qui modélise les dissipations thermiques le long des parois du canal à l'intérieur de la couche limite thermique.

$$f_k = \frac{2\delta_k}{(1+j)r} \frac{J_1\left(\frac{(1+j)r}{\delta_k}\right)}{J_0\left(\frac{(1+j)r}{\delta_k}\right)} \quad (2.18)$$

Champ de pression

L'expression de la pression se construit à partir de l'équation d'état du gaz qui lie l'expression de la pression à celle de la vitesse et de la température.

$$\langle p_1 \rangle = \left[\frac{\partial u_1}{\partial x} - \frac{(f_k - f_\nu)}{(1 - f_\nu)(1 - Pr)} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x} u_1 \right] \frac{\gamma p_0}{j\omega} \frac{1}{1 + (\gamma - 1)f_k} \quad (2.19)$$

Il est important de noter que les fonctions f_ν et f_k sont les témoins des phénomènes de déphasage nécessaires à la construction de cycles thermodynamiques. f_ν note de celui entre les oscillations de température et de vitesse induit par la couche limite visqueuse et f_k note du déphasage entre les oscillations de température et de pression induit par la couche limite thermique ainsi que celui entre les oscillations de température et de vitesse comme le note l'équation 2.17.

L'application de la théorie linéaire nous a permis de déterminer les expressions des trois grandeurs fondamentales du phénomène thermoacoustique dans un élément simple comme un canal. De la même manière, il est possible d'appliquer la démarche aux autres éléments d'un système résonant sous des hypothèses simplificatrices adaptées à chaque géométrie afin de modéliser les champs de vitesse, température et pression du système complet. Nous allons maintenant nous attarder aux limites de cette théorie.

2.1.2 Limites de la théorie : phénomènes non-linéaires et transferts pariétaux

Si la théorie linéaire décrit correctement les systèmes globaux, elle reste relativement réductrice. Comme nous venons de le voir, la prise en compte du phénomène se fait en 2D : le fluide est pris parfait au centre des éléments et sont considérées à la paroi, les couches limites visqueuse et thermique. Puis une moyenne des grandeurs est faite dans une section transverse et ramenée à une dimension ; il en résulte une perte d'information sur les phénomènes complexes au centre de la conduite et sur les phénomènes pariétaux.

La figure 2.2, par exemple, donne le profil, dit de *Richardson*, caractéristique d'un écoulement oscillant dans un canal. Il se définit par une avance du fluide au centre de la conduite sur le front de vitesse (cf. Figure). Ce même phénomène est notable sur les profils de température comme

ont montré *Zhao et Cheng* [81]. Ceci montre que, même au centre des éléments, les différentes grandeurs mises en jeu ont un comportement particulier en régime oscillant qui ne peut pas être traduit par une modélisation à une seule dimension.

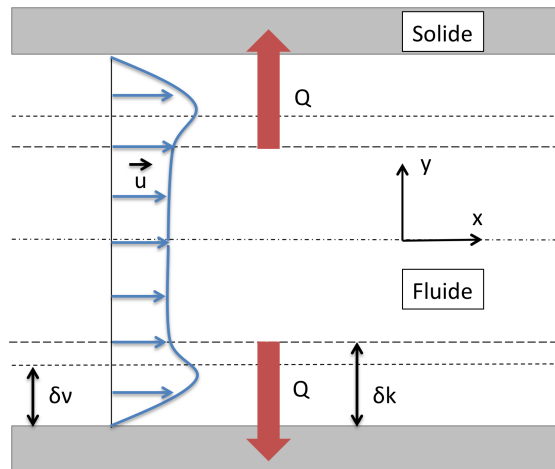


FIGURE 2.2 – *Phénomènes pariétaux de viscosité et transferts thermiques.*

De plus, le profil particulier de la vitesse et de la température au voisinage de la paroi montre la difficulté à décrire les transferts thermiques au niveau local. On peut noter, entre autres, l'effet des oscillations qui provoque une diminution de l'épaisseur des couches limites thermique et visqueuse avec la fréquence. Ce phénomène a un rôle négatif sur les transferts thermiques. On peut aussi noter un déphasage entre les flux thermiques et les écarts de température fluide-paroi ou entre les frottements visqueux et la vitesse du fluide qui amènent au caractère sinusoïdal du transfert thermique.

De plus, la théorie thermoacoustique linéaire se base sur l'hypothèse de faibles amplitudes alors que la plupart des applications mettent en jeu de larges amplitudes. Une partie des hypothèses occultent l'action perturbatrice des phénomènes non-linéaires, qu'ils soient acoustiques ou fluidiques. La génération d'harmoniques, d'abord, n'est pas prise en compte dans la théorie linéaire. On rappelle que dans cette théorie les ordres supérieurs à 1 sont négligés. Ensuite, l'action des phénomènes de '*Streaming*', ou '*vent acoustique*' en français, ne sont pas, non plus, pris en compte. Ce phénomène peut être généré par les termes visqueux d'ordre deux qui découlent de l'existence d'un gradient de température. Un déplacement parasite de masse est alors engendré. Il correspond à la superposition d'un écoulement massique permanent sur l'écoulement oscillant et est traduit par le terme d'advection de l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui est aussi négligé. Ces phénomènes ont un effet négatif sur le fonctionnement des machines car ils dégradent la qualité des transferts thermiques en transportant la chaleur hors de la zone

d'échange utile.

L'implémentation des outils de calculs existants, se fait donc par l'intermédiaire de fonctions de transfert décrivant les phénomènes pariétaux comme les transferts thermiques ou les effets non linéaires. Ces lois comportementales issues de la compréhension du phénomène au niveau d'un élément unitaire et de l'évaluation des paramètres influents peuvent être obtenues de deux manières :

- l'une consiste à étudier le phénomène numériquement sur deux ou trois dimensions spatiales ainsi qu'à différentes échelles temporelles.
- la seconde consiste en la multiplication des travaux expérimentaux. C'est ce que l'on se propose de faire ici.

Une partie des travaux sur l'étude des transferts en milieu oscillant se concentre sur ces phénomènes locaux d'un point de vue fréquentiel. La notation complexe est utilisée afin d'intégrer la phase entre la température et le flux de chaleur. Ce n'est pas le sujet de notre étude qui se doit de fournir une vision plus globale de la loi de transfert thermique à l'échelle d'un échangeur. Néanmoins, l'analyse de ces travaux locaux et fréquentiel permet d'apporter une nouvelle compréhension de ces phénomènes de transfert [14] [67].

2.1.3 Nombres adimensionnels caractéristiques

Outre le fait que le phénomène thermoacoustique implique des différences d'échelles intrinsèques entre les grandeurs géométriques et physiques (couches limites thermique et visqueuse / dimension totale du système, amplitude de pression/ pression moyenne...), les machines thermoacoustiques fonctionnent sur de larges gammes de puissances et de niveaux de températures, ce qui met en œuvre des tailles et des amplitudes complètement différentes d'un système à l'autre. De plus, le domaine d'étude du transfert thermique en milieu oscillant trouve aussi beaucoup d'applications dans les machines de Stirling qui ne travaillent pas dans les mêmes niveaux de fréquences, ni avec les mêmes amplitudes de déplacement. Il est donc difficile de comparer les différents travaux entre eux. Pour s'affranchir des échelles et se confronter à un plus large panel de résultats expérimentaux, l'étude doit s'appuyer sur des nombres adimensionnels de référence. Caractéristiques du phénomène thermoacoustique, ils peuvent être extraits des équations qui le régissent. Afin de mettre en évidence les nombres décrivant l'écoulement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est normalisée à partir des variables adimensionnelles suivantes :

$$x^* = \frac{x}{l_{tub}} \quad (2.20)$$

$$r^* = \frac{r}{R_{tub}} \quad (2.21)$$

$$t^* = t\omega \quad (2.22)$$

$$\vec{u}^* = \frac{\vec{u}}{u_1} \quad (2.23)$$

$$p^* = \frac{p - p_0}{\rho u_1} \quad (2.24)$$

ainsi que $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}$, $\mu^* = \frac{\mu}{\mu_0}$ et $\nu^* = \frac{\nu}{\nu_0}$

Le point de départ du processus est l'équation de conservation de la quantité de mouvement simplifiée par les hypothèses de la théorie linéaire.

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right] = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (2.25)$$

$$\rho_0 \omega u_1 \rho^* \left[\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} \right] = -\frac{\rho_0 u_1^2}{l_{tub}} \rho^* \vec{\nabla}^* p^* + \mu_0 \frac{u_1}{R_{tub}^2} \mu^* (\nabla^*)^2 \vec{u}^* \quad (2.26)$$

$$\left[\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} \right] = -\frac{u_1}{\omega l_{tub}} \vec{\nabla}^* p^* + \frac{\nu_0}{\omega R_{tub}^2} \nu^* (\nabla^*)^2 \vec{u}^* \quad (2.27)$$

En multipliant chaque membre par $\frac{\omega R_{tub}^2}{\nu_0}$, on obtient :

$$Re_\omega \left[\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} \right] = -\Lambda Re_1 \vec{\nabla}^* p^* + \nu^* (\nabla^*)^2 \vec{u}^* \quad (2.28)$$

Avec $Re_\omega = W_{om}^2 = \frac{\omega R_{tub}^2}{\nu_0}$, $Re_1 = \frac{u_1 R_{tub}}{\nu_0}$ et $\Lambda = \frac{l_{tub}}{R_{tub}}$ respectivement nombre de Reynolds acoustique, nombre de Reynolds, et facteur de forme géométrique. Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inerties et des forces visqueuses. Contrairement à celui construit en régime permanent, son expression ne peut pas tenir compte de la vitesse moyenne qui est nulle ; elle prend donc en compte l'amplitude maximale de vitesse acoustique. Afin de caractériser l'instationnarité de l'écoulement, on utilise un nombre qui intègre la pulsation de l'onde : le nombre de Reynolds acoustique. Il faut noter ici que le nombre de Reynolds acoustique n'est qu'une autre écriture du nombre de Womerley/Stokes (W_{om}) au carré qui représente le rapport du rayon hydraulique à l'épaisseur de couche limite visqueuse.

Au vue des différents travaux sur les transferts thermiques en régime oscillant, il nous semble pertinent d'ajouter un nombre adimensionnel de référence qualifiant l'établissement d'un phéno-

mène de Streaming à l'intérieur de la couche limite. Ce nombre adimensionnel, appelé Reynolds de Streaming, a été explicité par *Stuart (1966)* [72] au cours de son étude des couches limites en régime oscillant incompressible se basant sur les travaux de *Rayleigh (1883)* [59]. Il découle de l'adimensionnalisation de l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la couche limite. Il couple un paramètre d'amplitude ($\frac{p_1}{\gamma p_0}$) et un paramètre de fréquence ($\frac{c}{\sqrt{\nu\omega}}$).

$$R_s = \frac{c^2}{\nu\omega} \left(\frac{p_1}{\gamma p_0} \right)^2 \quad (2.29)$$

Le Reynolds de Streaming met en évidence une transition de régime à partir de laquelle un phénomène de streaming s'établit à l'intérieur de la couche limite, ce qui a pour effet de changer le modèle asymptotique du transfert thermique. Cette transition a été mise en évidence expérimentalement par les travaux de *Mozurkewich (1995)* [45] et *Gopinath et Harder (2000)* [29]. Il souligne l'existence de trois régimes : le premier (a), où le transfert thermique par convection prédomine ; un régime de transition mixte (b), soumis partiellement à l'influence de la convection naturelle induite par la gravité ; et enfin un régime (c) où la convection forcée par phénomène de Streaming est prépondérante. Le comportement de ce dernier s'ajoute au phénomène d'oscillation et peut alors être rapproché d'un comportement en régime permanent.

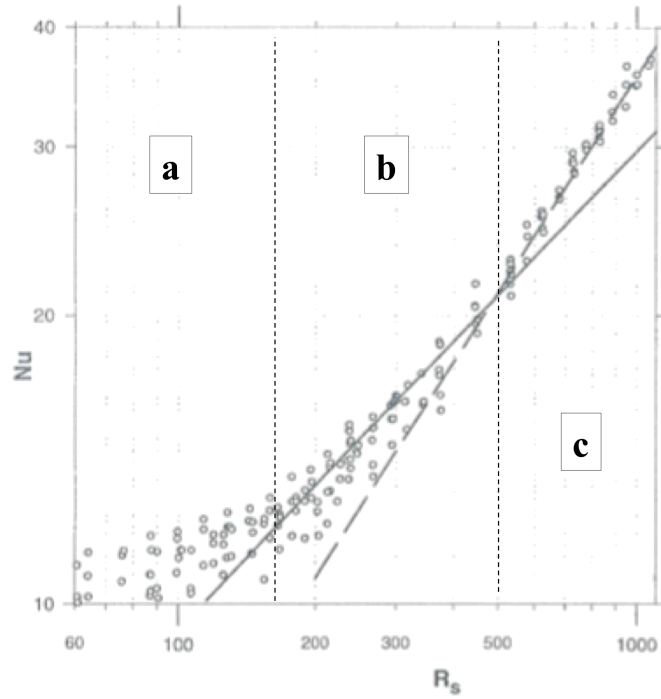


FIGURE 2.3 – Trois régimes en fonction du Reynolds de Streaming [29]. Conditions : Air, $Dr = 0.8 - 3.2 \%$, $f = 585 - 1213$ Hz.

Les nombres adimensionnels de référence présentés sont relatifs à l'écoulement ; la construction de ceux utilisés pour quantifier les échanges thermiques n'est pas explicitée ici car ce sont les mêmes qu'en régime permanent. Nous utiliserons :

- le nombre de Nusselt qui quantifie le transfert thermique total par rapport au transfert par conduction

$$Nu = \frac{h_{gaz} D_h}{k_{gaz}} = \frac{2 h_{gaz} R_{tub}}{k_{gaz}}$$

où h_{gaz} est le coefficient de transfert thermique thermoacoustique et D_h le diamètre hydraulique de l'échangeur, qui correspond au rapport de quatre fois a section de passage du gaz par le périmètre mouillé.

- le nombre de Prandtl, rapport des diffusivités visqueuse et thermique

$$Pr = \frac{Cp_{gaz} \mu_0}{k_{gaz}}$$

- le coefficient isentropique du gaz, rapport des capacités thermiques isobares et isochores

$$\gamma = \frac{Cp_{gaz}}{Cv_{gaz}}$$

Ces nombres adimensionnels permettent de construire une corrélation liant les transferts de chaleur aux conditions d'écoulement. Ce régime d'écoulement traduit les effets de la variation du champ de paramètres d'entrée (géométrie, gaz, pression, fréquence, Dr). Leur caractère adimensionnel permet de s'affranchir des échelles et autorise donc une comparaison avec d'autres travaux.

2.1.4 Revue des paramètres influant les transferts thermiques thermoacoustiques et corrélations de références

Les études expérimentales sur les coefficients d'échange sont souvent conduites avec des géométries simples (un tube, une plaque...) qui permettent de se rapprocher de modèles en régime permanent comme le modèle TASFE, pour ne citer que lui, pour les grandes amplitudes. *Mozurkewich (2001)* [47], *Paek et al (2003)* [52] et *Piccolo et Pistone (2006)* [57] ont montré la limite de tels modèles dans le cas de géométries complexes réelles (échangeur, stack...) qui favorisent de plus grandes irréversibilités.

Les travaux antérieurs, mettant en œuvre des géométries complexes d'échangeur de chaleur, ont permis d'établir des lois régissant les critères de dimensionnement aussi bien au niveau de sa longueur que de la dimension de ses canaux. D'abord, il existe une relation d'interdépendance entre ces deux dimensions mise en évidence par *Piccolo et Pistone (2006)* [57]. En effet, elle est conditionnée par la surface active d'échange optimale qui résulte d'un compromis entre la quantité d'énergie thermique transférée et celle dissipée par pertes visqueuses. Ensuite, la longueur d'un échangeur est grandement influencée par le déplacement particulaire du fluide comme l'ont montré *Hofler (1993)* [32], *Mozurkewich (1998)* [46] et *Piccolo et Pistone (2006)* [57]. En effet, contrairement aux échangeurs utilisés dans les systèmes à écoulement permanent, il ne suffit pas d'augmenter la surface d'échange en augmentant la longueur de l'échangeur pour maximiser les puissances transmises. Ils s'accordent à dire que cette longueur doit être plus petite que le déplacement total du gaz⁶ afin de réduire les pertes visqueuses. De plus, il a été noté, numériquement, par *Besnoin et Knio* [11] et *Marx et Blanc-Benon* [41] et par *Piccolo et Pistone* [57] [56], un phénomène, intrinsèque à l'échangeur, d'inversion des transferts thermiques à ses extrémités. La zone siège de ce flux négatif est une portion non efficace, ce qui altère la qualité globale des transferts thermiques dans l'échangeur. Il est donc nécessaire que la longueur des échangeurs soit

6. Deux déplacements particuliers

inférieure à deux déplacements particuliers ; il est aussi nécessaire de maintenir un écart entre les différents éléments (échangeurs, milieu poreux) afin d'éviter que les autres éléments pâtissent de ce flux négatif. Enfin, la dimension optimale des canaux, quant à elle, est conditionnée par l'épaisseur des couches limites thermique et visqueuse et dépend du type d'onde mis en œuvre comme nous l'avons vu au chapitre 1.

Les études de l'influence de la géométrie des échangeurs se sont, jusque là, portées uniquement sur sa longueur ou la dimension de ses canaux. La question de la forme des canaux de l'échangeur n'a a priori jamais fait l'objet d'étude d'un point de vue fluide oscillant. Dans la littérature les seules études ayant un lien avec des formes de canaux concernent le milieu poreux : l'influence de la forme et de l'épaisseur de ses bords a été étudiée par *Zoontjens (2008 et 2009)* [83] et [84]. Il montre par des études numériques que la forme et l'épaisseur des bords du stack influence significativement les performances de la cellule thermoacoustique. Leur optimisation permet une réduction du streaming et des vortex qui perturbent l'oscillation régulière du gaz et favorise une augmentation du transfert thermique au niveau des bords du stack (cf. section 1.2.2).

Ensuite, le choix du gaz a un effet significatif sur les performances du système. La capacité du gaz à favoriser les transferts thermiques se définit par son nombre de Prandtl qui est le rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité thermique. Or une grande viscosité a tendance à dissiper la puissance acoustique. Comme nous l'avons vu, la diminution du nombre de Prandtl entraîne donc une augmentation des performances du système en termes de transfert thermique. Celui d'un gaz monoatomique est égal à $\frac{2}{3}$. *Tijani (2001)* [74] montre la complexité à évaluer les propriétés physiques d'un mélange. De plus, l'utilisation d'un mélange requiert un système d'injection élaboré. Pour s'affranchir de ces difficultés, nous utiliserons des gaz monoatomiques dont les propriétés suivront des corrélations bien connues.

Il existe, enfin, un lien très fort entre pression moyenne du système et transfert thermique. La pression a un effet direct sur les propriétés thermodynamiques du gaz. En effet, la mise sous pression du système influence le phénomène thermoacoustique de deux manières : elle permet d'une part d'augmenter la masse de fluide mise en jeu et donc la densité des transferts thermiques et de l'autre elle a tendance à réduire l'épaisseur de la couche limite thermique, cœur du transfert.

Des premières observations sur l'influence du choix du gaz et de la pression moyenne ont d'ores et déjà été réalisées ; elles seront utilisées à titre de comparaison :

Référence	Gaz	Pression
Mozurkewich (1995-2001) [44], [45], [47]	He ($Pr = 0.67$), He/Ar ($Pr = 0.40$)	p_{atm} , 10 bars
Nsofor et al. (2002) [51]	He ($Pr = 0.67$)	p_{atm}
Paek et al. (2003) [52]	He/Ar	p_{atm}
Andrei (2008) [6]	He, Ar, N_2 et SF6	Jusqu'à 26 bars

TABLE 2.1 – *Travaux sur le choix du gaz et de la pression moyenne comme paramètres influents le transfert thermique.*

L'étude bibliographique a montré qu'il existe deux écoles pour la construction des corrélations expérimentales. La première met en jeu le nombre de Reynolds acoustique ainsi que le facteur de forme géométrique (Λ , cf. 2.1.3) alors que la seconde implique le nombre de Reynolds classique et le nombre de Reynolds acoustique. La première écriture permet d'étudier plus précisément l'influence des paramètres géométriques comme la longueur de l'échangeur par rapport à l'amplitude des oscillations de l'onde ou la taille des canaux par rapport au type d'ondes mises en jeu. Ces aspects ont été largement explorés comme nous venons de la présenter [82] [49] [14] [15] [39] [67]. En revanche, la seconde écriture apporte une information sur les transitions de régime que peut provoquer la variation des paramètres d'entrée. C'est sur ce second modèle que nous avons choisi de baser nos comparaisons. Les corrélations relatives aux travaux résumés dans le tableau 2.1 ; certaines sont présentées figure 2.4. Elles mettent en relation le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds.

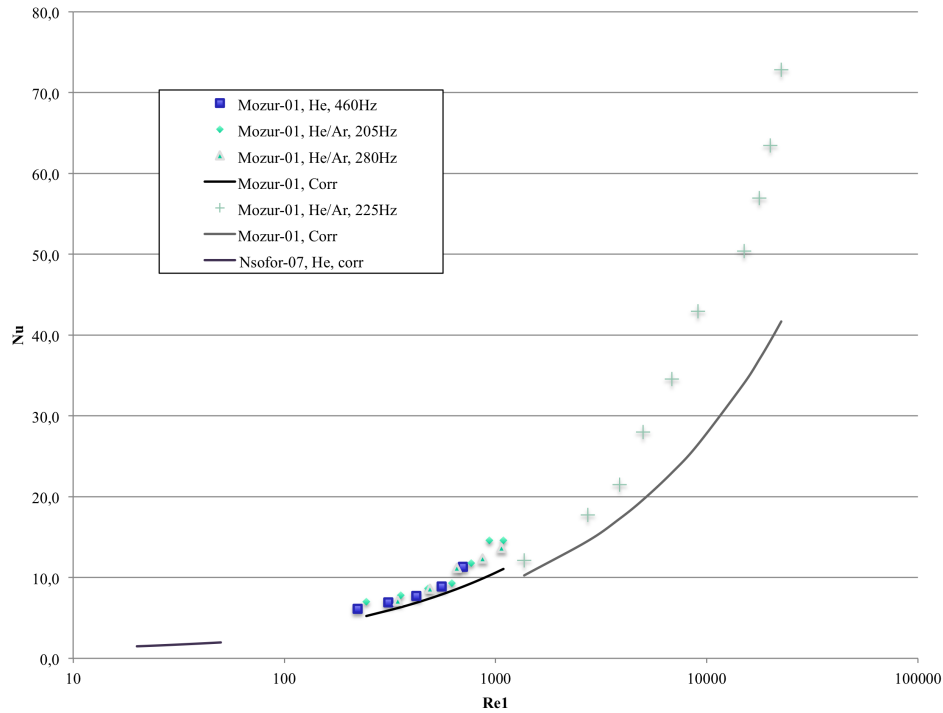


FIGURE 2.4 – *Corrélations basées sur le nombre de Reynolds, Re_1*

Le banc expérimental doit permettre de balayer un large spectre de paramètres afin de comparer et de compléter les lois de transfert thermique des petites aux grandes amplitudes dans les conditions des systèmes thermoacoustiques. D'abord, le dimensionnement du banc expérimental devra intégrer un caractère modulaire afin de répondre à ces exigences. Il faudra ensuite s'assurer à l'aide d'un outil numérique de prévision que les paramètres d'entrée permettent de travailler dans le domaine d'écoulement souhaité.

2.2 Méthode pour la construction d'une loi régissant les transferts thermiques en régime oscillant

Cette partie présente la méthode choisie pour la construction de la loi expérimentale. Le dispositif associé est décrit dans les grandes lignes comme le code développé pour le dimensionnement du banc.

2.2.1 Objectifs et limite

L'objectif est l'étude des transferts thermiques en milieu oscillant à l'intérieur d'un échangeur. Le banc expérimental présenté figure 2.5 nécessite donc un échangeur auquel est apportée de la chaleur (Q_c) par effet Joule, à l'aide d'une résistance électrique enroulée autour de celui-ci, qui sera dissipée par les oscillations d'un gaz. Cet échangeur est placé dans un résonateur où le gaz est confiné et pressurisé. Afin de le mettre en oscillation, un générateur d'onde est utilisé, il fournit une certaine puissance acoustique (W_{ac}). Deux échangeurs, sont placés de part et d'autre de l'échangeur chaud et ont pour rôle de récupérer la chaleur transportée par les oscillations (Q_f). Ces échangeurs sont appelés '*échangeurs froids*' ou '*échangeurs à température ambiante*'. Ce système est complété par un circuit déphaseur modulable qui permet de maîtriser les conditions aux limites et ainsi maîtriser la valeur de la phase entre pression et vitesse dans le résonateur. Les principales pertes du système sont notées Q_{pRAY} et Q_{pLC} et sont décrites dans le paragraphe 2.2.2.

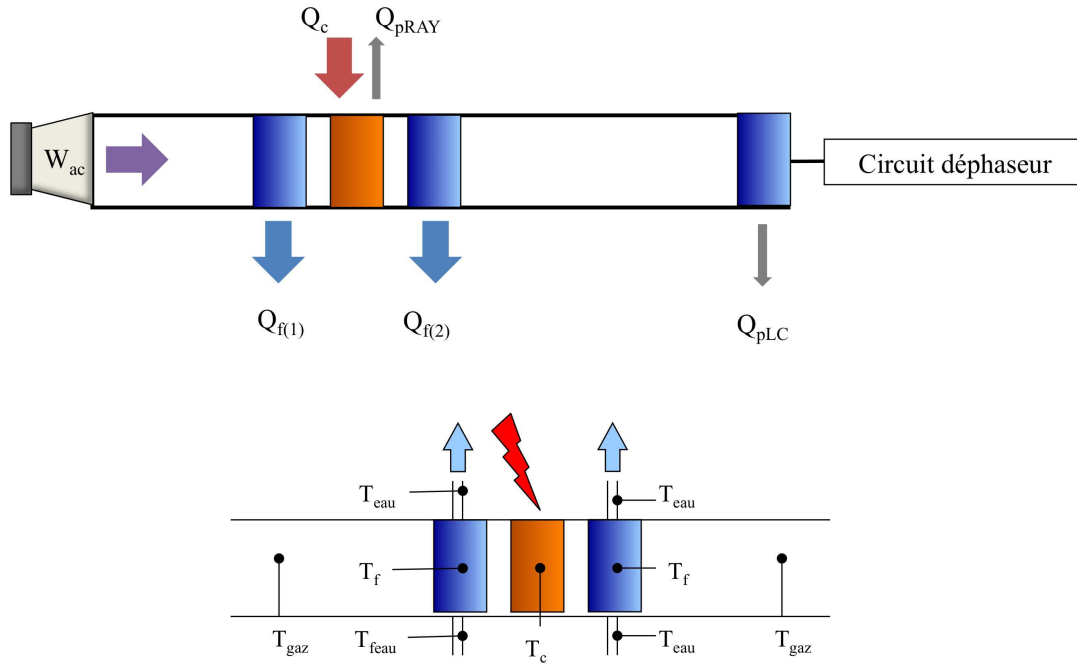


FIGURE 2.5 – *Système expérimental complet (en haut) et cellule thermique (en bas) avec puissances et températures mises en œuvre.*

Comme nous venons de le voir, l'établissement d'une loi expérimentale demande de mettre en relation les paramètres caractéristiques de l'échange thermique (Nusselt et Prandlt) et ceux du régime d'écoulement (Reynolds et Reynolds de Streaming). Premièrement, pour écrire le nombre de Nusselt, il est nécessaire de calculer le coefficient d'échange thermoacoustique au sein des tubes de l'échangeur. Dans cette optique, une méthode de bilan thermique sur le système couplée à la mesure de la température du gaz et de la paroi d'un canal est envisagée. Deuxièmement, écrire les nombres de Reynolds et de Reynolds de Streaming demande de connaître les champs d'amplitude de vitesse et de pression au niveau de l'échangeur. S'il est possible de miniaturiser les capteurs de température pour des mesures à l'intérieur d'un canal⁷, il est difficile de faire de même pour la vitesse et la pression. En effet, une méthode intrusive perturberait fortement l'écoulement. La méthode alors mise en place est une méthode de reconstruction des données par simulation numérique à partir des points de mesures dans le tube résonant.

7. Utilisation de thermocouples de 0,5 mm ou de taille inférieure

2.2.2 Méthode expérimentale de détermination du coefficient de convection forcée thermoacoustique

La méthode la plus régulièrement relevée dans la bibliographie, afin de déterminer les coefficients d'échanges, est celle du bilan thermique qui repose sur la première loi de la thermodynamique. Elle peut être utilisée sur un élément unitaire d'un échangeur (*Nsofor et al. (2007)* [51]), sur l'échangeur dans sa globalité (*Mozurkewich (2001)* [47]) ou sur chaque élément du système de proche en proche afin de le caractériser complètement (*Andrei (2008)* [6]). Dans cette méthode plus que dans les autres, la quantification des pertes est essentielle afin d'obtenir un bilan énergétique juste.

Nous avons choisi la méthode du bilan global (équation 2.30). Les puissances mises en œuvre dans notre dispositif se composent, pour les entrantes, de la puissance acoustique W_{ac} et de la puissance injectée à l'échangeur chaud Q_c et des puissances récupérées sur les échangeurs froids Q_{f_1} et Q_{f_2} .

$$W_{ac} + Q_c = Q_{f_1} + Q_{f_2} + Pertes \quad (2.30)$$

Dans notre cas, le phénomène thermoacoustique ayant été inhibé par l'absence du régénérateur, la puissance mécanique injectée permet de mettre en mouvement le fluide pour provoquer une convection forcée à l'intérieur des canaux de l'échangeur. Nous négligerons la conversion de la puissance mécanique en chaleur en raison des faibles effets visqueux dans le résonateur. Le bilan thermique peut donc être ramené à celui-ci :

$$Q_c = Q_{f_1} + Q_{f_2} + Pertes \quad (2.31)$$

Si le bilan global se révèle juste nous pouvons supposer que le bilan sur chaque composant est correct. A partir de cette hypothèse et en considérant l'élément échangeur à température ambiante, le coefficient de transfert h_{gaz_f} peut être déduit de la puissance froide Q_f , de la température de l'échangeur T_f et de celle du gaz T_{gaz} comme le montre l'équation 2.32.

$$h_{gaz_f} = \frac{Q_f}{S_{ech}(T_f - T_{gaz})} \quad (2.32)$$

avec S_{ech} , surface interne de l'échangeur en contact avec le gaz.

L'avantage de cette méthode est que pour les mêmes conditions de fonctionnement, deux coefficients seront accessibles simultanément sur chacun des échangeurs à température ambiante. Cela permet leur comparaison et l'évaluation de l'impact des phénomènes comme la convection suivant l'angle d'inclinaison du système. Les mesures de température dans l'échangeur et dans

le gaz seront faites en plusieurs points de la géométrie complexe. Cependant, il est possible que l'échangeur ne soit pas isotherme. Ce sont donc les moyennes des valeurs qui seront utilisées pour le calcul, ce qui peut être une source d'erreur. Pour palier à cette incertitude, une méthode complémentaire temporelle appliquée à l'échangeur chaud permettra de confirmer les résultats sur le coefficient d'échange issus du bilan thermique.

Méthode temporelle appliquée à l'échangeur chaud

Cette méthode a été utilisée par *Mozurkewich (1995 et 2001)* [45] [47] et reprise par *Iwai et al. (04)* [35]; elle permet de déduire le coefficient d'échange, relatif à la géométrie considérée, de la mesure de la différence de température entre deux états permanents. Cette méthode permet de s'affranchir des problèmes de bilan d'énergie qui nécessite une mesure précise des pertes thermiques. Le thermocouple étant placé directement sur la géométrie, elle s'affranchit des différences de températures entre la résistance chauffante et la géométrie. L'échangeur chaud est monté en température avec la résistance électrique puis la source de chaleur est coupée; les oscillations ont toujours court. Ensuite, la courbe de descente en température est enregistrée sur laquelle une courbe exponentielle est ajustée dans le but de déterminer la constante de temps τ_k . Son équation est basée sur une analogie avec la constante de temps des système du premier ordre. D'un point de vue opératoire, il faut noter que la pression moyenne devra être mesurée en fonction de la température de l'échangeur afin de travailler avec des couches limites thermiques comparables à celles des essais réalisés sur les échangeurs à température ambiante.

$$h_{gaz_c} = \frac{m_{ech} C_{p_{ech}}}{\tau_k S_{ech}} \quad (2.33)$$

avec m_{ech} , S_{ech} masse et surface l'échangeur en contact avec le gaz et $C_{p_{ech}}$ capacité calorifique du matériau constituant l'échangeur.

Les mesures des autres puissances impliquées dans le bilan se font comme il suit.

Puissance de la source acoustique

Comme pour tout calcul de puissance mécanique, l'expression de la puissance correspond au produit d'une force par une vitesse; ici une force de pression par la vitesse d'oscillation de l'onde. L'équation 2.34 définit la puissance acoustique.

$$W_{ac} = S_{res} p_1 u_1 \cos(\psi) \quad (2.34)$$

avec S_{res} , section du résonateur et ϕ_{ac} , phase entre l'amplitude de vitesse et celle de pression.

La mesure du déplacement pour l'obtention de la vitesse et de la phase entre l'amplitude de vitesse et de pression sont les objets des plus grandes incertitudes. La phase est classiquement déterminée par la méthode des deux capteurs [27] à l'aide de capteurs de pression dynamique. Le générateur d'onde sera choisi de type électromagnétique à piston afin de pouvoir lui adjoindre un capteur de déplacement pour une mesure directe du déplacement et en déduire la vitesse. Avec cette méthode, le déplacement n'est mesuré qu'en entrée du tube résonant contrairement au champ de pression qui est mesuré en différents points du tube. Les champs d'amplitude de vitesse, de pression et l'évolution de la phase seront reconstruits à partir des points de mesure disponibles dans le tube résonant. De cette manière, il est possible d'obtenir l'évolution de la puissance acoustique dans le tube résonant.

Puissances thermiques

Un fil résistif est enroulé autour de l'échangeur chaud afin de lui transmettre de la chaleur par effet Joule. La puissance transmise Q_c est calculée à partir de l'ampérage et de la tension imposés à cette résistance. Le fil résistif chauffant est alimenté par une source continue. La tension V_{coax} et l'ampérage I_{coax} sont enregistrés à l'aide d'un voltmètre et d'une pince ampèremétrique.

$$Q_c = V_{coax} I_{coax} \quad (2.35)$$

Les échangeurs froids seront refroidis avec de l'eau courante et instrumentés. Les puissances évacuées par le système Q_f sont calculées comme il suit :

$$Q_f = \dot{m}_{eau} C_{p_{eau}} \Delta T_{eau} \quad (2.36)$$

Avec \dot{m}_{eau} le débit massique d'eau, $C_{p_{eau}}$, la capacité calorifique de l'eau et ΔT_{eau} , la différence de température dans le circuit d'eau en amont et en aval de l'échangeur.

Evaluation des pertes

Une quantification précise des pertes thermiques est essentielle pour obtenir une corrélation fiable en utilisant cette méthode. Pour remplir ce cahier des charges, certaines précautions ont été mises en place. Les principales sources de pertes sont vibratoires, thermiques au niveau de l'échangeur chaud et dues aux dissipations visqueuses dans l'inductance du circuit déphaseur. Tout d'abord, une source mécanique est choisie ; contrairement à un générateur thermoacoustique, elle permet de s'affranchir de pertes thermiques difficiles à quantifier. Les pertes méca-

niques par vibration sont réduites par le dispositif de fixation. Dans un premier temps, notre système sera positionné en configuration horizontale pour faciliter la modification des configurations géométriques. Par la suite, la suspension verticale du dispositif, est envisagée afin d'évaluer l'influence de la poussée d'Archimède sur la qualité des transferts thermiques. Ensuite, un échangeur sera mis en amont du circuit déphaseur afin de récupérer une partie de la dissipation visqueuse sous forme de chaleur de manière à ce qu'elle ne vienne pas perturber la cellule thermique. Cet échangeur sera refroidi avec de l'eau courante et instrumenté, comme ceux de la cellule thermoacoustique, pour mesurer ces pertes. La puissance thermique évacuée est calculée de la même manière que sur les échangeurs à température ambiante. Enfin, les pertes les plus difficiles à quantifier sont celles par conducto-convection et rayonnement de l'échangeur chaud vers l'extérieur, notamment à cause de la géométrie complexe de la cellule thermique et de la difficulté de découpler les contributions des différents transferts thermiques. Pour cette raison, une loi de comportement est construite puis sa reproductibilité est testée afin de valider le modèle. La cellule thermique est isolée afin de limiter les pertes par rayonnement ; les pertes par conduction avec le reste du système sont limitées par l'utilisation d'un résonateur en PVC. De même, les échangeurs froids sont séparés de l'échangeur chaud par des anneaux isolants. Au vu de leur nature majoritairement radiative, les transferts thermiques peuvent être décrits par une loi polynomiale d'ordre 4 par rapport à la température de la résistance dont les coefficients $\{a, b, c, d, e\}$ peuvent être identifiés et la reproductibilité de la loi peut être vérifiée sous plusieurs conditions de température. Cette méthode a été utilisée par *Andrei* [6].

$$Q_{p_{ray}} = aT_c^4 + bT_c^3 + cT_c^2 + dT_c + e \quad (2.37)$$

Le développement du banc expérimental devra prendre en compte les aspects relatifs à la méthode décrite aussi bien dans le choix et l'agencement des éléments comme dans celui du système d'instrumentation.

2.2.3 Modèle de prédimensionnement du dispositif expérimental

Le banc expérimental doit répondre aux exigences de performances et de flexibilité d'utilisation, sur la gamme de paramètres choisis. Au vue de cette étendue, un prédimensionnement 'à la main' paraît inadapté. Les codes de calcul existants, DELTA EC et CRISTA, présentés ci-dessous, laissent peu de liberté à l'étude paramétrique car l'algorithme de convergence limite le nombre de paramètres en entrée. Un premier objectif est donc de mettre en place un code de calcul simple. Il doit pouvoir être intégré à une boucle paramétrique pour tester rapidement le large champ de paramètres d'entrée. Cette partie décrit la construction de ce modèle.

DELTA ECet CRISTA

A l'heure actuelle, deux codes de prédiction de fonctionnement sont utilisés : le premier, DELTA EC⁸, communément utilisé par la communauté thermoacoustique, est distribué par le LANL⁹. Le second, CRISTA¹⁰, est développé dans le cadre des thèses de *Bretagne* [16] et *Bé-trancourt* [12] au LIMSI¹¹.

Ces codes se basent sur la théorie linéaire thermoacoustique de Rott décrite précédemment. Leurs méthodes de résolution des équations diffèrent, ce qui influe sur la stabilité des codes par rapport aux conditions d'initialisation. Les géométries se construisent par des éléments discrets dont le pas est adapté à la présence de forts gradients de température. Les fonctions f_k et f_ν ¹² n'ont pas la même formulation en fonction du type de géométrie considérée (milieu poreux, échangeur, résonateur...), ce qui amène à des simplifications différentes des équations régissant le problème. L'intégration se fait en 1D pour chaque élément discret.

DELTA EC, permet la modélisation d'une source de type mécanique, s'appuie sur une méthode de recherche de solution par tir et nécessite donc une initialisation pertinente des valeurs d'entrée, ce qui peut s'avérer difficile lorsque le design du système étudié s'éloigne des applications connues.

CRISTA, quant-à-lui, utilise une méthode de Runge Kutta d'ordre 4 relativement stable qui ne nécessite pas d'initialisation de la part de l'utilisateur. Cependant, la version disponible à l'IPNO ne permet pas la modélisation de l'alternateur linéaire utilisé comme source acoustique du banc expérimental. Ce code sera donc utilisé pour construire le champ de vitesse à partir des données du déplacement du piston en entrée et du champ de pression en entrée du banc.

Modèle paramétrique électroacoustique

La présence dans un même système d'une partie acoustique liée au système résonant, d'une partie électro-mécanique et électrique liée à l'alternateur linéaire, impose une modélisation basée sur l'analogie électromécanique et électroacoustique du système. Si l'on pose l'hypothèse de la linéarité des systèmes vibratoires mécaniques ou acoustiques, les équations qui régissent le comportement des systèmes mécaniques ou acoustiques sont analogues à celles rencontrées en électricité. Le problème peut alors être ramené à l'étude du comportement d'un seul circuit électrique équivalent représentant à la fois les domaines électrique, mécanique et acoustique ainsi que leur couplage. Le choix présent est d'utiliser une analogie d'impédance qui établit une relation des valeurs intensives du domaine considéré comme le montre le tableau 2.2.

8. Design Environment for Low-Amplitude ThermoAcoustic Energy Conversion

9. Los Alamos National Laboratory, USA

10. Cryo-Réfrigérateur ThermoAcoustique

11. Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur, Orsay (France)

12. Les fonctions f_k et f_ν ont été construites plus haut pour le cas d'un canal cylindrique

Impédance électrique	Impédance mécanique	Impédance acoustique
$Z_e = \frac{V_e}{I}$	$Z_m = \frac{F_e}{u_1}$	$Z_{ac} = \frac{p_1}{U_1}$
inductance (L_e)	inertie de la masse (m_{pist})	inertance (L_{ac})
capacité (C_e)	raideur (s)	capacitance (C_{ac})
résistance électrique (R_e)	résistance mécanique (R_m)	resistance acoustique (R_{ac})

TABLE 2.2 – Analogies entre les grandeurs et les éléments électriques, mécaniques et acoustiques (d'après [40]).

Le système complet comprend la source acoustique, elle même divisée en une partie électrique et une partie mécanique, et le tube résonant qui correspond à la partie acoustique. L'étude de l'alternateur linéaire nécessite la prise en compte de son environnement. En effet, il dépend fortement de la charge acoustique qui lui est appliquée ainsi que du circuit électrique qui l'excite. C'est donc par l'élément piston de l'alternateur que le couplage des différents domaines se fait.

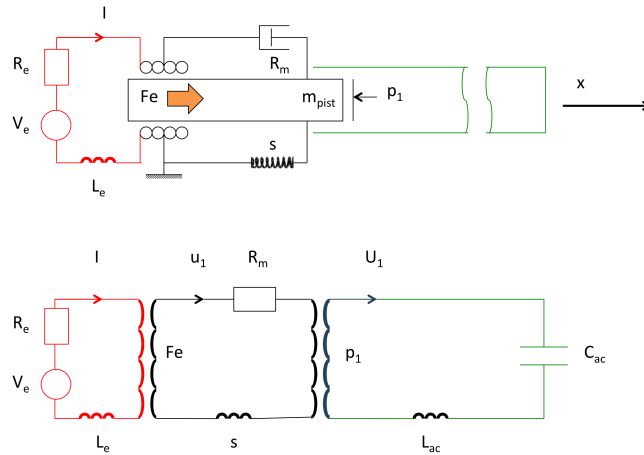


FIGURE 2.6 – Système complet composé d'un domaine électrique en rouge, d'un domaine mécanique en noir et d'un domaine acoustique en vert. Pour chacun des domaines les grandeurs caractéristiques sont explicitées.

L'étude du couplage est couramment réalisée par la combinaison de l'équation linéaire décrivant le système résonant et d'une autre caractérisant la source, utilisée par *Bailliet et al (2000)* [9]. Elle a été présentée par *Tijani* dans sa thèse [74]. Ce modèle a été repris par *Marx et al. (2006)* [42] pour l'étude du couplage entre un alternateur et un système résonant dans un

système à ondes stationnaires.

Modélisation du tube résonant

Le système résonant comprend les éléments acoustiques de l'entrée du résonateur au système déphaseur. Il se compose de N éléments aux caractéristiques géométriques différentes. L'objectif ici est de déterminer une fonction de transfert représentative de l'ensemble du système résonant de manière à trouver l'impédance acoustique $Z_{ac} = \frac{p_1}{U_1}$ à l'entrée. Pour cela le système va être discrétisé en éléments homogènes. Pour chaque élément discret, une fonction de transfert est associée et permet de déterminer une impédance à une borne de l'élément si elle est connue à l'autre borne. Si on considère l'impédance nulle en fin de résonateur (du à la présence de la capacitance), il est alors possible de remonter de proche en proche à l'impédance d'entrée.

L'analogie électrique nécessite que la longueur d'onde soit grande devant le pas de discrétisation afin que la variation des paramètres physiques soit négligeable le long de l'élément. Si la longueur d'onde est faible ou si la fréquence est élevée il convient de réduire le pas de discrétisation.

L'établissement de la fonction de transfert se base sur le conditionnement de l'équation d'onde donnée par 2.38 qui s'obtient en injectant l'équation 2.14 dans 2.19 en posant $c^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$ avec c la célérité du gaz. Seul l'aspect fluide ici nous concerne, la variation de température le long d'un élément est négligée $\frac{\partial T_0}{\partial x} = 0$.

$$[1 + (\gamma - 1)f_k] p_1 + \frac{c^2}{\omega^2} (1 - f_v) \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} = 0 \quad (2.38)$$

Si on pose : $A^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1 + (\gamma - 1)f_k}{1 - f_v}$

L'expression peut s'écrire sous la forme : $\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + A^2 p_1 = 0$

La forme de la solution de p_1 peut donc s'écrire comme l'équation 2.39. Chacun des termes correspond à un sens d'évolution dans l'espace de l'amplitude par rapport à la pression moyenne. Le facteur multiplicatif lui représente l'évolution harmonique dans le temps de cette grandeur.

$$p_1(x, t) = (B e^{-jAx} + C e^{jAx}) e^{-jAt} \quad (2.39)$$

En référence à l'équation 2.14, la vitesse du gaz peut s'exprimer ainsi :

$$\langle u_1(x, r) \rangle = \frac{1}{j \omega \rho_0(x)} \frac{\partial \langle p_1 \rangle}{\partial x} [1 - f_v(r)] \quad (2.40)$$

Sachant que la vitesse peut s'écrire aussi :

$$\langle u_1(x, t) \rangle = (D e^{-jAx} + E e^{jAx}) e^{-jAt} \quad (2.41)$$

il est donc possible d'exprimer le débit particulaire en fonction des coefficients de la solution de la pression :

$$U_1 = \frac{A S_{res}}{\rho_0} (1 - f_v) [B e^{-jAx} - C e^{jAx}] e^{-jAt} \quad (2.42)$$

$$Z_{ac}(x) = \frac{p_1}{U_1} = Z_c \left[\frac{B e^{-jAx} + C e^{jAx}}{B e^{-jAx} - C e^{jAx}} \right] \quad (2.43)$$

avec S_{res} , la section du résonateur et $Z_c = \frac{\rho_0 \omega}{S_{res} A(1-f_v)}$. Pour l'expression de f_v , fonction de viscosité, voir l'équation 2.15.

On exprime l'exponentielle en cosinus et sinus :

$$Z_{ac}(x) = \frac{p_1}{U_1} = Z_c \left[\frac{(B + C) \cos Ax - j(B - C) \sin Ax}{(B - C) \cos Ax - j(B + C) \sin Ax} \right] \quad (2.44)$$

L'expression est simplifiée en divisant le numérateur et le dénominateur par $(B - C)$, puis réécrite pour une abscisse x' . Les expressions $Z_{ac}(x)$ et $Z_{ac}(x')$ sont combinées en prenant soin d'éliminer $\frac{B+C}{B-C}$. La fonction de transfert suivante est obtenue. On le rappelle, elle permet de déterminer une impédance à une borne x de l'élément si elle est connue à l'autre borne x' .

$$Z_{ac}(x) = \frac{Z_{ac}(x') \cos(A(x' - x)) + jZ_c \sin(A(x' - x))}{j \frac{Z_{ac}(x')}{Z_c} \sin(A(x' - x)) + \cos(A(x' - x))} \quad (2.45)$$

Les propriétés du gaz seront prises constantes le long du système résonant. Pour chaque élément discret les dimensions à fournir sont :

- le rayon ou la longueur caractéristique de la section traversée dans l'élément ;
- la longueur de l'élément $l_{el} = |x' - x|$.

L'abscisse de départ pour les calculs est prise en 0. La condition aux limites est donnée par la modélisation de la capacitance par analogie électrique : $Z_{ac}(N) = \frac{1}{jC_{ac}\omega}$ avec $C_{ac} = \frac{V}{\gamma p_0}$. Il est possible alors d'en déduire l'impédance d'entrée $Z_{ac}(0)$ du système en calculant celle des éléments discrets de proche en proche.

Pilotage du système électromagnétique

Les paramètres de contrôle de la source électromécanique sont sa tension d'excitation de la bobine et la fréquence de son piston. Au plan de couplage, la variable utile, qui permet de

reconstruire le champ de vitesse dans le tube résonant avec CRISTA est le débit volumique U_1 . Il faut donc une relation qui lie le débit particulaire aux paramètres d'entrée de la source. Comme pour le tube résonant, l'hypothèse d'un comportement linéaire de l'alternateur est faite. Elle sera évaluée par la suite. Quatre forces sont appliquées au piston de masse m_p :

- la force de Lorentz, c'est à dire la force que subit une particule chargée dans un champ magnétique : $F_e = B l_{bob} I$ avec l_{bob} caractérisant la longueur de la bobine, (B) le champ magnétique (B) et I le courant traversant la bobine ;
- la force qui découle de l'amplitude de pression (p_1) appliquée sur la surface du piston ;
- la force due à la résistance mécanique (R_m) due majoritairement aux frottements du piston ;
- la force due à la raideur (s) inhérente à la compressibilité du gaz.

Il faut noter que d'après la loi de Faraday, si un conducteur se déplace dans un champ magnétique, alors une différence de potentiel est induite V_{ind} . Cette tension induite vient s'ajouter à la tension d'excitation de l'alternateur V_e :

$$V_{ind} = -Bl_{bob}u_1 \quad (2.46)$$

$$Z_e = \frac{V_e + V_{ind}}{I} \quad (2.47)$$

Si on écrit le bilan sur le piston, il vient :

$$m_{pist} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = F_e - R_m \frac{\partial x}{\partial t} - sx - p_1 S_{res} \quad (2.48)$$

avec x le déplacement du piston qui s'exprime par $x = x_1 e^{j\omega t}$ et m_{post} la masse du piston. Si on pose $u_1 = \frac{\partial x}{\partial t}$, on obtient :

$$\frac{F_e}{u_1} - \frac{p_1 S_{res}}{u_1} = R_m + j \left(m_{pist} \omega - \frac{s}{\omega} \right) \quad (2.49)$$

F_e , la force de Lorentz, peut être exprimée à l'aide de la tension en entrée à l'aide des équations 2.46 et 2.47

$$F_e = Bl_{bob} \frac{V_e - Bl_{bob}u_1}{Z_e} \quad (2.50)$$

avec $Z_e = R_e + j \omega L_e$. Z_e , impédance du circuit électrique, R_e , résistance électrique et L_e , inductance électrique (bobine).

Si on pose l'impédance mécanique de l'alternateur comme étant $Z_m = R_m + j \left(m_p \omega - \frac{s}{\omega} \right)$, on obtient une relation entre le débit particulaire, la tension d'excitation du moteur et la pulsation :

$$U_1 = S_{res} \left[\frac{Bl_{bob}}{Z_e (Z_m + S_{res}^2 Z_{ac}(0)) + (Bl_{bob})^2} \right] V_e \quad (2.51)$$

L'équation 2.51 montre la possibilité de calculer le débit particulaire en entrée du système à partir de la géométrie du système résonant (imagée par l'impédance acoustique), des spécifications techniques de la source acoustique et des paramètres d'entrée du système : fréquence et tension de la source.

2.3 Dispositif expérimental

L'objet de cette partie est de résumer les aspects techniques importants du banc expérimental présenté figure 2.7 et de présenter l'instrumentation utilisée pour la mesure des grandeurs clés du système.

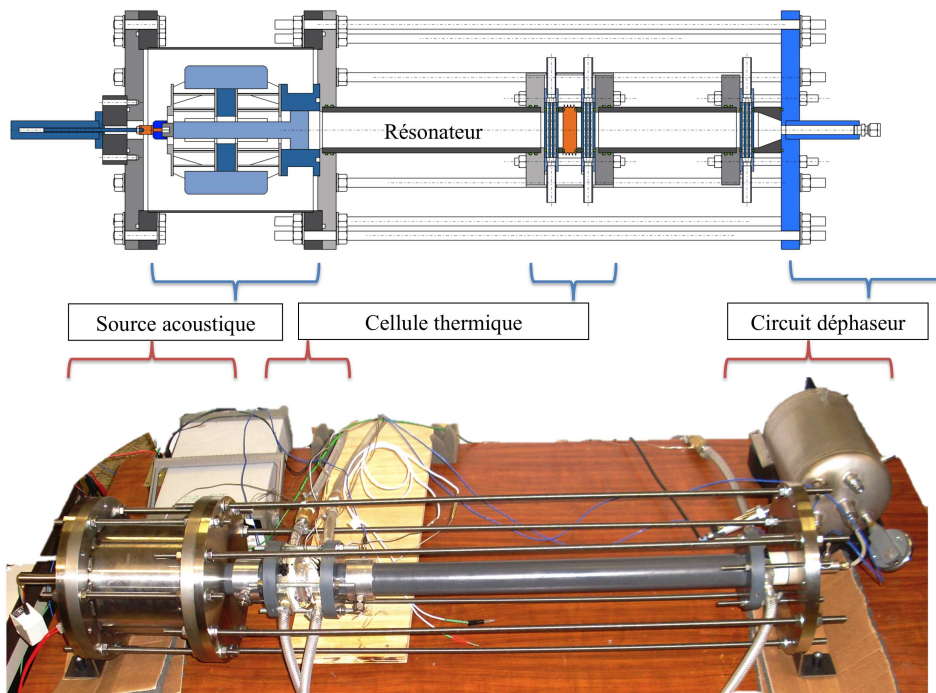


FIGURE 2.7 – Banc expérimental complet composé de sa source acoustique, d'un résonateur dans lequel se trouve la cellule thermique et d'un circuit déphaseur. En haut plan technique et en bas système réel.

2.3.1 Aspects techniques

Nous venons de présenter les choix préliminaires qui ont été faits afin de répondre aux contraintes imposées par la méthode expérimentale. Le dispositif expérimental doit être simple de montage et modulable afin de permettre une modification rapide de configuration.

La cellule thermique et échangeurs

Le cœur de l'étude des transferts thermiques est la cellule thermoacoustique. Elle est construite pour s'affranchir d'un maximum de perturbations. Le phénomène thermoacoustique est inhibé par le retrait du milieu poreux comme l'ont fait *Wakeland et Keolian (2002)* [77]¹³. De cette façon, on s'affranchira aussi de l'interprétation compliquée des résultats due notamment aux discontinuités de température entre les éléments. En effet, *Mozurkewich (1998)* [46] a montré la difficulté à prendre en compte la transition entre les deux entités échangeur/milieu poreux dans un modèle. La cellule est présentée figure 2.8 ; elle est composée de trois échangeurs : deux échangeurs à température ambiante (ou 'froid' et qui seront refroidis par de l'eau courante) disposés de part et d'autre d'un échangeur chaud dans le but de récupérer en totalité la chaleur dissipée par les oscillations du fluide. Comme nous l'avons vu, la source de chaleur est une résistance électrique enroulée autour de l'échangeur chaud. La chaleur dissipée par la résistance électrique est une forte source de perte par rayonnement vers l'extérieur. L'ensemble de la cellule est isolé par de la laine de céramique. Le choix de l'aluminium pour la conception des échangeurs permet de réduire leur coût tout en maintenant une bonne conductivité thermique.

13. pour cette raison, par la suite, cette cellule sera appelée « cellule thermique »

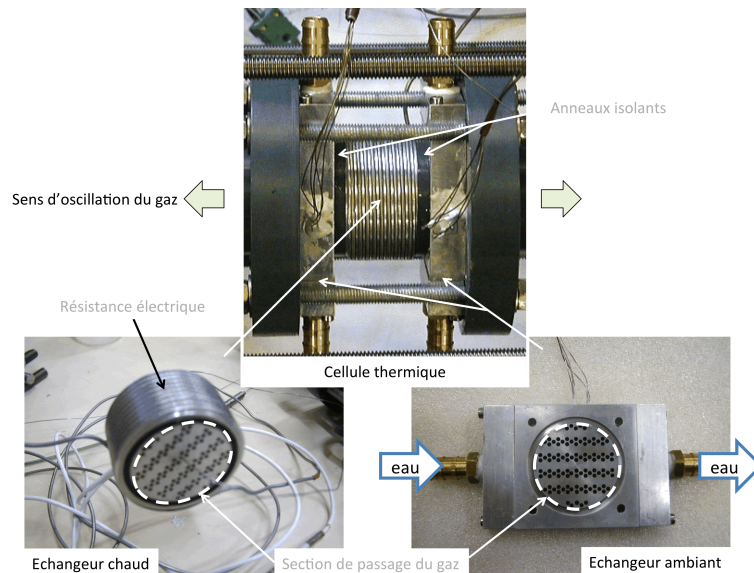


FIGURE 2.8 – Cellule thermique composée de trois échangeurs espacés par des anneaux isolants. L'échangeur central est chauffé par une résistance électrique enroulée à sa circonférence et les deux échangeurs extérieurs sont refroidis par de l'eau courante.

Les différents éléments de la cellule doivent être petits devant la longueur d'onde afin de perturber le moins possible le champ acoustique. Dans la même optique, la porosité minimale d'un échangeur doit être de l'ordre de 30% de la surface totale pour modérer les pertes de charges. Elle correspond à la section de passage du fluide sur la section totale. Les échangeurs à température ambiante étant traversés par des canaux à eau, la section utile pour le passage du gaz pour l'ensemble des échangeurs est réduite à 26%. Pour respecter les préconisations de *Hofler (1993)* [32], *Mozurkewich (1998)* [46] et *Piccolo et Pistone (2006)* [57], chaque élément ne doit pas dépasser une longueur de deux déplacements particuliers et pour limiter les phénomènes de conduction à la jonction entre deux échangeurs, un espacement est assuré par des anneaux en PVC.

La dimension des canaux des échangeurs doit permettre l'utilisation de plusieurs gaz (H , He , N_2 , Ne , Ar , Xe , Air et CO_2) induisant des couches limites thermiques et visqueuses d'épaisseurs différentes. La couche limite visqueuse doit être faible devant la dimension du pore afin d'éviter une dissipation excessive d'énergie. Pour ce qui est de la couche limite thermique, elle doit être assez grande devant le diamètre pour optimiser les échanges entre le gaz et la paroi du pore. D'après *Tijani (2002)* [76] et *Piccolo et Pistone (2006)* [57], la dimension optimale des pores devrait correspondre au maximum à 4 fois l'épaisseur de la couche limite. Le Xénon, pour son coût et sa très faible couche limite thermique, sera écarté de l'étude par la suite. Pour tous les autres gaz les couches limites visqueuses sont faibles devant les dimensions des pores. Un diamètre standard de 2 mm serait suffisamment petit pour tester une large gamme de gaz avec un bon

taux de transfert sur la plage de pression et de fréquence donnée ci-après.

La source acoustique

La source acoustique est de type alternateur linéaire à piston unique. Le piston est une masse magnétique mise en mouvement par un champ magnétique créé par quatre bobines. Les ondes générées dans le gaz à l'entrée du système ont les caractéristiques des oscillations du piston, c'est à dire son amplitude de déplacement et sa fréquence. Elles se comportent localement, au voisinage du piston, comme des ondes stationnaires (pression et déplacement en phase et donc pression et vitesse en quadrature de phase). Comme il a été mentionné plus haut, ces deux paramètres de réglage sont accessibles directement au niveau de l'électronique de commande : la fréquence du piston et son amplitude de déplacement pilotée par l'intermédiaire de la tension. La source mécanique choisie, contrairement à un générateur thermoacoustique, permet de s'affranchir de la constante de temps liée aux modifications des paramètres d'entrée du système. Le générateur d'onde utilisé est le modèle 1S132D-X de *Qdrive*¹⁴. Il est placé dans une enceinte sous pression pour assurer une continuité avec le reste du système. Sa fréquence de travail peut être réglée de 30 à 70 Hz et l'amplitude de déplacement maximale de son piston est de 6 mm. Les autres détails techniques sont donnés en annexe A. Il faut veiller à travailler dans les limites de débattement et de courant (courant maximal 3,5 A) afin de protéger le matériel.

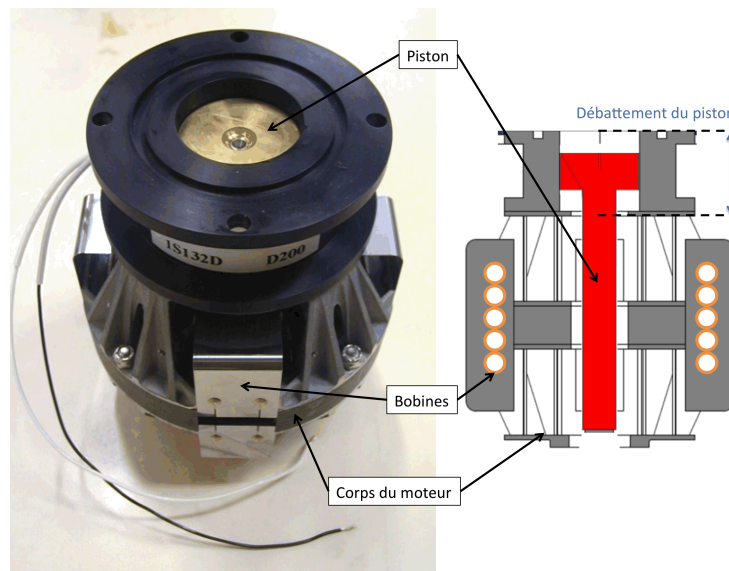


FIGURE 2.9 – Alternateur linéaire à piston unique.

14. <http://www.qdrive.com/>

Résonateur et circuit déphaseur

Le résonateur est choisi court en PVC de manière à favoriser la modularité du système, résister à une pression de 25 bars et limiter les pertes par conduction et rayonnement thermique à ses parois. Dans le but de s'adapter à l'échelle des paramètres, notamment au changement de gaz et de fréquence, l'utilisation d'ondes progressives par l'ajout d'un circuit déphaseur de type RLC à la suite du résonateur permet le 'réglage' de l'impédance du système résonant et donc de la phase entre vitesse et pression. Nous l'avons vu, sous certaines conditions, les éléments d'un système thermoacoustique peuvent être assimilés à ceux d'un circuit électrique en régime sinusoïdal. C'est le cas pour le réseau déphaseur qui peut être assimilé à un circuit RLC¹⁵. La résistance hydraulique, d'abord, peut être le fruit de l'ensemble des frottements dans le circuit et peut être matérialisée par une vanne. L'inductance fluide ou inertance, quant à elle, est un composant d'inertie : elle va retarder le débit massique par rapport au gradient de pression en créant un déphasage temporel. Elle est modélisée par un tube de rayon faible et de grande longueur au regard du reste du système. La capacitance, enfin, est un volume conséquent relativement au reste du système. Elle doit être, en effet, assez volumineuse pour permettre d'obtenir des amplitudes de débit et de pression nulles en bout de système. L'utilisation d'une vanne dans un circuit RLC fluide engendre des incertitudes difficiles à prendre en compte dans un modèle analytique ou numérique comme l'a montré *Duthil et al. (2005)* [21]. Les études expérimentales ont montré qu'il est ainsi plus facile de modéliser la résistance hydraulique dans l'inductance, lieu où elle reste par ailleurs importante par comparaison avec les autres composants du système. Plusieurs longueurs d'inductance et plusieurs volumes de capacités sont disponibles. *Marx et al. (2006)* [42], dans son étude traitant du couplage entre un haut parleur et un tube résonnant, souligne le fait qu'il est difficile de prévoir le drive ratio pour les grandes amplitudes en présence de géométries accidentées. Dans cette optique, les volumes morts sont réduits, des pièces de jonction coniques sont mises en place pour éviter de perturber l'onde par des transitions brusques comme c'est le cas entre le diamètre du résonateur de 38.8 mm et celui de l'inductance de 4 mm.

15. résistance, inductance, capacitance

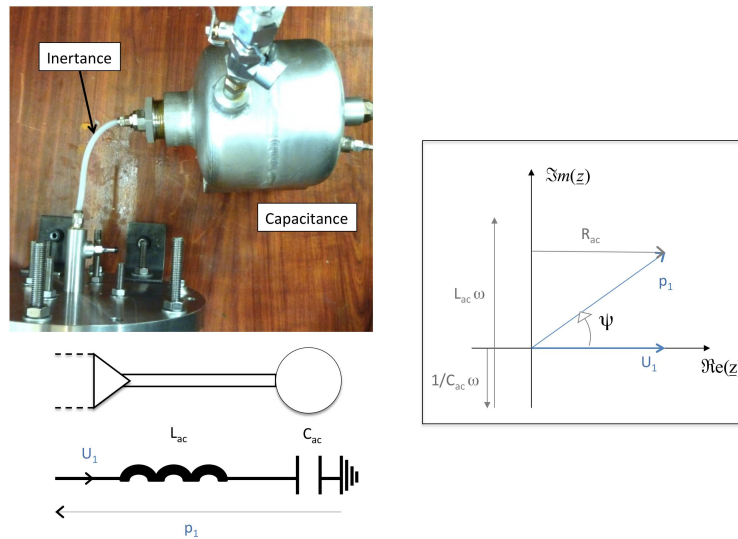


FIGURE 2.10 – A gauche, circuit déphaseur avec circuit équivalent électrique. A droite, diagramme de phase.

Compte tenu des contraintes d'ores et déjà imposées pour la conception du banc, l'éventail de paramètres disponibles en entrée est le suivant :

- Pression : 1 à 25 bars (contrainte par la modularité du banc) ;
- Fréquence : 30 à 70 Hz (contrainte par la source acoustique) ;
- Gaz : H , He , N_2 , Ne , Ar , Air , CO_2

Le dispositif expérimental doit aussi répondre aux contraintes liées à la mise en place de l'instrumentation, notamment d'étanchéité.

2.3.2 Chaîne de mesure et instrumentation

L'acquisition est effectuée via un programme LABVIEW. Deux chaînes d'acquisition sont à distinguer ; elles sont présentées sur la figure 2.11 (pour complément, la position des thermocouples dans la cellule thermique est donnée par la figure 2.5)

Acquisitions standards

D'abord, les acquisitions standards qui sont effectuées avec un temps d'échantillonnage supérieur à la période d'oscillation par une centrale HP 34970 A. Elles s'appliquent aux mesures pour lesquelles les capteurs ont un temps de réponse long par rapport à la période acoustique. Dans notre cas, elles concernent les mesures de la partie thermique (thermocouples, débitmètres) et la pression moyenne pour lesquelles on ne s'intéresse qu'à l'évolution des grandeurs moyennes.

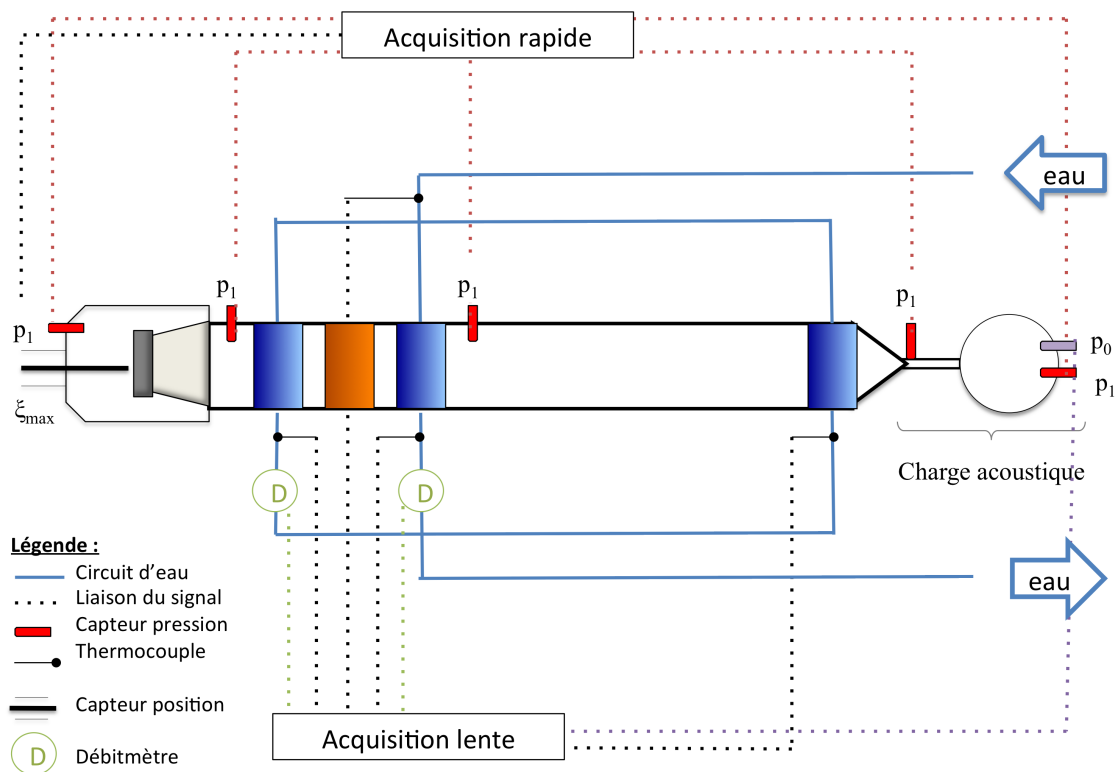


FIGURE 2.11 – Instrumentation et chaînes d'acquisition.

Mesures de températures

L'étude de l'influence de la forme des canaux nécessite un système de mesure fin. La mesure par thermocouples offre la possibilité d'une miniaturisation qui permet un meilleur temps de réponse, une plus faible perturbation de l'écoulement et la possibilité d'explorer des géométries complexes. Par exemple, dans sa thèse, *Bouvier (2000)* [14] a placé plusieurs thermocouples dans l'épaisseur du tube résonant afin d'obtenir le flux de chaleur instantané dans la paroi. Elle a ainsi pu mettre en évidence les phénomènes thermiques fins de déphasage entre le gaz et la paroi comme la capacité de la paroi à filtrer des montées en température issues de certaines fréquences trop élevées. D'autres avantages de la mesure par thermocouple sont notamment leur coût relativement faible et leur facilité de mise en œuvre. Ce sont aussi des capteurs bien adaptés aux milieux vibratoires contrairement aux sondes à résistance de platine [65].

Le nombre et le type de thermocouples est donné par le tableau 2.3 et leur répartition à l'intérieur et dans l'échangeur à température ambiante par la figure 2.12. Pour les mesures dans le solide, ils sont placés au plus proche de la paroi et les données à la paroi sont reconstruites par l'équation de conduction [14]. En effet, il a été montré par *Bouvier (2001)* que les mesures effectuées du côté fluide au plus proche de la paroi donnaient des résultats biaisés par la présence

de phénomènes de convection instationnaires. On évitera de mettre des capteurs dans les zones entre deux échangeurs car de trop grands gradients empêchent une mesure fiable. Pour évaluer les températures de cette zone, on utilisera des températures moyennes pour le fluide et pour le solide [78]. Les thermocouples des échangeurs à température ambiante seront donc disposés sur les côtés extérieurs de la cellule thermoacoustique et celui de l'échangeur chaud au centre de celui-ci comme le montre la figure 2.13. Il faut noter aussi que les thermocouples plongés dans le gaz et placés de part et d'autre de la cellule, devront se trouver au minimum à une distance de 6 épaisseurs de pores des échangeurs afin d'être considéré dans un écoulement thermiquement et mécaniquement développé [14]. Dans notre cas cela correspond à 1,2 cm.

Température	Type	Nombre
Echangeurs ambiants ($\times 2$)	K 0,5mm	3
Echangeurs chaud	K 0,5mm	1
Gaz	K 0,5mm	8
Eau de refroidissement ($\times 2$)	K 1,5mm	2
Total		19

TABLE 2.3 – Points de mesure des températures par thermocouples.

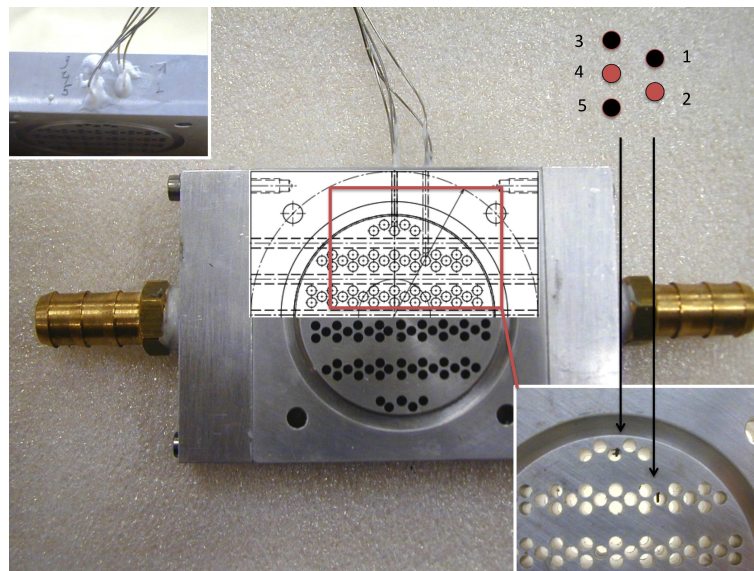


FIGURE 2.12 – Echangeur à température ambiante instrumenté avec des thermocouples de diamètre 0,5 mm de type K. Leur position : noir, thermocouples dans le gaz et rouge, thermocouples dans le solide au plus près du canal.

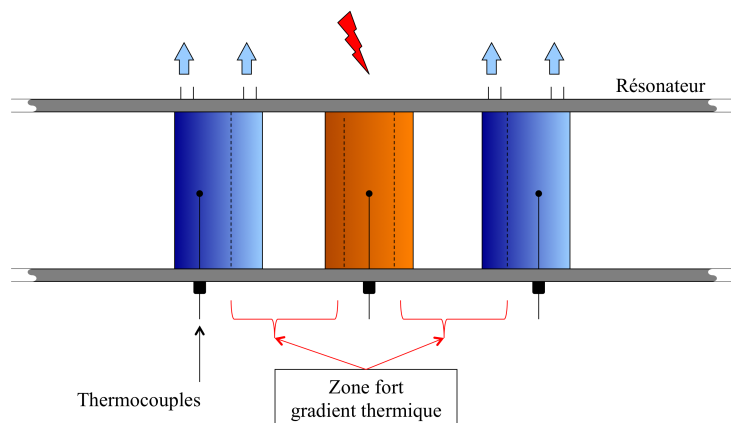


FIGURE 2.13 – Position des thermocouples dans la cellule thermique.

Mesures de débits

Le débit de l'eau de refroidissement est mesuré avec des débitmètres volumétriques à roues ovales de type DOM de KOBOLD. Le système de mesure de ce débitmètre est composé d'un engrenage de deux roues dentées mises en mouvement par le passage de l'eau. La configuration des roues, présentée en figure 2.14, est telle qu'à chaque tour complet des roues, le même volume d'eau connu traverse la chambre de mesure. Pour chaque cycle, les aimants intégrés aux roues génèrent une impulsion magnétique qui est comptabilisée à une fréquence donnée. Le débit m_{eau} est déterminé par rapport à cette fréquence : c'est le volume d'eau traversant la chambre à chaque cycle multiplié par la fréquence. Un conditionneur permet de convertir cette fréquence en intensité électrique.



FIGURE 2.14 – *Principe du débitmètre volumétrique à roues ovales. Extrait de la documentation technique du débitmètre de type DOM de KOBOLD.*

Mesures de pression moyenne

La mesure de la pression moyenne est essentielle afin de contrôler l'épaisseur de la couche limite thermique. Cette mesure est effectuée à l'aide d'un capteur piezorésistif Keller de type PAA-33X / 80794 dont le principe est le suivant : la résistance d'un matériau piezorésistif varie lorsque qu'il est soumis à des contraintes variables de pression p_0 . Le capteur étant passif et alimenté en tension, l'intensité circulant dans le matériau est proportionnelle à sa résistance. Le capteur choisi donne la pression absolue (la référence 0 est prise au vide) ; plage de pression : 0-50 bars avec une sortie 0-10 V. Le capteur est positionné au niveau de la capacité, lieu de très faibles amplitudes de pression acoustique.

Acquisitions rapides

Les acquisitions rapides sont effectuées avec un temps d'échantillonnage inférieur à la période d'oscillation. Elles concernent les grandeurs acoustiques de vitesse et de pression. Le théorème de Shannon est respecté : la fréquence d'échantillonnage est plus de 100 fois supérieure à la fréquence d'excitation du système. Ces acquisitions sont réalisées avec une carte de type NI4472 directement liée au port PCI de l'ordinateur. Cette carte permet l'acquisition simultanée de 8 voies de mesures ; la mesure de déphasage temporel entre les grandeurs est donc possible.

Mesures de pression dynamique

L'amplitude de pression est mesurée par des capteurs piézoélectriques : modèle 112A21 de PCB reliés à un amplificateur de charge, modèle 482C16. Le capteur génère des charges électriques proportionnelles à une variation de pression. C'est par l'intermédiaire d'une membrane métallique que la pression agit sur l'élément semi-conducteur à quartz qui transforme la pression en charge électrique. L'avantage de ce capteur est le temps de réponse rapide, inférieur à la période d'oscillation, qui permet donc de mesurer les variations acoustiques. Le capteur doit être positionné de manière affleurante au volume à étudier.

2.4 Caractérisation mécanique du système et validation du modèle de dimensionnement à petites amplitudes

La caractérisation mécanique du banc expérimental a un double objectif. Le premier est la validation de la méthode de mesure du déplacement du piston de l'alternateur par capteur inductif. Le second est la vérification de l'adéquation des codes de calculs aux données expérimentales. L'adéquation avec le code paramétrique, basé sur l'étude de *Tijani*, permettra de valider les données de pilotage de l'alternateur. L'adéquation avec CRISTA permettra de valider le champ de pression à l'intérieur du résonateur obtenu par simulation. Considérant le modèle numérique représentatif, le champ de vitesse est déduit de la valeur du déplacement mesurée en entrée.

Les mesures sont menées avec de l'hélium. De plus, afin de rendre les relevés reproductibles, plusieurs rinçages à l'hélium sont effectués avant toute mesure. Ces rinçages ont pour dessein de limiter la quantité d'air à l'intérieur du système. Enfin, les fuites de gaz inférieures à 1 bar par jours seront négligées sur le temps de mesure qui est, pour cette partie, de l'ordre de 15 minutes.

2.4.1 Couplage de l'alternateur et du tube résonant

Pour coupler correctement l'alternateur et le tube résonant, il est nécessaire de faire correspondre leur impédance calculée au plan de jonction. Afin d'adapter l'impédance de la source à la partie acoustique, *Tijani* propose, dans sa thèse, l'ajustement du volume arrière de l'alternateur. En effet, cette méthode permet le réglage de la raideur du piston : on augmente la raideur du piston en réduisant le volume arrière et inversement. Cependant, des simulations menées en ce sens avec le code, révèlent que l'utilisation de cette technique requiert un très faible volume arrière, de l'ordre de 10 centimètres cubes, pour que son influence soit notable. Dans les conditions technologiques de fabrication de l'enceinte et au vu de la géométrie complexe de l'alternateur, une telle précision est impossible à obtenir. Au contraire, l'enceinte sera prise assez grande pour

ne pas influencer sur la raideur du moteur qu'elles que soient les conditions expérimentales choisies.

Le moteur possède naturellement une pulsation de résonance électrique lorsqu'il fonctionne à vide. Elle est due à une impédance électrique quasi-nulle pour cette pulsation propre et induit un pic de courant. L'équation 2.52 établie au paragraphe 2.2.3, donne l'impédance électrique équivalente de l'alternateur lorsqu'il est couplé à un tube résonant. En l'absence de couplage avec un tube résonant et donc en l'absence d'impédance acoustique $Z_{ac}(0)$, Z_{et} , impédance électrique totale, est minimale pour une fréquence de 56 Hz¹⁶.

$$Z_{et} = \frac{V_e}{I} = Z_e + \frac{(Bl_{bob})^2}{Z_m + S_{res}^2 Z_{ac}(0)} \quad (2.52)$$

Avec $Z_m = R_m + j(m\omega - \frac{s}{\omega})$

La figure 2.15 donne pour notre système et pour deux pressions moyennes, les rendements, d'une part ; le courant et le drive ratio, d'autre part. Ces grandeurs sont les résultats de simulations menées avec le code paramétrique pour des fréquences de 30 Hz à 70 Hz. Dans le premier cas, la pression globale est de 2 bars : l'alternateur n'est quasiment pas chargé ; il ne 'voit' pas le tube résonant ; il n'y a pas de couplage entre les deux éléments. C'est l'alternateur qui impose le fonctionnement de l'ensemble. Dans le second cas, la pression moyenne est de 25 bars ; l'alternateur est chargé : il 'voit' le tube résonant. Le comportement de l'ensemble dépend alors du couplage.

On note d'abord que l'efficacité de l'alternateur, définie comme W_{ac}/W_{elec} , et la puissance acoustique n'évoluent pas ensemble lorsque le couplage est mauvais (cas 2 bars). Ensuite, le plus grand pic de courant est toujours relevé pour la fréquence de résonance électromagnétique. Par contre, le pic maximum du drive ratio a tendance à s'éloigner de la fréquence de résonance de l'alternateur avec le chargement de l'alternateur ; le rendement évolue alors avec la puissance.

16. Les valeurs des constantes relatives à l'alternateur sont disponibles en annexe A

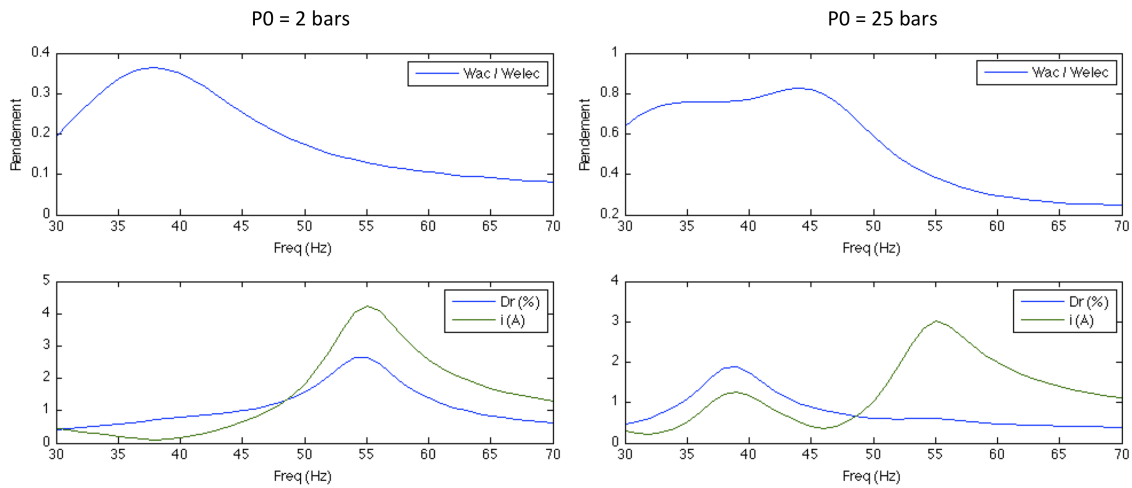


FIGURE 2.15 – Evolution du rendement de la puissance acoustique sur la puissance électrique, du drive ratio et de l'intensité dans la partie électrique pour des fréquences allant de 30 à 70 Hz. Deux comportements sont présentés : à gauche, pour une pression moyenne de 2 bars et à droite pour une pression moyenne de 25 bars.

2.4.2 Validation de la méthode de mesure du déplacement par capteur inductif

Une mesure directe du déplacement du piston est envisagée par capteur passif LVDT¹⁷ de type DTA 15D CA de MICRO-EPSILON. Ce capteur inductif est constitué d'un plongeur muni d'un aimant qui coulisse dans l'axe d'un cylindre équipé de bobines électromagnétiques. Lors de son mouvement, il modifie la distribution des champs à l'intérieur de l'ensemble de bobines. La tension résultante du bilan du couplage magnétique dans les bobines permet de déduire le déplacement x_1 du plongeur après conditionnement. Afin de parer aux soucis de coaxialité et d'hyperstatisme, le capteur est fixé au piston de l'alternateur linéaire par une pièce rigide axialement et souple radialement en élastomère. La tige est guidée dans l'élément de transition par l'intermédiaire d'un ensemble de deux bagues en Teflon qui assurent deux points de contact (non représentées sur la figure 2.16).

17. Linear Variable Differential Transformer

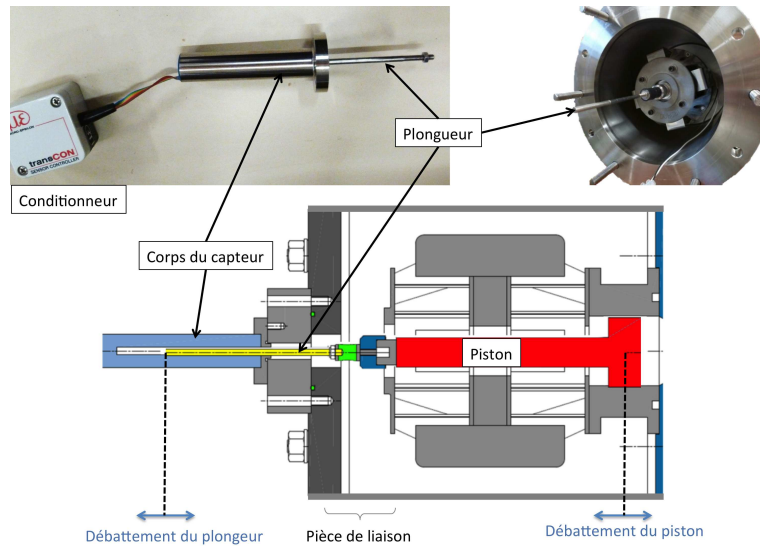


FIGURE 2.16 – *Liaison mécanique entre le capteur LVDT et le piston de l'alternateur linéaire.*

Afin de valider cette méthode, on le compare à un système de mesure indirecte, couramment utilisé par l'équipe du laboratoire. Le déplacement du piston est ainsi également quantifié par l'intermédiaire de la variation de volume de l'enceinte à l'arrière de l'alternateur. Un capteur piézoélectrique permet de mesurer une variation de pression proportionnelle à la variation de volume, si le gaz est considéré comme parfait, le système adiabatique et le volume de l'enceinte petit devant la longueur d'onde. En effet, on peut alors appliquer l'équation 2.53, ce qui donne en dérivée logarithmiques comme le montre l'équation 2.54

$$pV^\gamma = cst \quad (2.53)$$

$$\frac{dp}{p} = \gamma \frac{dV}{V} \quad (2.54)$$

Ce qui dans notre cas revient à l'équation 2.55, de laquelle on extrait le déplacement x_1 .

$$\frac{p_1}{p_0} = \gamma \frac{x_1 S_{res}}{V_{enc}} \quad (2.55)$$

Avec V_{enc} , volume de l'enceinte de l'alternateur linéaire.

Lors de la première mise en œuvre du capteur LVDT, nous nous sommes confrontés à un souci de perturbation magnétique du signal de sortie. Cette perturbation était engendrée par l'alimentation à découpage initialement prévue pour alimenter l'alternateur linéaire. En effet, ce type d'alimentation stocke l'énergie sous forme magnétique dans des bobines. Elle est ensuite distribuée par pics de puissance afin de reconstruire l'effet d'un signal sinusoïdal en utilisant

l'inertie de l'alternateur. Une première étape a donc été de remplacer cette alimentation par un générateur de basse fréquence¹⁸ couplé à un amplificateur audio afin de distribuer la puissance suffisante au fonctionnement du moteur. Les allures des signaux avant et après changement du dispositif sont données en annexe B.

La figure 2.17 montre les courbes de déplacement de piston en fonction de la tension de commande du moteur pour 60 Hz, fréquence de résonance électro-acoustique du moteur, à une pression de 2 bars. Les mesures faites avec le capteur LVDT et le capteur de pression sont comparées au résultat du code paramétrique qui n'intègre pas les phénomènes non-linéaires. L'adéquation des deux méthodes de mesures est plutôt bonne. La mesure du déplacement par capteur LVDT est donc validée. Un phénomène de non linéarité est cependant noté pour les grands déplacements.

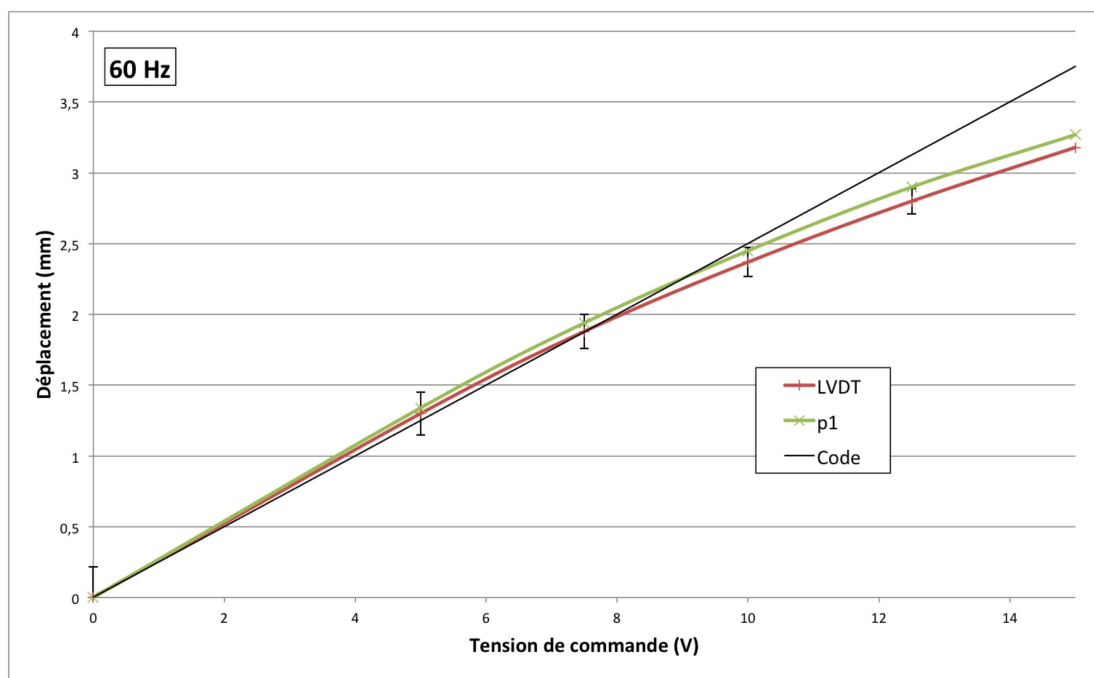


FIGURE 2.17 – Déplacement du gaz en entrée du tube résonant pour une fréquence de 60 Hz. Comparaison des deux méthodes de mesures expérimentales du déplacement : capteur de pression (en vert) et capteur LVDT (en rouge), avec les résultats de simulation du code paramétrique (en noir).

18. Noté pour la suite GBF

Linéarité de la source acoustique

Ces relevés permettent d'évaluer par la même occasion la linéarité de la source acoustique. Connaître la linéarité de la source permet de corriger la proportionnalité théorique entre la tension et le déplacement. En effet, il a été montré par *Klippel et Seidel (2001)* [37] que pour les basses fréquences la raideur d'un haut parleur perdait son caractère linéaire par l'action de la membrane. Les mesures de déplacement, uniquement par méthode LVDT ont été menées sous plusieurs conditions de pression puis pour un fonctionnement de l'alternateur à vide (découplé du tube résonnant) ainsi que pour plusieurs fréquences de 30 Hz à 70 Hz. Parallèlement, des simulations ont été menées à l'aide du code paramétrique dans les mêmes conditions. Les courbes obtenues sont présentées figure 2.18 pour 60 et 70 Hz et en figure 2.19 pour 30 Hz, 40 Hz et 50 Hz. La non linéarité est donc intrinsèque à la source acoustique; elle est particulièrement notable au voisinage de la fréquence de résonance du moteur (56 Hz). De plus, un écart important est notable entre les prévisions du code numérique et les relevés expérimentaux pour les fréquences inférieures à 60 Hz.

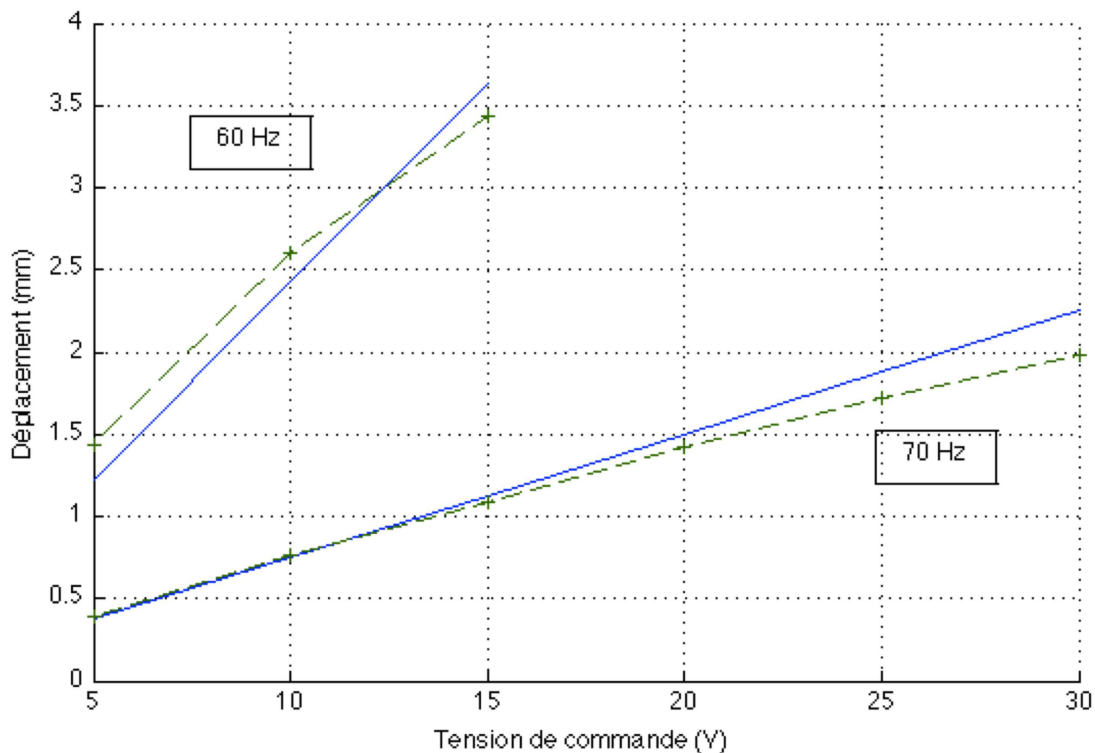


FIGURE 2.18 – Déplacement du gaz en entrée du tube résonnant en fonction de la tension de commande du moteur pour une fréquence de 60 Hz et 70 Hz sous une pression de 20 bars. Les courbes vertes en pointillés correspondent aux points de mesures et les courbes bleues en trait plein aux résultats de simulations.

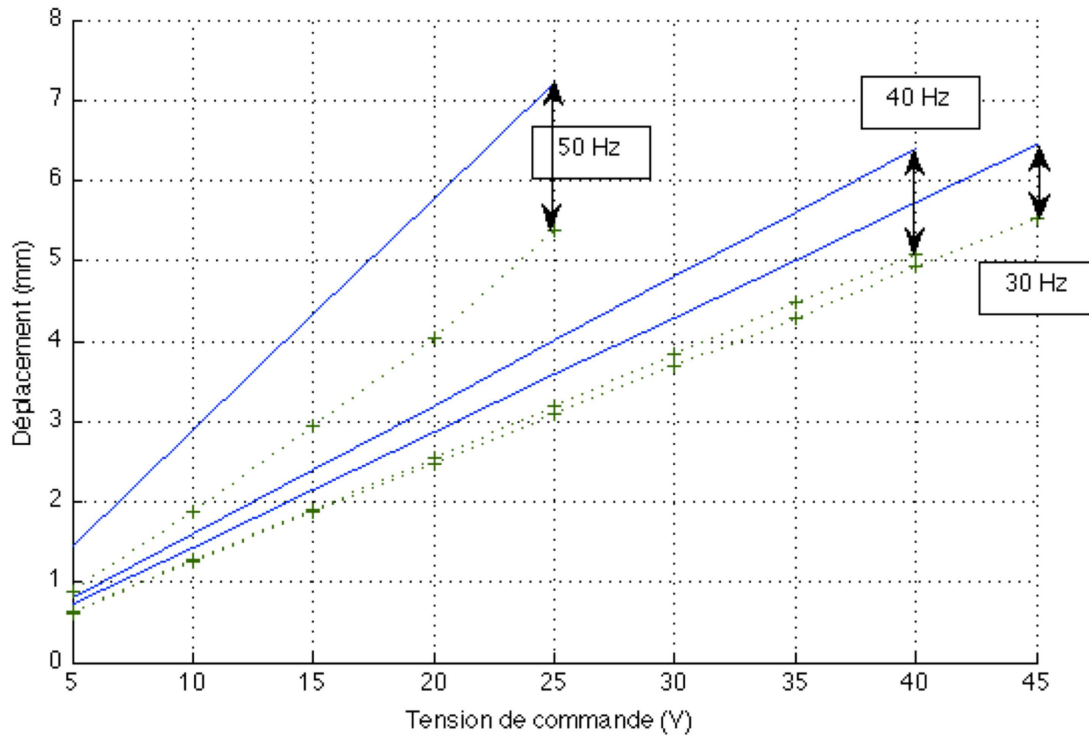


FIGURE 2.19 – Déplacement du gaz en entrée du tube résonant en fonction de la tension de commande du moteur pour une fréquence de 30 Hz, 40 Hz et 50 Hz sous une pression de 20 bars. Les courbes vertes en pointillés correspondent aux points de mesures et les courbes bleues en trait plein aux résultats de simulations.

2.4.3 Adéquation du code de description du système avec les mesures expérimentales

Afin de comparer les résultats de simulations avec les mesures expérimentales, plusieurs campagnes sont menées avec les mêmes conditions de fonctionnement. Il en résulte, une bonne adéquation des différents paramètres calculés par le code de calcul : déplacement, intensité, drive ratio. Cependant, on observe un offset au niveau des puissances. Un exemple de comparaison est donné figure 2.20. En effet, elles sont sous estimées par le code. Cette sous-estimation semble normale dans le cas de la puissance électrique d'entrée car les pertes et dissipations, comme les vibrations, ne sont pas prises en compte. En effet, le code calcule uniquement la puissance électrique utile. Elles sont plus surprenantes en ce qui concerne la puissance acoustique de sortie. Les investigations qui ont suivi cette observation ont montrés un offset sur les phases mesurées et calculée de l'ordre de 20° , ce qui pourrait expliquer cet écart.

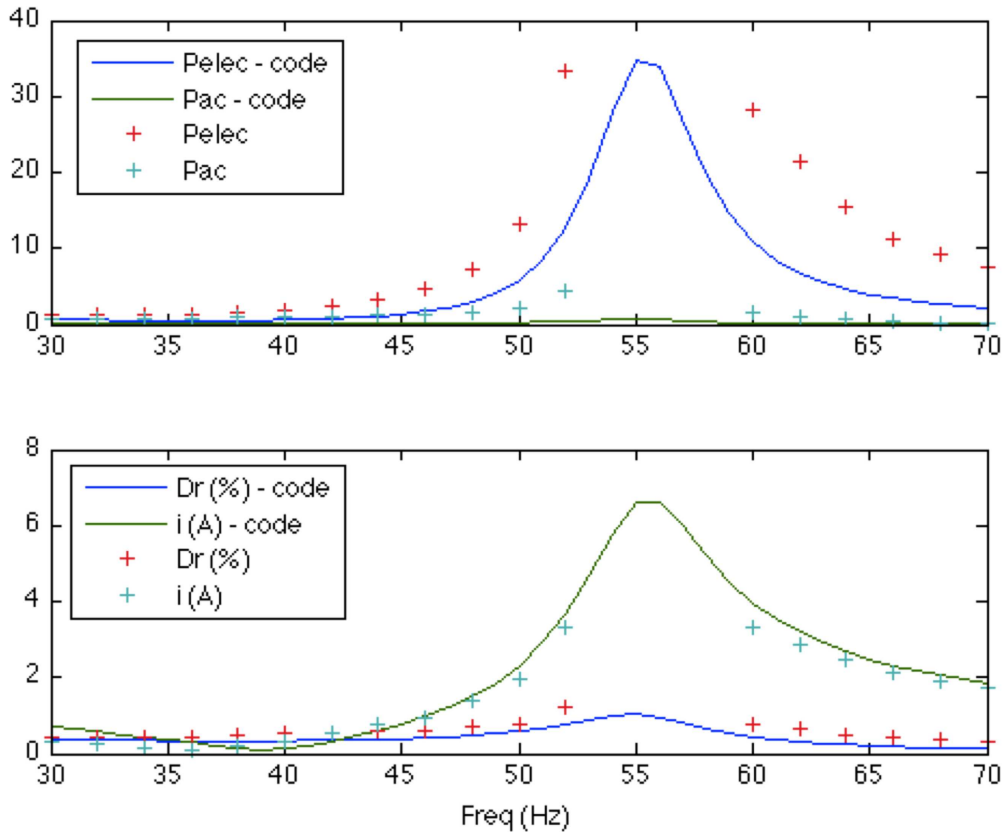


FIGURE 2.20 – *Comparaison des mesures expérimentales (points) et des résultats du code de calcul paramétrique (courbes) sur un ensemble de fréquences (30 Hz à 70 Hz) pour la puissance électrique d’entrée, la puissance acoustique, l’intensité dans le moteur et le drive ratio. Conditions expérimentales : pression moyenne : 9,2 bars, longueur de l’inertance 27 cm, volume de la capacité 5 L.*

2.4.4 Validation du champ d’amplitude de vitesse

Seule la vitesse en entrée du tube résonant est directement accessible via le capteur LVDT. Pour accéder au champ de vitesse à l’intérieur du banc de mesure, il est nécessaire de passer par une simulation numérique. Une comparaison est faite entre les points de mesure de l’amplitude de vitesse et de pression et les courbes obtenues par simulation avec CRISTA.

La connaissance de l’amplitude de pression à différents endroits du système résonant permet d’accéder au champ de pression. Les capteurs sont au nombre de cinq : un sur l’enceinte de l’alternateur, deux le long du résonateur de part et d’autre de la cellule thermique, un à l’entrée de l’inductance et un sur la capacité.

Afin de comparer les résultats de simulations avec les mesures expérimentales, plusieurs campagnes sont menées. La figure 2.21 confronte, pour 40 Hz, un résultat de simulation sous CRISTA des champs de vitesse et de pression aux mesures associées aux points expérimentaux le long du tube résonant. La figure 2.22 présente, pour 60 Hz, l’influence du circuit déphaseur. En effet,

plusieurs longueurs d'inductance (27 cm et 1,12 m) et plusieurs volumes de capacité (2 L et 5 L) sont testés. Dans tous les cas une meilleure adéquation est notée pour une grande inductance et une petite capacité. Ce qui correspond à une plus grande impédance du circuit déphaseur comme le montre l'équation 2.56. On peut donc en déduire que plus grande est la charge acoustique, meilleure est l'adéquation de la théorie linéaire aux mesures expérimentales. En outre, pour une fréquence de 60 Hz, on note une différence sur l'amplitude de pression de part et d'autre de la cellule qui n'apparaît pas dans la modélisation CRISTA.

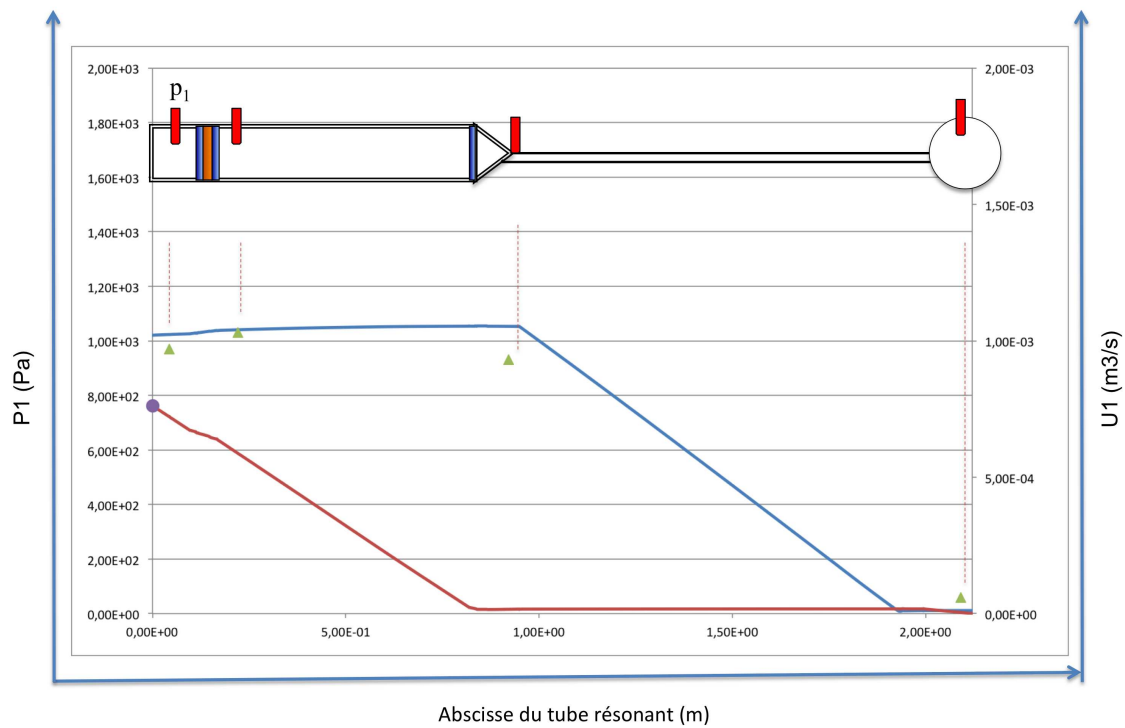


FIGURE 2.21 – Comparaison des mesures expérimentales (points) et des résultats de simulation de CRISTA pour les champs d'amplitude de vitesse et de pression à 40 Hz.

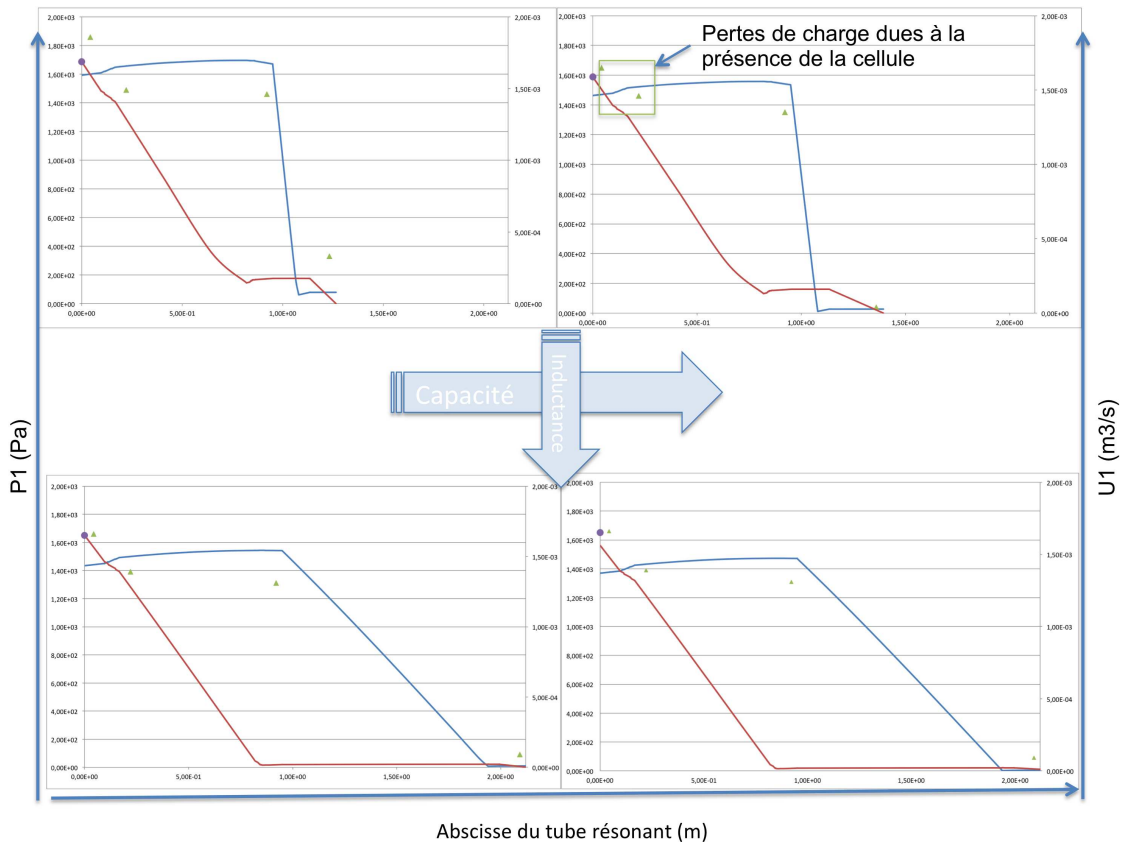


FIGURE 2.22 – Comparaison des mesures expérimentales (points) et des résultats de simulation de CRISTA pour les champs d’amplitude de vitesse et de pression à 60 Hz.

$$Z_{LC} = jL_{ac} \omega + \frac{1}{jC_{ac} \omega} \quad (2.56)$$

Avec $L_{ac} = \frac{\rho_0 l_{inert}}{S_{inert}}$ et $C_{ac} = \frac{V_{cap}}{\gamma p_0}$ avec l_{inert} longueur de l’inertance, S_{inert} section de l’inertance et V_{cap} volume de la capacitance [21].

2.5 Conclusion

Une méthode pour la détermination d’un coefficient d’échange thermique en régime oscillant a été présentée. Après l’étude analytique des équations régissant ces transferts en milieu oscillant pour dégager les paramètres influents de l’étude, un état de l’art a permis de mettre en évidence que la plupart des études ont été menées à pression atmosphérique avec de l’air et des géométries simples. Les quelques études ayant mis en œuvre des transferts dans les conditions de fonctionnement des systèmes thermoacoustiques révèlent trois régimes d’écoulements. Elle permet d’étudier un système dans les conditions des systèmes thermoacoustiques (gaz de travail, pression moyenne, géométries). L’originalité de cette campagne expérimentale est de permettre

d'étendre l'étude à une large gamme de paramètres grâce à un système modulable et un code de prédiction de comportement acoustique par rapport aux dimensions et aux paramètres d'entrée du système.

La stratégie d'établissement d'une loi régissant les transferts thermiques dans l'échangeur s'appuie sur une méthode de bilans thermiques usuellement utilisée dans ce type d'étude. Afin de coupler les grandeurs caractéristiques des transferts thermiques aux paramètres d'écoulement, il est nécessaire de reconstruire numériquement le champ de vitesse dans la cellule thermique. Dans cette optique, un nouveau système de mesure du déplacement en entrée du tube résonant a été mis en place afin de permettre une plus grande justesse de mesure.

Le montage du banc a permis de dégager certains aspects problématiques de fabrication et de fonctionnement du capteur inductif de position associé au piston de la source acoustique. Les problèmes ont été résolus par la modification des éléments mécaniques ainsi que la mise en place d'une nouvelle source de puissance électrique sans perturbation magnétique. L'instrumentation destinée à la mesure thermique dans la cellule, ainsi que celle du champ de pression pour la détermination du champ de vitesse, ont été mises en place et associées à un système d'acquisition dédié.

La caractérisation mécanique a permis de définir le comportement de la source et du système résonant. Elle a aussi permis de commencer à valider l'adéquation des codes de calculs avec les conditions réelles de fonctionnement et d'en souligner les limites. Le travail réalisé permet, de poser une base à l'étude thermique qui suivra.

Chapitre 3

Dimensionnement du récepteur solaire

Le récepteur solaire est l'élément clef du couplage des technologies solaire et thermoacoustique. Une attention particulière doit être portée à sa définition et à son dimensionnement afin qu'il puisse convertir efficacement la chaleur issue du rayonnement solaire concentré au fluide de travail du moteur thermoacoustique. En effet, la transformation du rayonnement en chaleur sensible entraîne des pertes énergétiques qu'il convient de quantifier et de limiter.

Le critère principal sur lequel repose son dimensionnement est l'homogénéité thermique de l'échangeur. En effet, de trop grandes disparités en température à l'intérieur du fluide créent des phénomènes de convection parasites qui peuvent perturber le fonctionnement du moteur, voire compromettre le démarrage de la machine. De plus, les incertitudes entre modélisations théoriques et fonctionnement expérimental des systèmes thermoacoustiques montrent qu'il est plus prudent de ne pas s'éloigner des conditions des modèles numériques qui considèrent chaque élément du système de calcul comme isotherme.

Ce chapitre présente l'ensemble des codes de calcul en régime stationnaire mis en place pour étudier le comportement thermique des éléments du sous-système solaire dont la structure détaillée est donnée en figure 3.1. Le système d'étude englobe l'ensemble du processus : de la collection du rayonnement par le concentrateur jusqu'à la transmission de l'énergie sous forme de chaleur au gaz de travail. Au cœur de cet ensemble de codes, l'optimisation de l'architecture du récepteur permet de favoriser l'homogénéité thermique de l'échangeur en fonction de paramètres matériels et géométriques. On rappelle ici que pour transmettre 4.4 kW au fluide oscillant sous une pression de 40 bars, la température de l'échangeur doit être de l'ordre de 700 °C.

Dans un premier temps, une revue des récepteurs existants est réalisée afin de déterminer la solution la mieux adaptée aux objectifs de performances de la machine ainsi qu'aux contraintes d'intégration dans le moteur thermoacoustique. Les données sur la distribution du flux solaire concentré en entrée du récepteur sont simulées par rapport au comportement optique du concen-

trateur par une méthode de lancé de rayons qui intègre ses défauts optiques réels. Le flux solaire concentré est ensuite conditionné une première fois par le choix de la forme, des dimensions et de la position de la surface irradiée de l'échangeur. Puis une optimisation géométrique et matérielle permet l'homogénéisation par diffusion de la chaleur dans le corps de l'échangeur. Ce prédimensionnement aboutira à un prototype 3D construit numériquement sur la base des contraintes mécaniques d'intégration. Il montrera les limites de sa capacité à homogénéiser la température. Les difficultés de fabrication d'un tel système seront elles aussi abordées Enfin, l'utilité d'une cavité pour réduire les pertes par rayonnement sera montrée. L'ajout de cette cavité permet d'envisager une stratégie d'irradiation secondaire de l'échangeur dont la pertinence sera évaluée.

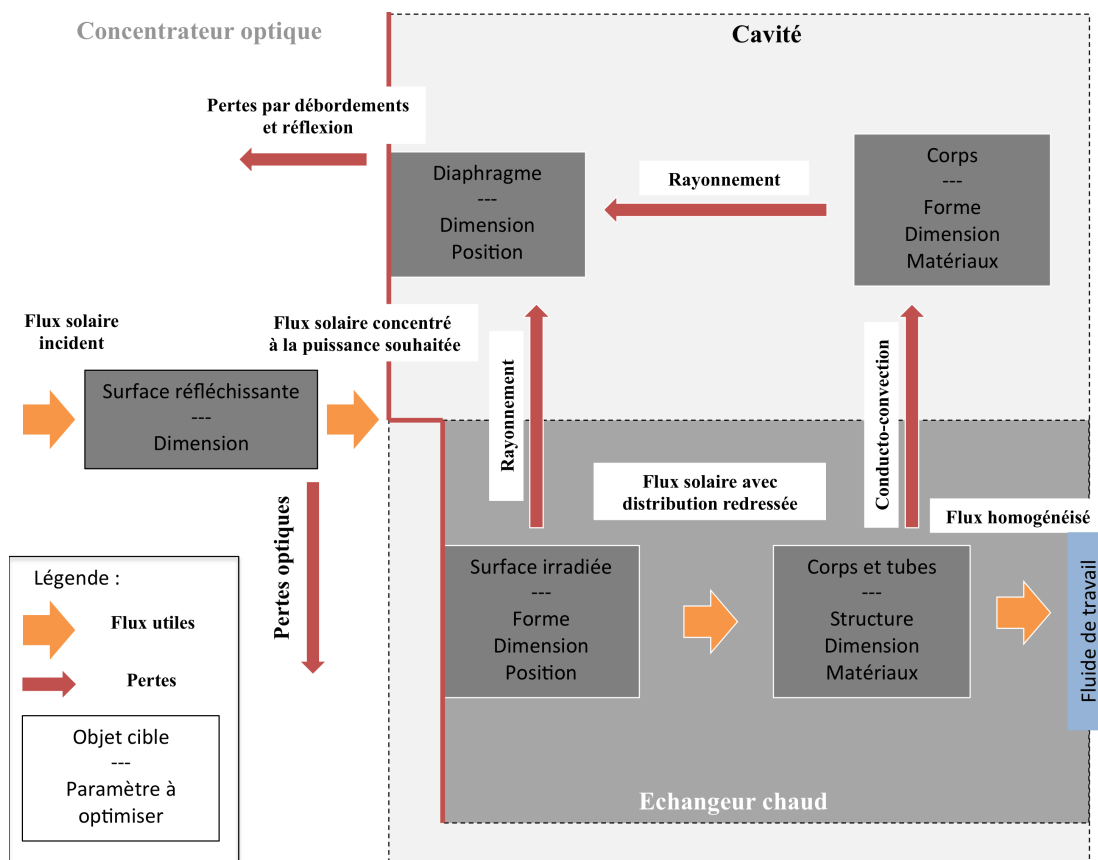


FIGURE 3.1 – Structure de l'optimisation des éléments du récepteur effectuée par le code de calcul d'homogénéisation optique et thermique. Les trois éléments considérés sont le concentrateur, l'échangeur et la cavité. Chaque élément est associé à des objets cibles et aux paramètres à optimiser. Les flux qui interagissent avec ces objets sont divisés en deux catégories : les flux utiles et les pertes.

3.1 Choix d'une architecture de récepteur adaptée au couplage solaire-thermoacoustique

3.1.1 Etat de l'art : Récepteurs solaires existants

Un récepteur est généralement composé de deux éléments : un échangeur et une cavité. Pour être efficaces, le dimensionnement et la configuration de ces deux éléments, l'un par rapport à l'autre, doit permettre à l'ensemble de s'approcher du comportement d'un corps noir.

L'échangeur thermique est l'élément actif du récepteur ; c'est lui qui est éclairé par le rayonnement solaire et qui le transfère au fluide de travail sous forme de chaleur. Le récepteur plan, sans cavité réceptrice, est réservé à des systèmes fonctionnant à des températures basses ou modérées pour lesquelles les pertes par rayonnement sont moins importantes. En effet, la cavité est destinée à limiter les pertes thermiques, principalement celles par rayonnement, mais aussi à réduire les phénomènes de convection. Au vu du niveau de température imposé par le cahier des charges, 700 °C, seul un récepteur à cavité peut être envisagé. La forme de la cavité est choisie de manière à capturer la majeure partie de l'énergie sur sa profondeur et de manière à atténuer les disparités de température en redistribuant le flux à l'intérieur du volume et de limiter les pertes par débordement [70].

L'absorbeur peut être de deux types : surfacique ou volumétrique. Un absorbeur volumétrique permet d'utiliser le volume focal d'une cavité. Le flux solaire est directement en contact avec le fluide caloporteur sous pression sans l'intermédiaire de paroi matérielle, ce qui permet de très bons échanges radiatifs. Il est alors nécessaire de recourir à un hublot (ou fenêtre) transparent pour contenir le gaz et laisser passer le rayonnement. Cet élément est coûteux et fragile ; c'est pour cette raison que les configurations surfaciques sont souvent préférées. Dans le cas d'un absorbeur surfacique, le flux solaire irradie une structure dans laquelle circule le fluide caloporteur, ce qui simplifie la conception du récepteur. En revanche, les niveaux de flux acceptés sont limités par le coefficient d'échange thermique entre le fluide et la paroi. Cette structure, appelée absorbeur, est placée au fond de la cavité ou constitue la paroi de celle-ci.

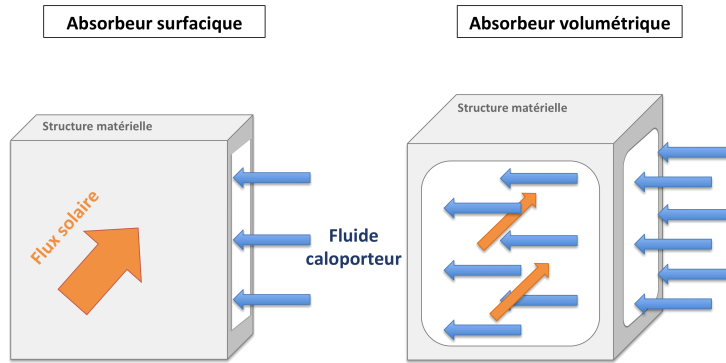


FIGURE 3.2 – Typologie d’un absorbeur. A gauche, absorbeur surfacique : le flux solaire chauffe la structure matérielle avant de transmettre ses calories au fluide caloporteur. A droite, absorbeur volumétrique : le flux solaire pénètre à travers le fluide caloporteur.

Comme pour toute machine thermique le gaz de travail doit être guidé de manière à éviter les volumes morts qui, dans les cas des systèmes thermoacoustiques, favorisent l’amortissement de l’onde. Pour cette raison il existe deux familles de récepteurs pour ces applications : le récepteur caloduc et les récepteurs surfaciques tubulaires à irradiation directe. La plupart des études de développement de ces récepteurs se sont déroulées entre 1980 et 1995. Un papier de 1994 rédigé par *Stine et Diver* [71] recense et fait état des performances des principaux systèmes existants. Le récepteur caloduc reprend sensiblement le principe des absorbeurs volumétriques avec un fluide à changement de phase dans un circuit primaire de chauffage qui transmet sa chaleur au fluide de travail qui est, lui, guidé à l’intérieur d’un faisceau de canaux. Une description plus détaillée des systèmes est disponible en annexe C.

Récemment dans le cadre de la mise en place d’un système thermoacoustique solaire pour la production d’électricité, *Wu et al.* [79] ont utilisé un récepteur caloduc de type ‘heat-pipe’ à sodium. (cf. Annexe C). La figure 3.3 montre ce récepteur dans la boucle moteur. Il est intéressant de noter que l’effet du retour du sodium en position initiale par gravité est favorisé par la position du moteur thermoacoustique. Les résultats obtenus avec le récepteur restent limités pour deux raisons : d’abord l’utilisation d’un concentrateur non adapté et ensuite une température de vaporisation du sodium difficilement atteinte pour la pression mise en jeu. Ce design semble néanmoins prometteur car il permet d’homogénéiser la température en amont de l’échangeur par la géométrie courbe de l’absorbeur, éléments qui sont ici découplés.

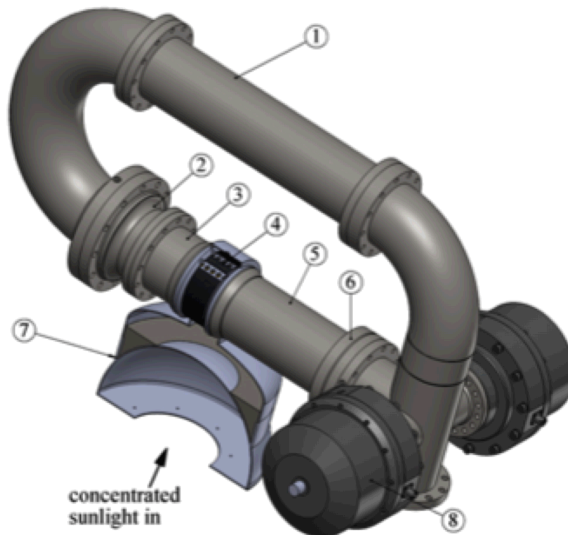


FIGURE 3.3 – Récepteur solaire 'heat-pipe' dans la boucle moteur : ① résonateur, ② échangeur à température ambiante, ③ régénérateur, ④ échangeur chaud, ⑤ buffer-tube, ⑥ échangeur à température ambiante, ⑦ récepteur. Source (Wu et al. (2012)) [79].

Pour les systèmes surfaciques à irradiation directe, les récepteurs Stirling mettent toujours en jeu des structures tubulaires. En effet, comme pour les systèmes thermoacoustiques, le gaz est sous pression et doit osciller avec un front homogène afin de ne pas créer des écoulements secondaires parasites. La structure tubulaire permet à la fois de guider le gaz dans ses oscillations, tout en limitant les pertes de charges et en offrant une bonne résistance à la pression de la structure.

Nous avons choisi d'utiliser un absorbeur surfacique, d'abord par ce que sa réalisation est plus simple pour des rendements relativement comparables. Par exemple pour les systèmes de Stirling, les rendements atteignent jusqu'à 90% pour les absorbeurs surfaciques et jusqu'à 92% pour les absorbeurs caloduc plus complexes [71]. Ensuite, il permet de s'affranchir des difficultés introduites par la présence du sodium liquide et de rester dans une démarche de système à faible impact sur l'environnement en évitant de mettre en jeu un métal qui sous sa forme liquide empreigne et pollue facilement les sols.

Il faut néanmoins noter que dans le cas des matériaux de la structure des absorbeurs surfaciques, les phénomènes de rayonnement sont des phénomènes de surface. Les ondes sont absorbées par les premières couches atomiques qu'elles rencontrent et leur densité empêche la transmission d'énergie. La transmission de l'énergie doit se faire par un autre biais, celui de la diffusion thermique. Il convient donc d'optimiser la structure pour optimiser ce phénomène.

Le choix d'un absorbeur surfacique tubulaire ayant été fait, un dimensionnement thermoacoustique effectué par HEKYOM a permis d'optimiser le nombre et le diamètre des canaux afin de

limiter les pertes de charges et les pertes visqueuses. Pour ce faire, la porosité (section de passage utile sur section totale) de la section de raccordement doit être de 30 à 40% et les canaux d'un diamètre interne de 3 mm ce qui impose un nombre de canaux de 80 minimum. On peut noter que le dimensionnement, réalisé avec CRISTA, utilise une loi pariétale établie expérimentalement [26].

3.1.2 Configuration du moteur thermoacoustique

Comme il a été vu en introduction, l'adaptation solaire de la technologie thermoacoustique demande de parer au caractère inhomogène de la source solaire. En outre, il faut trouver le meilleur compromis entre la surface d'échange qu'il faut maximiser pour optimiser la capture du rayonnement et le volume de l'échangeur qu'il faut minimiser afin de limiter l'amortissement de l'onde. L'un des points les plus délicats pour la conception du récepteur est son intégration dans le moteur thermoacoustique. Quatre configurations de moteurs toroïdaux ont déjà été utilisées dans des systèmes thermoacoustiques de laboratoire ; elles sont présentées en figure 3.4. Dans tous les cas, l'échangeur chaud se place entre le régénérateur et le buffer-tube. Les possibilités d'arrangement de l'un par rapport à l'autre permettent d'envisager plusieurs formes d'échangeurs. Les autres éléments de la boucle sont les deux échangeurs à température ambiante, l'inductance et la capacitance. On rappelle ici, les rôles de l'inductance et de la capacité qui permettent d'ajuster la phase temporelle entre la vitesse et la pression afin de favoriser un fonctionnement du moteur suivant un cycle de Stirling. L'un des échangeurs à température ambiante permet de récupérer la chaleur dissipée afin de ne pas perturber le fonctionnement de la cellule thermoacoustique.

Configuration en boucle

Elle est la plus classiquement utilisée ; c'est une référence que ce soit par la quantité de retours sur expérience que par sa plus grande adéquation aux codes de calculs. Les différents éléments de la cellule moteur sont montés en série. L'échangeur chaud est un cylindre qui offre peu de surface pour son chauffage par l'extérieur. Par contre, les canaux sont droits et sa conception est classique. Les autres éléments ont des formes standards dans lesquelles les comportements de l'onde et du fluide sont connus.

Configuration en π

Les éléments ont une forme standard sauf l'échangeur chaud qui se présente comme un pavé rectangulaire d'une épaisseur faible. Il développe une large surface pour l'irradiation et permet une certaine liberté dans l'arrangement de ses canaux. Néanmoins, la courbure des canaux est inévitable pour relier les sections d'interface du régénérateur et du buffer-tube. De plus, au vu de la longueur de l'échangeur par rapport à celle des autres éléments l'échangeur peut être sujet

à de fortes dilatations sous l'action de la chaleur et déformer la boucle moteur.

Configuration coaxiale annulaire

Elle est dite coaxiale. L'avantage de cette technologie est d'être plus compacte. Ici l'échangeur est annulaire et offre peu de surface pour son chauffage par l'extérieur. Les autres éléments ont, eux aussi, des formes annulaires : les deux échangeurs à température ambiante sont couplés dans un seul et même élément mécanique. Ici, les canaux sont droits.

Configuration coaxiale tubulaire

Elle est une dérivée de la configuration coaxiale, pour laquelle l'échangeur offre une plus grande surface de captation du rayonnement solaire par un faisceau de tube. Néanmoins, ici encore, la courbure des canaux est inévitable et la structure risque de subir les contraintes d'une dilatation thermique.

La configuration en boucle ainsi que la configuration coaxiale annulaire n'offrent pas la forme et les dimensions de surface adaptées à une irradiation solaire directe. Restent les configurations 'en π ' et coaxiale tubulaire. Toutes deux impliquent une courbure des canaux dans lesquels le comportement de l'onde est mal maîtrisé. Ensuite leur dimension, importante par rapport aux autres éléments du moteur, risque de le rendre sensible aux dilatations thermiques et ainsi déformer la boucle moteur. L'avantage de la configuration coaxiale tubulaire est de s'adapter à la forme quasi circulaire de la tache solaire et de permettre une plus grande surface d'irradiation par son diamètre égal à deux déplacements particuliers (cf. figure 3.4). En outre, par son caractère axisymétrique, l'échangeur permet une meilleure homogénéité des puissances transmises par tube à la réception du flux gaussien. De plus, tous les tubes peuvent être de la même longueur et ainsi assurer une homogénéité de débit. De son côté, la configuration 'en π ' offre une surface d'irradiation deux fois moins grande. En effet, la longueur de l'échangeur est ici limitée à un déplacement particulier. Il ne bénéficie pas des avantages d'homogénéisation du caractère l'axysymétrique : la puissance transmise par tube est irrégulière : les tubes de la périphérie recevant moins de puissance que ceux du centre du fait du caractère gaussien du flux. Pour ce qui est des travaux existants avec ces configurations, HEKYOM a montré que la configuration coaxiale entraîne un phénomène de jets de gaz du à la géométrie en 'entonnoir' de l'inductance. Une étude d'une nouvelle géométrie pour l'inductance pourrait permettre de contourner le phénomène mais se pose alors le problème du manque de retour sur expérience. De plus, l'IPNO a révélé certains problèmes d'ordre mécanique notamment au niveau de la réalisation du régénérateur annulaire et de celle de l'échangeur à température ambiante double. Le choix se porte donc sur la configuration

'en π ', déjà adoptée en 2004 dans un projet conjoint de la NASA¹ et du Los Alamos Laboratory par l'équipe de *Backhaus* [8] pour la réalisation d'un transducteur thermoélectrique et en 2008 par l'équipe de *Tijani* [75] de l'ECN des Pays Bas² pour celle d'un moteur thermoacoustique.

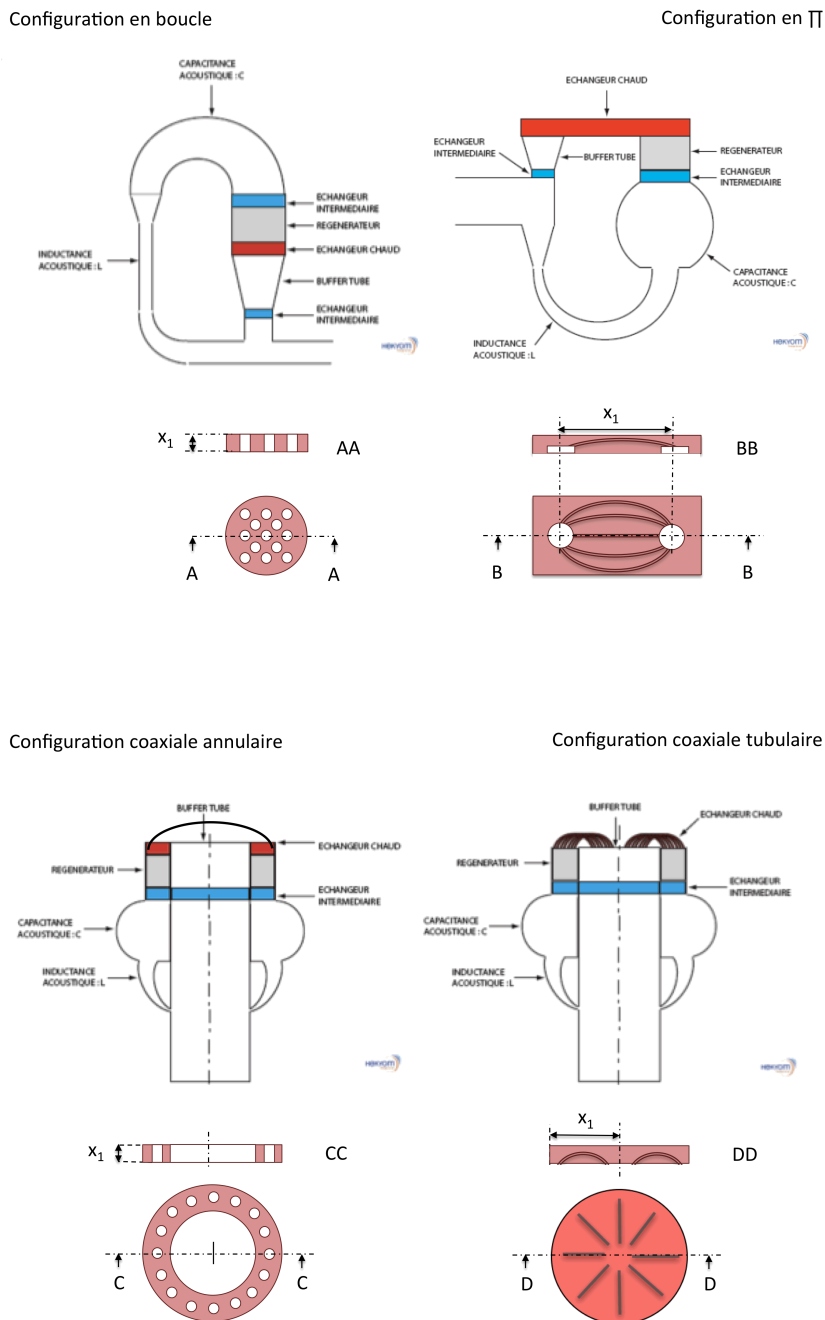


FIGURE 3.4 – Les quatre configurations de moteurs toroïdaux possible, chacun associée à sa structure d'échangeur chaud et à la longueur du déplacement particulaire x_1 - Source HEKYOM (TACSOL).

Le choix de la configuration 'en π ' couplée aux exigences sur les canaux et les sections de

1. National Aeronautics and Space Administration
 2. Energy Research Centre of the Netherlands

passage du gaz induit de nouveaux critères de dimensionnement afin d'optimiser les performances du système, les valeurs associées sont données par HEKYOM. Les diamètres du buffer-tube et du régénérateur doivent être de 95 mm.

3.1.3 Architecture du récepteur solaire-thermoacoustique

Les grandes lignes des solutions structurelles et géométriques ont été déduites de la confrontation entre le cahier des charges du projet TACSOL et les configurations connues de récepteurs et de boucles moteurs thermoacoustiques. Ce paragraphe résume les choix qui vont servir de base à notre optimisation. On rappelle que le récepteur est composé d'un échangeur tubulaire, composé de 80 tubes de 3 mm de diamètre intérieur, placé dans une cavité. L'échangeur est de type rectangulaire, d'une longueur qui se situe entre 150 et 200 mm, interfacé avec un régénérateur et un buffer-tube de sections circulaires 95 mm. La figure 3.5 présente une coupe en 2D du récepteur, avec les transferts thermiques qui y prennent place. L'absorbeur tubulaire, ici placé au fond de la cavité, est irradié par le flux solaire pénétrant par l'ouverture. Comme on peut le voir sur la figure 3.5, le rayonnement solaire, suivant les configurations géométriques, peut impacter le diaphragme³ ou le fond de la cavité. Le dimensionnement de la cavité sera donc fait dans l'optique de réduire ces pertes par débordement. Les pertes par débordement sont les pertes relatives à la fraction de surface de la tache solaire qui n'est pas interceptée par l'échangeur mais par le diaphragme ou le fond de la cavité. Dans tout ce chapitre, le système est considéré à l'équilibre thermique et les transferts sont stationnaires. Trois types de transferts thermiques sont modélisés :

- le rayonnement solaire utile qui apporte l'énergie au système ;
- la convection forcée dans les tubes de l'échangeur qui permet d'apporter la puissance utile au moteur ;
- les pertes conducto-convectives, par rayonnement et par débordement par l'ouverture et par les parois de la cavité.

3. Réduction du diamètre d'entrée de la cavité

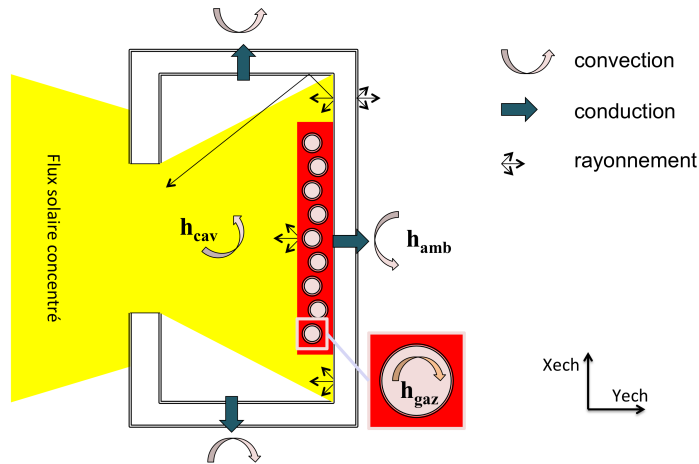


FIGURE 3.5 – Schéma du récepteur solaire et transferts thermiques associés.

3.2 Modélisation du flux solaire concentré

L'objectif de cette partie est d'obtenir la cartographie de la distribution du flux solaire sur la surface de l'absorbeur. Pour ce faire, une modélisation numérique de l'optique de concentration est mise en place. Ce modèle permet de simuler l'effet du changement de paramètres (aire et forme de la surface réfléchissante, position du plan irradié...) sur la distribution du flux. De cette manière, il permet, d'abord, d'adapter l'optique de concentration à notre projet puis de générer des cartes de flux suivant la position de la surface irradiée par rapport au plan focal.

Le code de calcul est basé sur une méthode de lancer de rayons, par le logiciel SOLTRACE. La modélisation complète du concentrateur a été effectuée par *Nepveu* [50]. Les cartes de flux obtenues numériquement ont été comparées et validées dans le cadre du projet Européen **Solface**⁴.

Le système optique est surdimensionné par rapport aux besoins du projet TACSOL. En effet, d'un diamètre de 8,5 m, il permet de délivrer une puissance utile de 50 kW environ. Le projet TACSOL en demande 5 fois moins. Sa surface utile devra donc être réduite; une partie du concentrateur sera donc masquée. Avant toute chose, il est important de noter à propos du concentrateur, que sa surface réfléchissante n'est pas un paraboloïde de révolution continu et unique : elle est composée de 10 anneaux paraboliques de focales légèrement différentes, dont les équations sont données en annexe. Les supports du bloc moteur Stirling ainsi que le bloc moteur lui-même forment des masques permanents qui réduisent la surface réfléchissante de la parabole. Les dimensions de ces masques sont données en annexe. Leur projection sur le concentrateur

4. High Flux SOLar FACilities for Europe

est montrée figure 3.6 et réduit la puissance utile disponible à 40 kW. La dimension des ombres projetées par le moteur thermoacoustique sur le concentrateur devrait être plus faible que celle prise en compte dans l'étude de *Nepveu*. Dans notre cas, il est difficile de les estimer avant d'avoir conçu la boucle moteur. Dans cette étude, les valeurs de *Nepveu* seront donc conservées.

La modélisation du flux solaire concentré est développée en annexe D. Dans une première partie, elle résume les travaux de *Nepveu* sur la campagne de mesure des erreurs optiques et la modélisation de l'interaction des rayons avec le concentrateur. Dans une seconde partie, le modèle est amélioré par l'étude de l'influence de la méthode de reconstruction des données et l'étude de l'influence de la forme de la distribution du flux solaire.

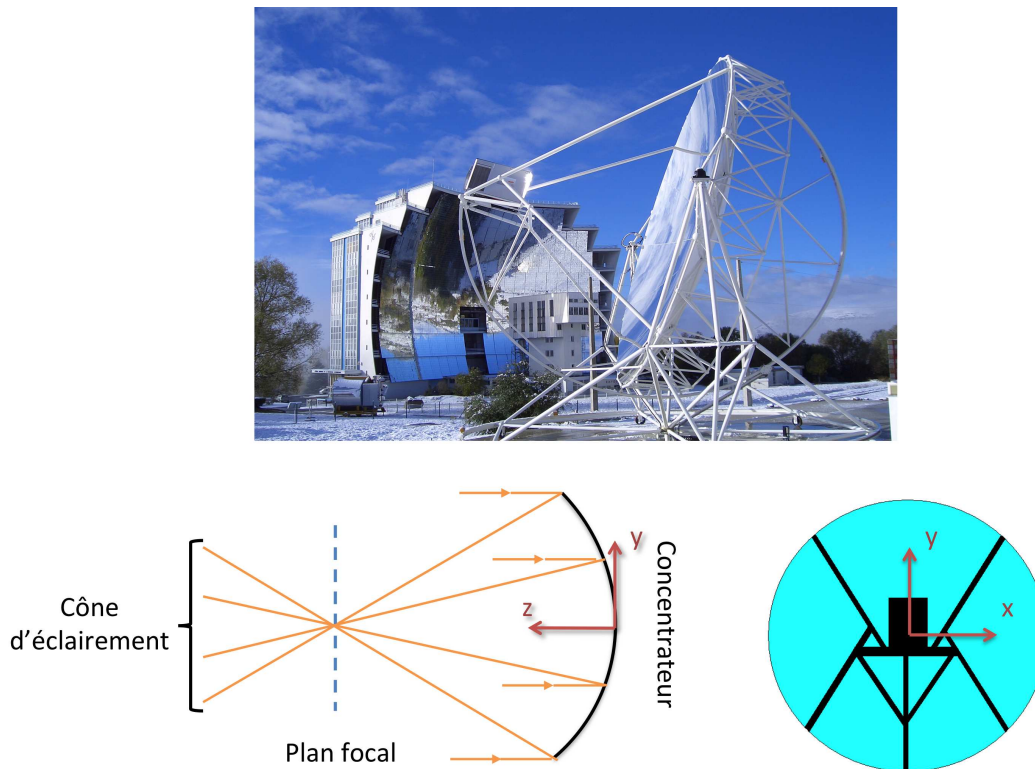


FIGURE 3.6 – En haut, vue du concentrateur réel en fonctionnement avec le bloc moteur de Stirling originel, PROMES (Odeillo). En bas à gauche, vue de côté du cône d'éclairage et du plan focal. En bas à droite, schéma de face avec ombres projetés en noir.

3.2.1 Stratégie de réduction de la surface du concentrateur

L'échangeur doit transmettre 4,4 kW au fluide. En fonction des pertes et du rendement de conversion de l'échangeur, la puissance reçue par le récepteur doit être comprise entre 5 et 10 kW. Le diamètre de la parabole actuelle est de 8,5 m, ce qui permet de délivrer une puissance utile

de 40 kW si on tient compte des masques engendrés par le moteur et sa structure de support. La surface utile du concentrateur doit être réduite. Une partie doit donc être masquée. Il est intéressant de vérifier si le masquage a une influence sur la position du point focal, la forme du cône de flux et son homogénéité. Afin, de répondre à des contraintes de compacité, la dimension de la zone irradiée devra être la plus petite possible tout en évitant de favoriser les points chauds liés à une concentration du flux trop importante. Le masquage devra avoir une géométrie simple et reproductible dans l'éventualité de la réalisation future d'un concentrateur dédié à l'application. Afin de favoriser une réduction du cône d'éclairement, une réduction de la surface par masques en périphérie du concentrateur va être préférée. On conserve une surface utile de 4,8 m de diamètre, ce qui permet de concentrer 5 kW. Pour les trois géométries simulées : annulaire, hexagonale et octogonale, les résultats donnés par la figure 3.7 sont sensiblement les mêmes.

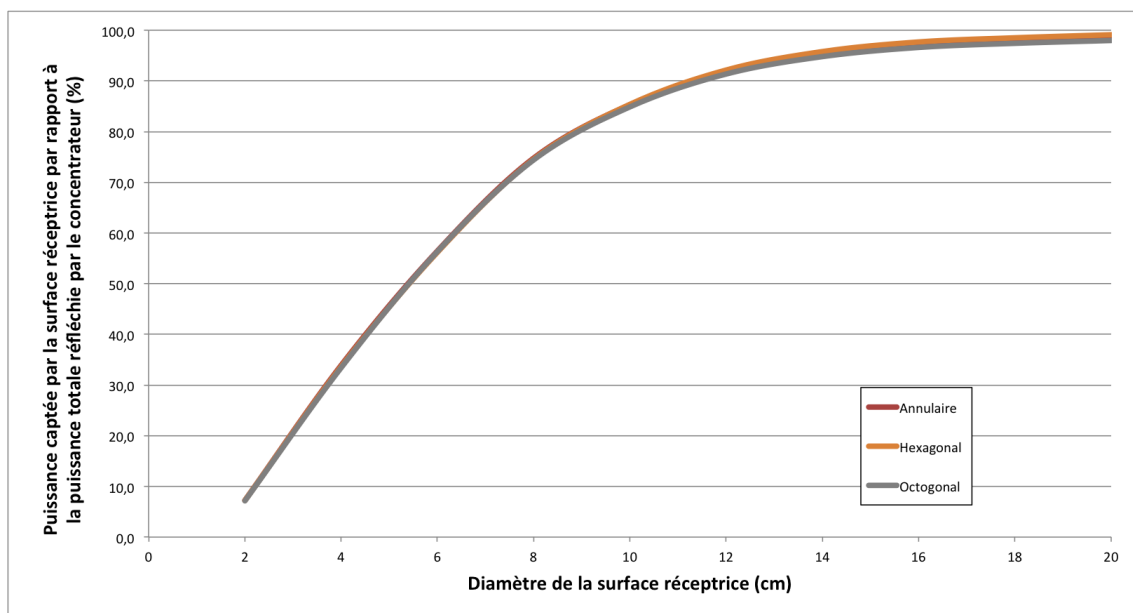


FIGURE 3.7 – Pourcentage de la puissance captée par la surface réceptrice en fonction de son diamètre pour différents types de masquages de la surface réfléchissante du concentrateur.

Techniquement parlant, le masquage octogonal est le plus facile à réaliser avec des bandes adhésives opaques. C'est donc celui qui est choisi pour la suite. Pour un concentrateur avec et sans masquage octogonal, la figure 3.8 présente le diamètre de la tache solaire ainsi que la valeur du pic de flux en différents plans parallèles positionnés autour du plan focal⁵. Premièrement on peut constater que les masquages ne modifient pas la position du plan focal. Le masquage permet de réduire le diamètre de la tache solaire, résultat espéré mais il permet aussi de réduire notablement des pics de flux.

5. On prend comme référence le plan focal réel de 4,553 m.

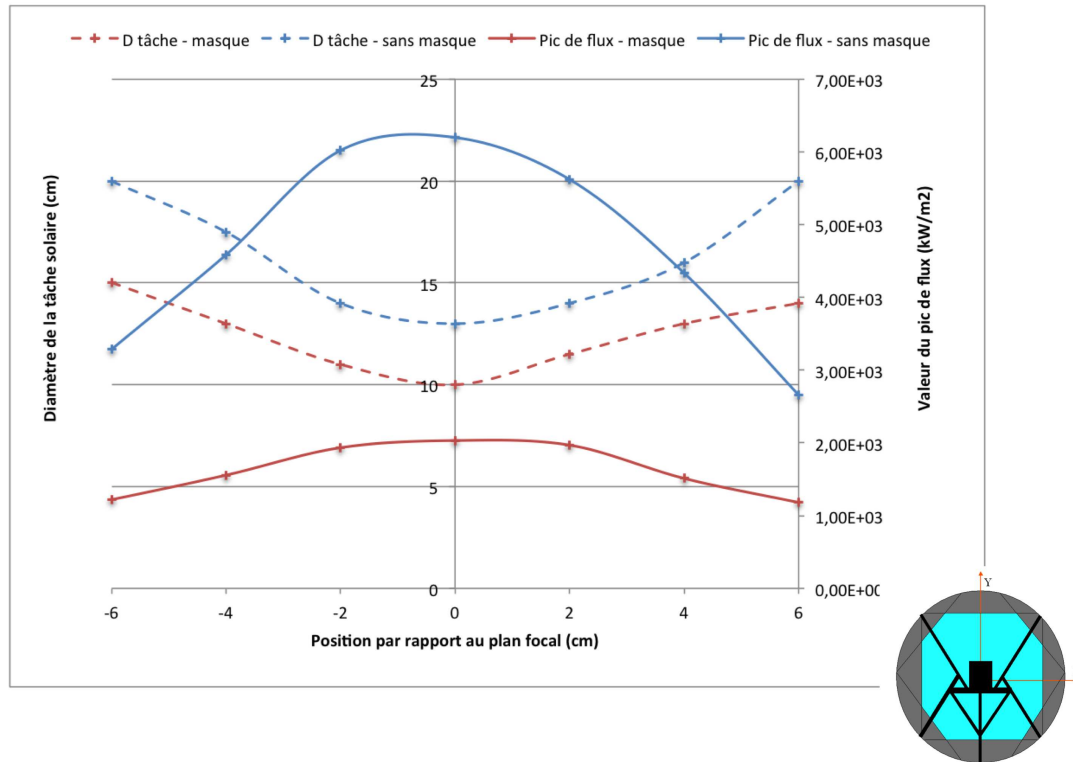


FIGURE 3.8 – Pour le concentrateur avec et sans masque octogonal (5 kW), diamètre de la tache solaire et valeur du pic en différents plans parallèles aux alentours du plan focal. En bas à droite, schéma du masquage octogonal du concentrateur vu de face.

3.3 Étude de l'échangeur

L'optimisation de l'échangeur se fait en deux temps. Le premier consiste au conditionnement optique du flux concentré par le concentrateur, réalisé à l'aide du modèle décrit dans le paragraphe suivant. Le second est l'étude de l'influence des structures géométriques et matérielles sur la diffusion thermique.

3.3.1 Conditionnement du flux : forme et position de la surface irradiée

Nous avons précédemment montré que le flux concentré est inhomogène. En effet, projeté sur une surface parallèle au plan focal sa distribution prend la forme d'une gaussienne. Cette partie détaille les choix de position et de forme de la surface irradiée afin d'augmenter par des considérations optiques simples l'homogénéité du flux sur la surface.

Influence de la position de la surface

Nous avons vu lors de la modélisation du concentrateur, que plus le plan irradié est proche du plan focal plus son pic de flux est grand et plus la tache solaire est étroite. Les pics de flux, en plus d'être caractéristiques d'une mauvaise homogénéité, peuvent être à l'origine de la création de points chauds sur la structure de l'échangeur et causer des dommages thermomécaniques dus aux forts gradients thermiques. D'un autre côté, réduire les dimensions de la tache solaire permet de contribuer à la compacité du moteur thermoacoustique.

Une première étape consiste donc à trouver le compromis entre la taille de la surface irradiée et la valeur raisonnable de pic de flux puisque ces deux paramètres évoluent de manière opposée. Les simulations sont menées avec le masquage octogonal défini précédemment. La puissance concentrée est de 5 kW. La figure 3.9 donne, pour plusieurs plans parallèles au plan focal, la valeur du pic de flux et le diamètre de la tache solaire. On rappelle que la longueur de l'échangeur ne doit pas excéder 20 cm. Ces résultats permettent de mettre en évidence une dissymétrie des propriétés de distribution du flux en avant et en arrière du plan focal. Le meilleur compromis entre dimension de la surface irradiée et homogénéité du flux est de placer le récepteur à 10 cm en arrière du plan focal. Cette position permet de réduire les pics de flux de 1800 kW/m^2 (pour le plan focal) à 800 kW/m^2 , pour un diamètre de la tache qui reste d'une quinzaine de centimètres (augmentation de 3 cm par rapport au diamètre de la tache au plan focal). C'est le choix qui sera fait ici.

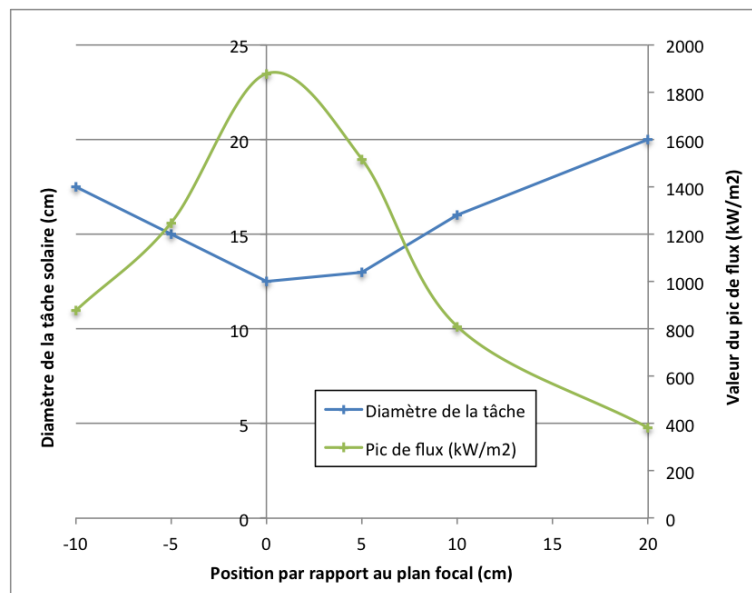


FIGURE 3.9 – Valeur du pic de flux et diamètre de la tache solaire pour plusieurs plans parallèles au plan focal (5 kW).

Influence de la courbure de la surface

Si l'on observe les surfaces absorbantes des récepteurs utilisés dans les systèmes de Stirling, que ce soit des récepteurs volumétriques ou surfaciques, une part importante d'entre elles ont une forme de calotte sphérique ou une forme conique. Des exemples de ces géométries sont présentés dans les figures 3.10. L'utilisation de ces formes tient dans leur capacité à redresser le flux gaussien. En effet, nous venons de voir que plus on s'éloigne du plan focal, plus le pic de flux diminue. Dans les formes présentées, le centre de l'absorbeur, point qui reçoit la plus forte densité énergétique est le point le plus éloigné du front d'irradiation. La distribution du flux projeté sur la surface est donc plus adaptée thermiquement que la distribution gaussienne du flux incident.

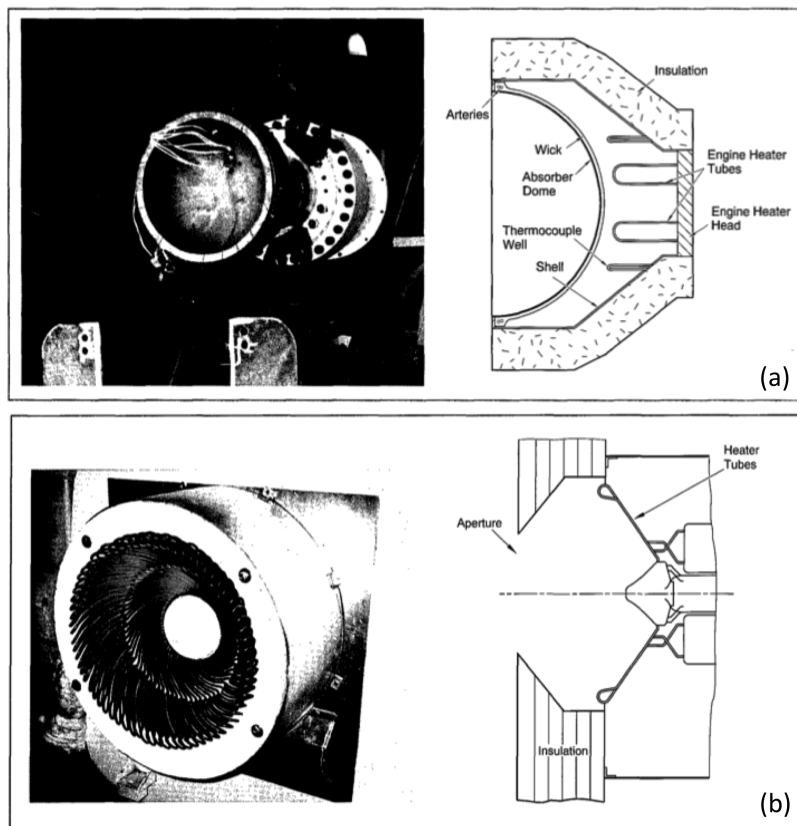


FIGURE 3.10 – (a) Récepteur 'heat-pipe' avec absorbeur en dôme, température de fonctionnement 675°C , efficacité thermique 86%, Thermacore (USA), 1990. (b) Récepteur surfacique tubulaire conique à irradiation directe, température de fonctionnement 720°C , efficacité thermique 90%, Stirling Thermal Motors (USA), 1992. Source (Stine et Diver (1994)).

Dans notre cas, afin de limiter les changements de direction trop brusques des canaux de l'absorbeur, on évitera les géométries complexes possédant des points d'inflexion ou de rebroussement (comme les cônes). Seule la géométrie en calotte sphérique sera considérée. Pour retranscrire numériquement le conditionnement optique, nous allons reconstruire le flux projeté sur la surface

en considérant les intersections entre la calotte sphérique et le flux dans plusieurs plans parallèles au plan focal. Nous avons généré des cartes de flux en différents plans, à partir du plan de base de la calotte se trouvant 10 cm derrière le plan focal (y_0) avec un pas p de 0,5 cm jusqu'à une distance h correspondant à la hauteur de la calotte. Chaque intersection d'un plan avec la calotte sphérique est un cercle sur lequel est calculée une valeur de flux.

Ainsi, la calotte sphérique étant axisymétrique, sa projection sur un plan passant par l'axe focal est un arc de cercle de rayon de courbure r centré sur l'axe focal. La projection de cet arc de cercle sur un plan i distant de $y_0 + ip$ du plan focal et parallèle à ce dernier donne deux points, équidistants de x_i par rapport à l'axe focal. L'expression de x_i en fonction de y_i et r est donnée par l'équation 3.1. Pour chaque point (x_i, y_i) , on associe la valeur de flux correspondante calculée dans le plan i . Le flux projeté est ainsi reconstruit à partir de ces valeurs. La figure 3.11 résume graphiquement ces étapes.

$$y_i = y_0 + ip \quad x_i = \sqrt{r^2 - (y_i - y_0)^2} + x_0 \quad (3.1)$$

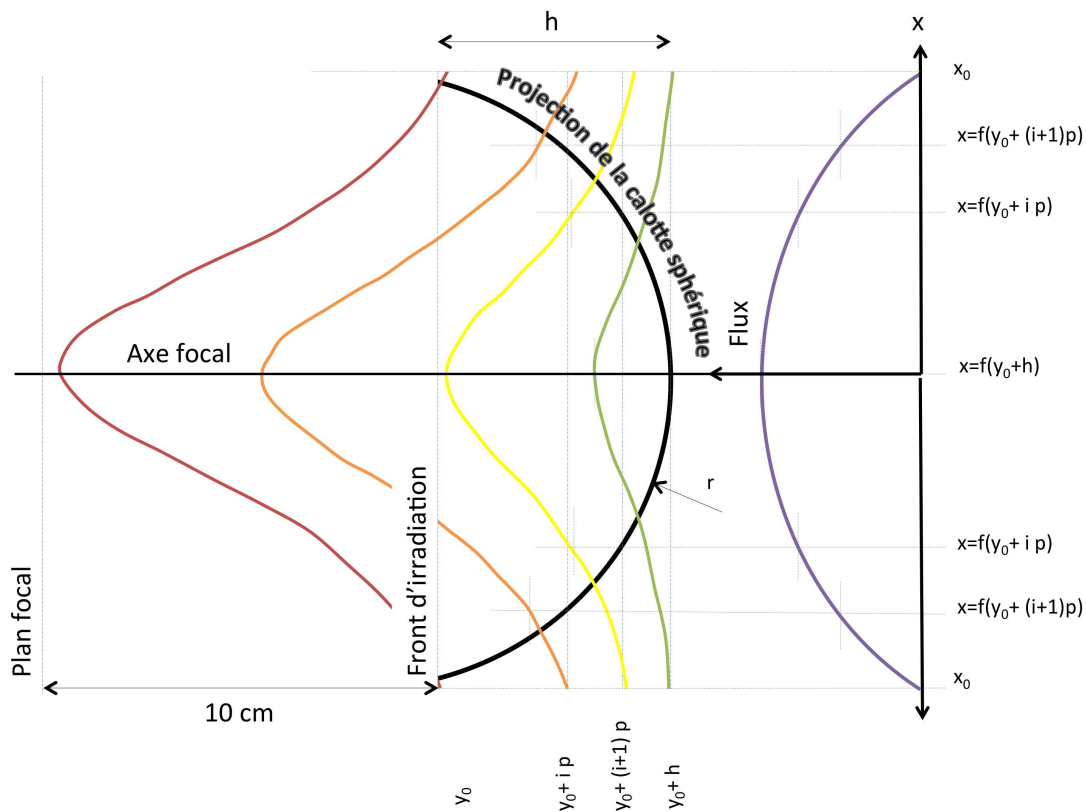


FIGURE 3.11 – *Étapes numériques 2D du redressement du flux solaire gaussien par sa projection sur une géométrie en calotte sphérique. Interaction du flux solaire en plusieurs plans avec l'arc de cercle, projection de la surface, d'une calotte sphérique.*

Les résultats de ce conditionnement 2D sont donnés en figure 3.12a pour plusieurs profondeurs h de la calotte sphérique. La courbe rouge en trait continu sans marqueur correspond au flux reçu par une surface plane de 15 cm de diamètre placée 10 cm derrière le plan focal. Les autres courbes correspondent aux flux captés par un échangeur en forme de calotte sphérique. Pour une énergie captée égale, on note un abaissement du pic de flux au centre de l'échangeur. Le gain en homogénéisation est défini comme :

$$gain_h = \frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2}{\Delta\phi_1} \quad (3.2)$$

avec $\Delta\phi = \phi_{max} - \phi_{min}$, ϕ_{max} valeur maximale du flux, ϕ_{min} valeur minimale du flux.

Il peut atteindre 28 % pour une hauteur de 5 cm. Sur la figure suivante on note un élargissement de la base des courbes qui croit avec la hauteur h de l'arc de cercle. Ici, il est important de remarquer que si la surface au niveau du front d'irradiation reste la même, c'est à dire 15 cm de diamètre (X_{ech} sur la figure 3.12b), celle de la surface de l'échangeur (l_{ech} sur la figure 3.12b) augmente à mesure que croit la hauteur de l'arc de cercle. L'élargissement de la surface irradiée de l'échangeur a une influence non négligeable sur l'homogénéisation de la distribution du flux.

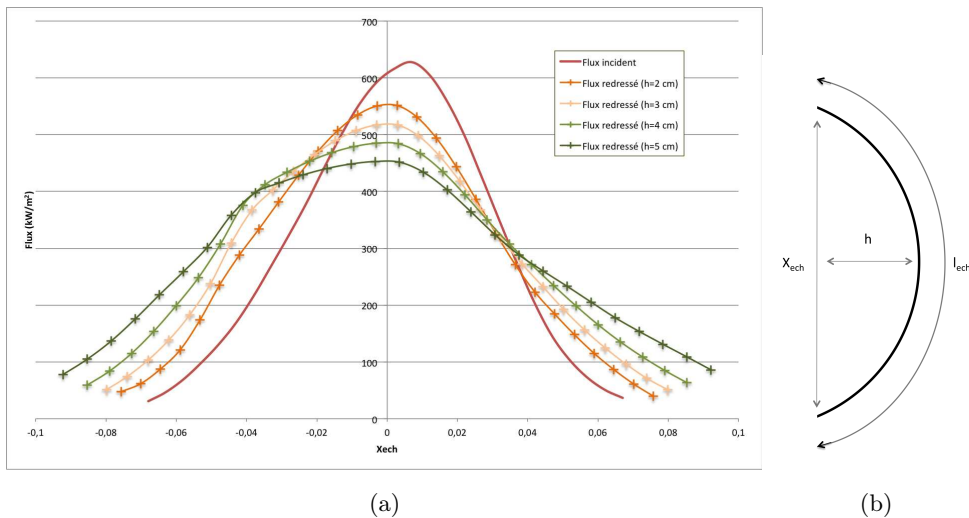


FIGURE 3.12 – (a) Redressement du flux par l'utilisation d'une surface réceptrice en forme de calotte sphérique. Courbe rouge : distribution du flux sur une surface plane de 0.15×0.15 m; courbes avec marqueurs : distribution du flux sur une surface en forme de calotte sphérique pour plusieurs hauteurs de la calotte. (b) Dimensions relatives à la projection 2D de la calotte sphérique.

D'autres conditionnements auraient pu être envisagés comme ajouter un kaléidoscope en amont de la surface à irradier ou utiliser le principe de la double concentration [30]. Cependant, ces méthodes ont l'inconvénient de complexifier le système de concentration ainsi que de mettre

en jeux de multiples réflexions entraînant des pertes optiques et radiatives supplémentaires. Les choix de placer la surface irradiée 10 cm derrière le plan focal et d'utiliser une surface courbe restent une méthode à priori relativement simple à mettre en œuvre et a permis une homogénéisation globale du flux de 72%. Maintenant, que la distribution du flux en surface de l'échangeur a été uniformisée, la deuxième étape consiste à favoriser la diffusion thermique à l'intérieur du corps de l'échangeur par le choix des matériaux de la structure interne et de sa disposition géométrique.

3.3.2 Prédimensionnement du prototype échangeur

En plus des contraintes géométriques déjà énoncées et d'après le cahier des charges, l'échangeur chaud doit satisfaire plusieurs critères : il doit supporter une pression de 40 bars ; la différence de température dans le solide ne doit pas excéder 50 °C dans le corps de l'échangeur et 5 °C dans chacun de ses tubes. A cette fin, il est nécessaire de favoriser le phénomène de diffusion thermique dans l'épaisseur du solide. Pour ce faire, un modèle numérique est mis en place afin d'optimiser les paramètres de dimensions, de matériaux et de répartition des canaux à l'intérieur du corps de l'échangeur.

Une première approche de la géométrie de l'échangeur consiste à considérer un bloc parallélépipédique percé d'un faisceau de canaux cylindriques. Le flux solaire est appliqué sur l'une des faces du bloc ; les autres sont considérées comme adiabatiques. Le flux traverse ensuite le solide par conduction et est évacué par le phénomène de convection forcée des oscillations du gaz dans les canaux.

Modèle numérique

Le modèle numérique doit permettre l'étude de l'influence de plusieurs paramètres de manière simultanée. Il s'appuie donc sur une méthode nodale [38] monodimensionnelle dans une coupe transversale à la direction des oscillations de l'onde : l'avantage est de permettre un temps de calcul réduit. Comme tout problème de thermique peut être mis sous forme matricielle, cette méthode repose sur la discrétisation spatiale voire temporelle (cf. chapitre suivant) des équations caractérisant le problème afin qu'elles puissent être résolues numériquement.

L'échangeur de dimensions $(X_{ech}, Y_{ech}, Z_{ech})$ est discrétisé en N sous domaines suivant la direction. La discrétisation de l'échangeur est présentée sur la figure 3.13. Chaque sous domaine i correspond à une rangée de m_i canaux ; au centre de chacun des sous domaines, on place un nœud auquel on affecte une température considérée comme uniforme dans le sous-domaine. A partir de l'équation de conservation de l'énergie, les échanges thermiques entre chacun des nœuds

sont ensuite calculés. Les écartements des tubes suivant les direction x et y sont notés e_x et e_y ; l'écartement minimum entre le faisceau de tubes et une paroi extérieure est notée e_{par} .

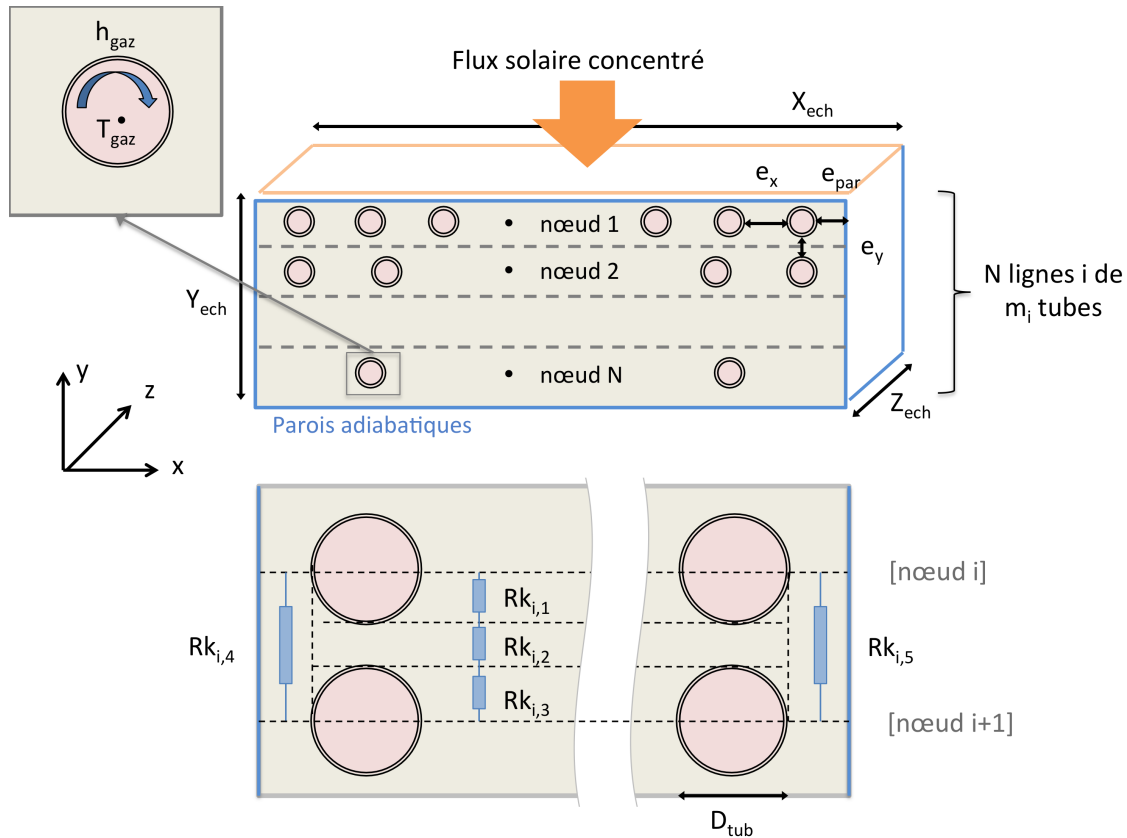


FIGURE 3.13 – En haut, échangeur discrétisé en sous domaines. Les dimensions et les conditions aux limites sont données. En bas, résistance thermique entre deux sous-domaines.

Afin de pouvoir tester les différents agencements de canaux, le code développé offre la possibilité de faire varier le nombre de tubes par sous-domaine (rangée). Il existe plusieurs solutions pour agencer le nombre total de tubes. Afin de simplifier le problème, il a été choisi de faire varier le nombre de tubes par rangée de façon linéaire, c'est à dire en suivant la progression des éléments d'une suite arithmétique (équation 3.3).

$$m_i = m_{i-1} + r \quad (3.3)$$

Le coefficient r est la raison de la suite arithmétique qui représente le nombre de tubes supplémentaires d'un sous-domaine à l'autre. Si ce coefficient r est égal à 0, on a alors pour chaque ligne, le même nombre de tubes. Si r est positif le nombre de tubes est croissant dans le sens de la diffusion de la chaleur et enfin si r est négatif alors le nombre de tubes est dégressif. Des exemples de ces différentes répartitions sont donnés figure 3.14.

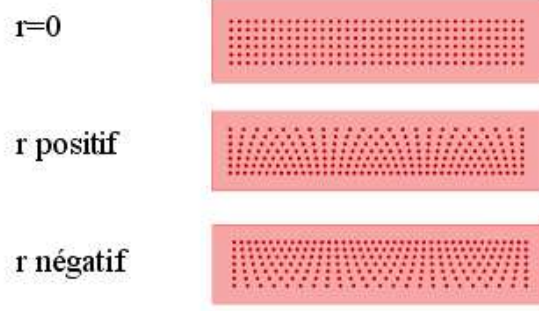


FIGURE 3.14 – Influence du signe de la raison sur l'évolution du nombre de canaux par ligne.

A chacun des nœuds i , on applique le principe de la conservation de l'énergie : la puissance thermique entrant dans le sous domaine par conduction est égale à la somme de puissances transmises au gaz par convection forcée et de la puissance thermique sortant du sous domaine par conduction. Ceci est traduit par l'équation 3.4.

$$\frac{T_{i-1} - T_i}{Rk_{i-1}} = h_{gaz} S_i (T_i - T_{gaz}) + \frac{T_i - T_{i+1}}{Rk_i} \quad (3.4)$$

avec T_i la température du sous domaine et $S_i = m_i \pi D_{tub} Z_{ech}$, la surface d'échange avec le gaz. On ne s'intéresse pas à l'écoulement du fluide. Le coefficient de convection forcée (h_{gaz}) dans les canaux est égal à $6500 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^6$ et constant ; la température T_{gaz} est de 1000 K .

La construction de la résistance thermique équivalente est décrite dans la figure 3.13 et exprimée comme il suit :

$$\frac{1}{Rk_i} = \frac{1}{\frac{1}{Rk_{i,1} + Rk_{i,2} + Rk_{i,3}} + \frac{1}{Rk_{i,4}} + \frac{1}{Rk_{i,5}}} \quad (3.5)$$

$$Rk_{i,1} = Rk_{i,3} = \frac{D_{tub}}{2k (1 - p_i)(X_{ech} - 2e_{par}) Z_{ech}} \quad (3.6)$$

$$Rk_{i,2} = \frac{e_y}{k (X_{ech} - 2e_{par}) Z_{ech}} \quad (3.7)$$

$$Rk_{i,4} = Rk_{i,5} = \frac{e_y + D_{tub}}{k e_{par} Z_{ech}} \quad (3.8)$$

Les résistances thermiques prennent en compte le rapport p_i du sous domaine, défini comme la surface de passage du fluide sur la surface totale du sous domaine.

6. Prédimensionnement HEKYOM relatif aux paramètres déjà arrêtés et basé sur une loi pariétale de transfert thermique [26]

$$p_i = \frac{\pi m_i \left(\frac{D_{tub}}{2}\right)^2}{D_{tub}(X_{ech} - 2e_{par})} \quad (3.9)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes : le flux solaire est imposé sur une surface pour (i=1) et les autres sont considérées comme adiabatiques pour (i=N). Ces conditions de Neumann se traduisent comme il suit :

Pour (i=1)

$$\Phi_s = h_{gaz} S_1 (T_1 - T_{gaz}) + \frac{T_1 - T_2}{Rk_1} \quad (3.10)$$

Pour (i=N)

$$\frac{T_{N-1} - T_N}{Rk_{N-1}} = h_{gaz} S_N (T_N - T_{gaz}) \quad (3.11)$$

On obtient alors un système de N équations linéaires à N inconnues qui peut se mettre sous la forme d'un système matriciel $[A][T]=[B]$ avec $[A]$ et $[B]$ matrices tridiagonales de coefficients ; $[A]$ de dimensions (N,N) et B (N,1). $[T]$ matrice des températures peut alors être résolue par inversion $[T] = [B][A]^{-1}$.

Ce code de calcul simple permet d'accéder à une cartographie de la température dans une dimension de l'échangeur pour un large champ de paramètres. Une première étape consiste à optimiser les paramètres de la structure matérielle avant de se consacrer à la distribution interne des canaux dans le corps de l'échangeur.

Structure matérielle

Le choix de la structure matérielle de l'échangeur s'appuie sur plusieurs critères. Le matériau doit avoir une bonne conductivité thermique à haute température afin de permettre la diffusion de la chaleur dans son épaisseur. Il doit aussi avoir de bonnes propriétés mécaniques à haute température afin de résister aux contraintes et aux chocs thermiques durant son utilisation. Pour cela, sa limite à la rupture doit être haute comme sa limite élastique afin d'éviter sa plastification. Un autre aspect est à prendre en compte : le démarrage de l'oscillation dans le moteur thermoacoustique nécessite que l'échangeur atteigne 1000 K ; il doit donc être capable de jouer le rôle de 'tampon thermique' en attendant le démarrage de la convection forcée. Pour cela, il doit avoir une bonne capacité thermique afin d'optimiser son rôle inertiel.

La figure 3.15 donne une cartographie des matériaux suivant deux critères : conductivité et diffusivité thermique. Les matériaux sont donc classés comme il suit : les matériaux en bas à gauche ont de faibles propriétés thermiques alors que ceux qui sont en haut à droite ont de bonnes propriétés thermiques. Les matériaux économiquement viables dotés de bonnes propriétés sont les alliages de cuivre, les alliages d'aluminium, le carbure de Silicium et les alliages de Nickel.

tout en restant assez ductile pour permettre une mise en forme. Il peut être utilisé jusqu'à des températures de plus de 800 °C. La nécessité d'avoir plusieurs rangées de tubes dans l'échangeur ne permet pas d'envisager un échangeur uniquement en Inconel à cause de sa conductivité thermique limitée. D'où la nécessité d'imaginer ce compromis : une structure composite de cuivre et d'Inconel 625.

Le modèle numérique de prédimensionnement de l'échangeur présenté au début de cette partie est utilisé pour simuler le comportement d'un échangeur pour trois constitutions matérielles : cuivre, carbure de silicium et Inconel 625. La différence de température et la température maximale sont relevées. Il est aussi intéressant de comparer les matériaux du point de vue de leur inertie thermique. Il est possible de faire une estimation rapide du temps qu'il faut au matériau pour diffuser la chaleur à travers l'épaisseur de l'échangeur. Dans l'équation de diffusion de la chaleur 3.12, on met en évidence le terme de diffusivité thermique $K = \frac{k}{\rho C_p}$ qui dépend de la capacité du matériau à conduire la chaleur et de sa capacité à l'accumuler.

$$\frac{\partial T}{\partial t} - K \Delta T = 0 \quad (3.12)$$

Si on considère δ la distance caractéristique de la diffusion, ici l'épaisseur de l'échangeur et τ la durée caractéristique du phénomène, on peut considérer les ordres de grandeur suivants :

$$\left| \frac{\partial T}{\partial t} \right| \approx \frac{T}{\tau_K} \text{ et } |\Delta T| \approx \frac{T}{\delta^2}$$

En ordre de grandeur, nous obtenons donc :

$$\tau_K = \frac{\delta^2}{K} \quad (3.13)$$

Pour les trois matériaux, le tableau 3.2 résume les résultats de simulation menées sur un parallélépipède de 15 x 15 x 2,5 cm percé de 80 canaux de 3 mm de diamètre répartis uniformément sur 4 rangées. Le flux solaire irradiant la surface rectangulaire est pris uniforme et correspond à une puissance de 5 kW. Les matériaux sont considérés comme étant isotropes et homogènes. Leur conductivité et capacité thermique ainsi que leur masse volumique à 700 °C sont données dans le tableau 3.1. Les critères de comparaison sont : la température maximale du champ de température dans l'échangeur $T_{sol(max)}(K)$; la différence entre les valeurs maximale et minimale du champ de température $\Delta T_{sol}(K)$ et le temps caractéristique de diffusion dans le solide τ . L'échangeur en cuivre permet une différence de température 3 fois inférieure à celle du carbure de silicium. D'un autre côté, la diffusion nécessite quelques secondes dans le cuivre, 30 secondes dans le carbure de Silicium et 2 minutes dans l'Inconel.

Matériaux	$k_{700\text{ }^\circ\text{C}}$ (W/m K)	$Cp_{700\text{ }^\circ\text{C}}$ (J/kg K)	$\rho_{700\text{ }^\circ\text{C}}$ (kg/m ³)
Cuivre	340	450	8940
SiC	70	1200	3210
Inconel 625	21.3	560	8360

TABLE 3.1 – Propriétés du cuivre, du carbure de silicium et de l’Inconel 625 à 700 °C.

Matériaux	ΔT_{sol} (K)	$T_{sol}(max)$ (K)	τ
Cuivre	4.3	1009.4	7 s
SiC	12.6	1014.7	34 s
Inconel 625	19.6	1020.1	2 min

TABLE 3.2 – Différence de température, température maximale et temps caractéristique de diffusion dans un échangeur en cuivre, en carbure de silicium et en Inconel 625 à 700 °C.

Avec ces résultats préliminaires, on comprend rapidement que le carbure de silicium peut rapidement montrer des limites pour notre application en termes de conductivité. Le choix se porte donc sur une structure composite : un faisceau de tubes en Inconel 625, pour assurer la tenue mécanique à la pression et au fluage, est noyé dans du cuivre afin d’assurer la conductivité. Lors de la construction d’éléments composites, il faut veiller à réduire les contraintes thermo-mécaniques : les propriétés des deux matériaux étant différentes avec la température. En effet, l’association des matériaux ayant des coefficients de dilatation trop différents nécessite une liberté de glissement qui se traduit par une non adhérence des deux éléments, ce qui ajoute une résistance thermique supplémentaire. Dans notre cas, le cuivre et l’Inconel ont des coefficients de dilatation thermique du même ordre ($1,86 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$ moyen pour le cuivre entre 20 à 500 °C⁷ et $1,57 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$ pour l’Inconel entre 20 °C et 760 °C⁸).

7. Centre d’information du cuivre, laiton et alliages <http://www.cuivre.org/>

8. High temp metals <http://www.hightempmetals.com>

Structure géométrique du corps de l'échangeur

L'échangeur est donc considéré comme bi-matériel, ce qui impose de changer la définition des résistances thermiques dans le modèle numérique afin d'introduire le squelette en Inconel. Le pourcentage de cuivre et d'Inconel par rangée est alors introduit dans les expressions des résistances thermiques $Rk_{i,1}$ et $Rk_{i,3}$, comme il suit :

$$pCu_i = 1 - \frac{\pi m_i \left(\frac{D_{tub_{ext}}}{2}\right)^2}{D_{tub_{ext}} (X_{ech} - 2 e_{par})} \quad (3.14)$$

$$pInc_i = \frac{\pi m_i \left(\left(\frac{D_{tub_{ext}}}{2}\right)^2 - \left(\frac{D_{tub_{int}}}{2}\right)^2\right)}{D_{tub_{ext}} (X_{ech} - 2 e_{par})} \quad (3.15)$$

$$Rk_{i,1} = Rk_{i,3} = \frac{1}{\frac{2k pCu_i (X_{ech} - 2e_{par}) Z_{ech}}{D_{tub_{ext}}} + \frac{2k pInc_i (X_{ech} - 2e_{par}) Z_{ech}}{D_{tub_{ext}}}} \quad (3.16)$$

D'abord, l'épaisseur des tubes en Inconel à partir de laquelle les échanges thermiques sont affectés significativement va être évaluée. La seconde étape va être d'optimiser la répartition des canaux dans le corps de l'échangeur afin de favoriser la diffusion thermique dans l'épaisseur.

Epaisseurs minimales et maximales du tube

Les tubes sont soumis à une pression de 40 bars. L'épaisseur minimale pour résister à la contrainte engendrée et éviter une déformation plastique doit être déterminée. Seuls les efforts en traction dus à la pression seront pris en compte. Les autres composantes de flexion, cisaillement et torsion résultent de l'interaction mécanique de l'élément échangeur avec le reste du moteur et seront étudiés lors de sa conception mécanique.

Dans la réglementation française, un code de construction, le CODAP⁹, permet de dimensionner les systèmes sous pression conformément aux exigences de la Directive Européenne des Equipements. Une section de ce code est consacrée aux règles de calcul et de sécurité pour déterminer l'épaisseur minimale d'une enceinte sous pression. Une formule, dérivée de la théorie de la contrainte dans une enveloppe cylindrique mince, donne la contrainte :

$$\sigma = \frac{p_0 D_{tub}}{2e_{tub}} \quad (3.17)$$

Avec P_0 la pression statique et d et e_{tube} , respectivement le diamètre et l'épaisseur d'un tube.

L'épaisseur minimale découle de l'équation 3.18 en intégrant un coefficient de sécurité z .

9. Code de Construction des Appareils à Pression non soumis à la flamme

$$e_{tub} = \frac{p_0 D_{tub}}{2\sigma_{adm}z} \quad (3.18)$$

σ_{adm} est la contrainte maximale admissible telle que $\sigma_{adm} = \min \left\{ \frac{\sigma_r}{3}; \frac{\sigma_e}{1.6} \right\}$ avec σ_e contrainte de rupture et σ_e la limite élastique.

z est le coefficient d'efficacité de la soudure. L'efficacité de la soudure dépend d'une catégorie d'ouvrage normalisée. Pour un tube soudé et étiré nous prenons $z = 1$.

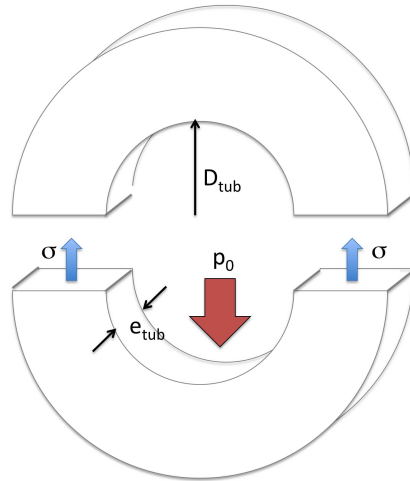


FIGURE 3.16 – Contraintes s'appliquant à un tube.

A 760 °C, l'Inconel 625 a une limite élastique $\sigma_e = 737.7 \text{ MPa}$ et une contrainte de rupture $\sigma_r = 1123.8 \text{ MPa}$ ¹⁰. Après calcul l'épaisseur minimum d'un tube est inférieure à un dixième de millimètre. La tenue mécanique du tube à la pression a permis de définir la limite basse de l'épaisseur du tube.

Dans un second temps, la simulation de l'influence de son épaisseur sur le comportement thermique de l'ensemble va permettre d'imposer une limite haute. La courbe 3.17 donne l'évolution de la différence de température dans l'échangeur pour une épaisseur de tube comprise entre 0 et 1.5 mm. Sur cette échelle, la valeur de la différence de température double ; il est donc nécessaire de minimiser l'épaisseur des tubes. Nous choisirons une épaisseur de 0.5 mm qui limite l'augmentation sur la différence de température de 1.5 °C environ.

10. Special Metals <http://www.specialmetals.com>

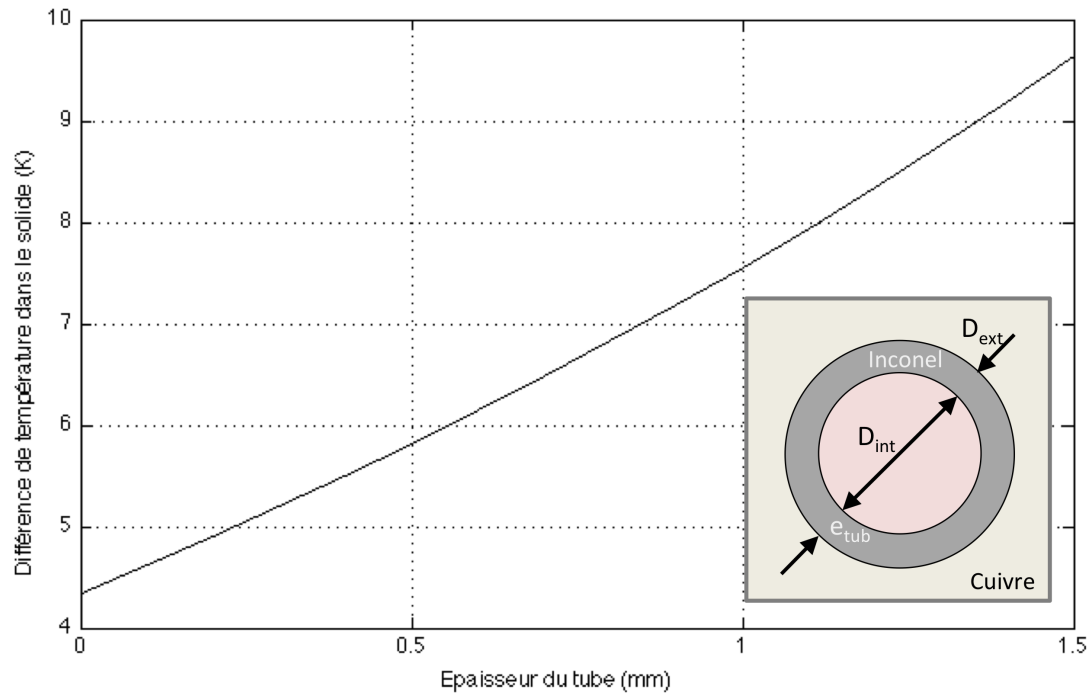


FIGURE 3.17 – Evolution de la différence de température dans l'échangeur pour une épaisseur e_p de tube en Inconel 625 comprise entre 0 et 1.5 mm. En bas, à droite, les dimensions d'un tube en Inconel.

Agencement des canaux

L'étape suivante est d'observer l'influence de la répartition des canaux à l'intérieur de l'échangeur pour optimiser les paramètres d'architecture internes. La première série de simulation se fait sous flux uniforme afin de poser les bases d'une comparaison ; puis les simulations seront menées sous flux réel. La structure interne de l'échangeur se caractérise par les paramètres suivants :

- Nombre de rangées de canaux (N)
- Nombre de canaux par rangée (linéaire et conditionnée par la raison r)
- Ecartement des canaux sur X_{ech} et Y_{ech}

Flux uniforme :

Un flux uniforme de 5 kW est imposé sur la surface supérieure de l'échangeur. On fait varier le nombre de lignes de $N=3$ à 6 et la raison de $r=4$ à 4. La figure 3.18 donne la variation de la différence de température dans l'échangeur en fonction de ces paramètres.

On note, sans surprise, que plus il y a de rangées, plus l'épaisseur de l'échangeur est grande et plus cette différence de température est grande. L'influence de la répartition des tubes sur la différence de température est nette : la différence augmente avec la raison. De plus, plus le nombre de rangées est grand plus la tendance s'accroît. Ce comportement s'explique par le fait

que dans la disposition optimale (raison négative), la première rangée est celle pour laquelle il y a le plus de canaux. Une grande partie du flux est alors absorbée par cette première rangée réduisant la puissance diffusée dans les étages suivants. Pour le cas $N=3$, l'ensemble réagit un peu différemment : la différence maximale est obtenue pour une raison nulle voir légèrement négative ; pour les grandes raisons négatives ou positives on a une diminution de la différence de température. Dans ce cas, l'alternance des canaux permet une meilleure transmission du flux à chacune des trois rangées comme le montre la figure 3.19 ; ici le sens d'évolution du nombre de canaux a peu d'influence.

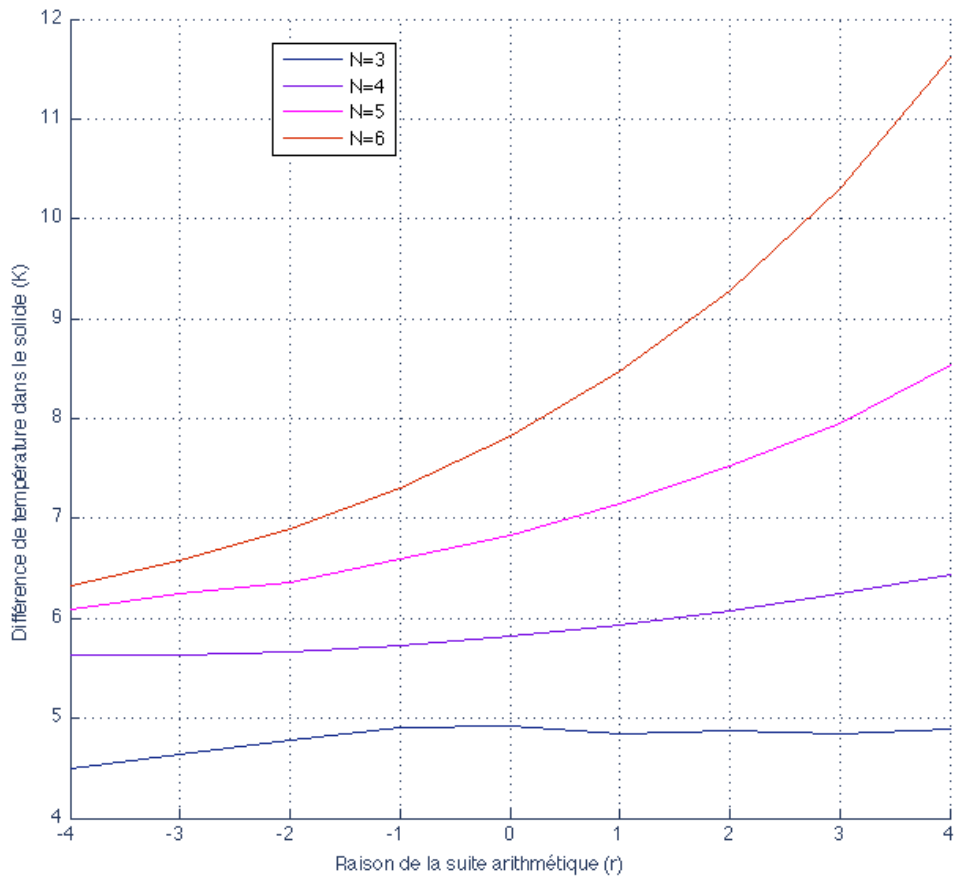


FIGURE 3.18 – Différence de température dans l'échangeur pour un nombre de rangées allant de 3 à 6 et une raison allant de -4 à 4 pour un flux uniforme.

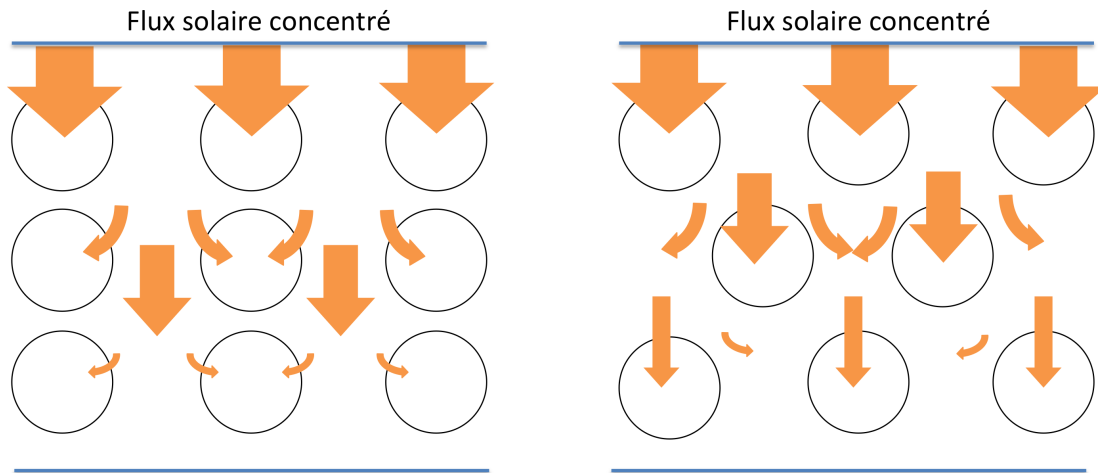


FIGURE 3.19 – Représentation schématique de la diffusion du flux thermique dans le cas d’une répartition régulière du nombre de canaux et d’une répartition alternée sur trois rangées.

Pour conclure, la géométrie optimale pour un flux uniforme, est un échangeur de trois rangées avec un nombre de canaux qui diminue à chaque rangée ; les cas à une ou deux rangées n’étant pas techniquement réalisables pour une surface irradiée de l’ordre de celle de la tache solaire. L’écartement sur y doit être minimum afin de réduire l’épaisseur de l’ensemble. On le prendra de 1 mm. Les dimensions extérieures de l’échangeur sont alors $X_{ech} \approx 15 \text{ cm}$ et $Y_{ech} \approx 1,5 \text{ cm}$. Cet échangeur sera appelé *’Echangeur optimal flux uniforme’*.

Flux gaussien :

Le flux gaussien utilisé en entrée est celui qui a été conditionné dans la partie optique. Il est pris ici équivalent à 5 kW afin d’être comparé au flux uniforme. Il a été conditionné sur une surface courbe pour une configuration optimale de rayon de courbure 5 cm et une section d’irradiation de diamètre 15 cm. Il nécessite un échangeur parallélépipédique équivalent long de 19 cm de centimètres (cf. figure 3.12b).

La méthode nodale 1D ne permet pas de travailler avec un flux continu et inhomogène comme condition limite. Il est donc nécessaire de discrétiser l’échangeur comme le flux le long de x en M éléments comme le montre la figure 3.20. Chaque élément est associé à une condition limite de type flux uniforme et l’ensemble reflète le comportement de l’échangeur sous un flux inhomogène. La conduction entre les éléments est négligée et on les considère comme se comportant thermiquement indépendamment les uns des autres.

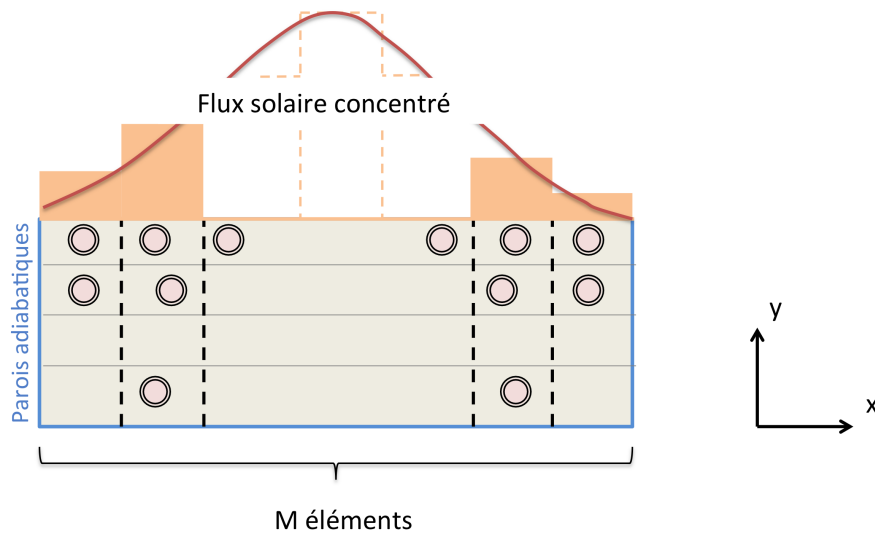


FIGURE 3.20 – *Discretisation de l'échangeur et du flux solaire concentré suivant x en M éléments.*

On fixe l'échangeur à trois rangées et fait varier la raison de $r=-4$ à 4 ¹¹. La figure 3.18 donne la variation de la différence de température dans l'échangeur en fonction de r .

Comme précédemment, le graphe 3.21 montre encore que la meilleure homogénéité est obtenue pour une raison négative maximale : si la différence est grande pour le centre de l'échangeur, lieu où le flux est maximal elle se réduit aux extrémités de celui-ci.

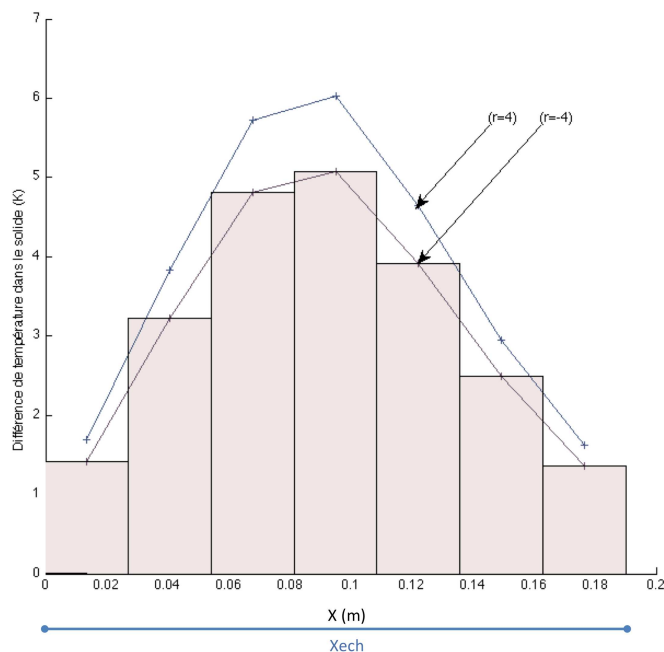


FIGURE 3.21 – *Différence de température dans l'échangeur pour une raison allant de -4 à 4 pour un flux gaussien et pour une discretisation de l'échangeur en 7 éléments.*

11. Seuls les cas $r=-4$ et $r=4$ sont présentés par soucis de clarté.

Pour conclure, la géométrie optimale pour ce flux gaussien, est un échangeur de trois rangées avec un nombre de canaux dégressifs comme pour le flux uniforme. Les dimensions extérieures de l'échangeur sont $X_{ech} \approx 20 \text{ cm}$ et $Y_{ech} \approx 1.5 \text{ cm}$. C'est échangeur sera appelé *Echangeur optimal flux gaussien*.

Puissance disponible à la paroi des canaux :

Après avoir observé la capacité des géométries à homogénéiser la température, nous allons étudier comment se répartit la puissance dans le faisceau de tubes. Quatre configurations vont être étudiées :

- un échangeur pour lequel $X_{ech} = Y_{ech}$ irradié de manière homogène sur ses quatre faces (cf. tableau 3.3, cas $X_{ech} = Y_{ech}$);
- un échangeur sous flux uniforme dont la structure interne des canaux suit une raison nulle mais dont les dimensions extérieures correspondent à celles de l'échangeur optimal flux uniforme (cf. tableau 3.3, cas flux uniforme $r=0$);
- l'échangeur optimal flux uniforme (cf. tableau 3.3, cas flux uniforme $r=opt.$);
- l'échangeur optimal flux gaussien (cf. tableau 3.3, cas flux gaussien $r=opt.$).

Les résultats sont donnés dans le tableau 3.3 en pourcentage moyen de puissance transmise par canal en fonction de sa rangée. D'abord, le bénéfice de l'optimisation se note dans les cas 'échangeur optimal flux uniforme' et 'échangeur optimal flux gaussien' avec une meilleure répartition des puissances que pour leur homologue non optimisé. L'homogénéisation de la répartition de la puissance par rapport au cas limite semble très satisfaisante. Ensuite, si l'échangeur optimal pour flux gaussien semble avoir une meilleure homogénéisation sur l'épaisseur, il faut quand même noter qu'il souffre d'une disparité sur sa largeur (X_{ech}) : le centre reçoit 10% de la puissance alors que les côtés 1%. En effet, les zones des coins inférieurs droit et gauche reçoivent peu voire pas de flux. Une solution serait d'adapter la forme de l'échangeur de manière à supprimer ces zones. Une autre solution serait de faire varier l'écartement des tubes sur X_{ech} de façon à densifier le nombre de canaux au centre et les raréfier sur les côtés.

Rangée	$X_{ech} = Y_{ech}$	flux uniforme $r=0$	flux uniforme $r=opt.$	flux gaussien $r=opt.$
première	39%	83%	58%	44%
rangée	11%	16%	26%	35%
dernière	39%	1%	16%	20%

TABLE 3.3 – *Puissance disponible à la paroi des canaux d'une rangée.*

Une étude de l'homogénéisation de la température de l'échangeur par le choix des structures matérielles et l'optimisation de ses paramètres géométriques a été menée pour deux cas : flux uniforme et non uniforme. Les performances atteintes sont relativement similaires en termes de différence de température dans le solide et dans les canaux ainsi que dans la distribution de puissances. Un échangeur optimal a été dimensionné pour travailler sous le flux gaussien ; il remplit le cahier des charges imposé par le projet.

3.3.3 Prototype 3D

L'échangeur optimisé se compose donc de 80 tubes en Inconel 625 de diamètre intérieur 3 mm, d'épaisseur de 0.5 mm et d'une longueur d'une vingtaine de centimètres pour un rayon de courbure de la calotte de 5 cm. Ses tubes se répartissent sur 3 rangées de manière dégressive, ce qui lui confère une épaisseur de l'ordre de 2 cm. L'ensemble du faisceau de tubes est noyé dans du cuivre pour assurer une bonne conductivité.

La difficulté est d'adapter cet optimum, issu d'une étude paramétrique, aux contraintes techniques d'intégration dans la boucle moteur. On rappelle que l'une des préconisations est d'éviter le changement de direction trop brusque des tubes et de favoriser des tubes de même longueur. Le bureau d'étude de l'IPNO a pris en charge la conception mécanique de l'échangeur. Dans cette optique, il est chargé de construire les maquettes numériques relatives aux différentes études mécaniques. Afin de respecter ces principes et dans l'optique d'évaluer la faisabilité de la mise en forme du faisceau de tubes, des maquettes composées de tubes en PVC souples ont été construites par le bureau d'étude de l'IPNO. Elles sont présentées sur la figure 3.22.

La maquette bicolore permet de mieux visualiser le chemin emprunté par les tubes suivant leurs positions de fixation aux interfaces. Ces maquettes mettent en évidence que les préconisations de répartition des canaux données par l'étude paramétrique sont difficiles à respecter : l'obtention d'un faible nombre de rangées de tubes n'est possible que dans la partie centrale.

La double courbure de la face irradiée (sur X_{ech} et sur Z_{ech}) donne une forme de calotte sphérique à l'échangeur. Les plans d'interface font un angle de 50° nécessaire à l'intégration dans la boucle moteur. Sa connexion avec la boucle moteur nécessite, en outre, des sections circulaires pour correspondre à celles du régénérateur et du buffer-tube. A propos de ces éléments, certaines incertitudes ne sont pas encore levées en matière d'influence des géométries sur le comportement de l'onde. Il semble néanmoins qu'il soit possible de prévoir une section elliptique plutôt que circulaire pour le cas du régénérateur¹². Afin de réduire le nombre de rangées de tubes, une forme 'haricot' a été imaginée aux extrémités de l'échangeur, compromis entre section circulaire

12. expérience IPNO et HEKYOM

et rectangulaire. Au final, il présente une épaisseur de trois rangées de tube en son centre. En revanche, le nombre de rangées augmente à huit aux extrémités.

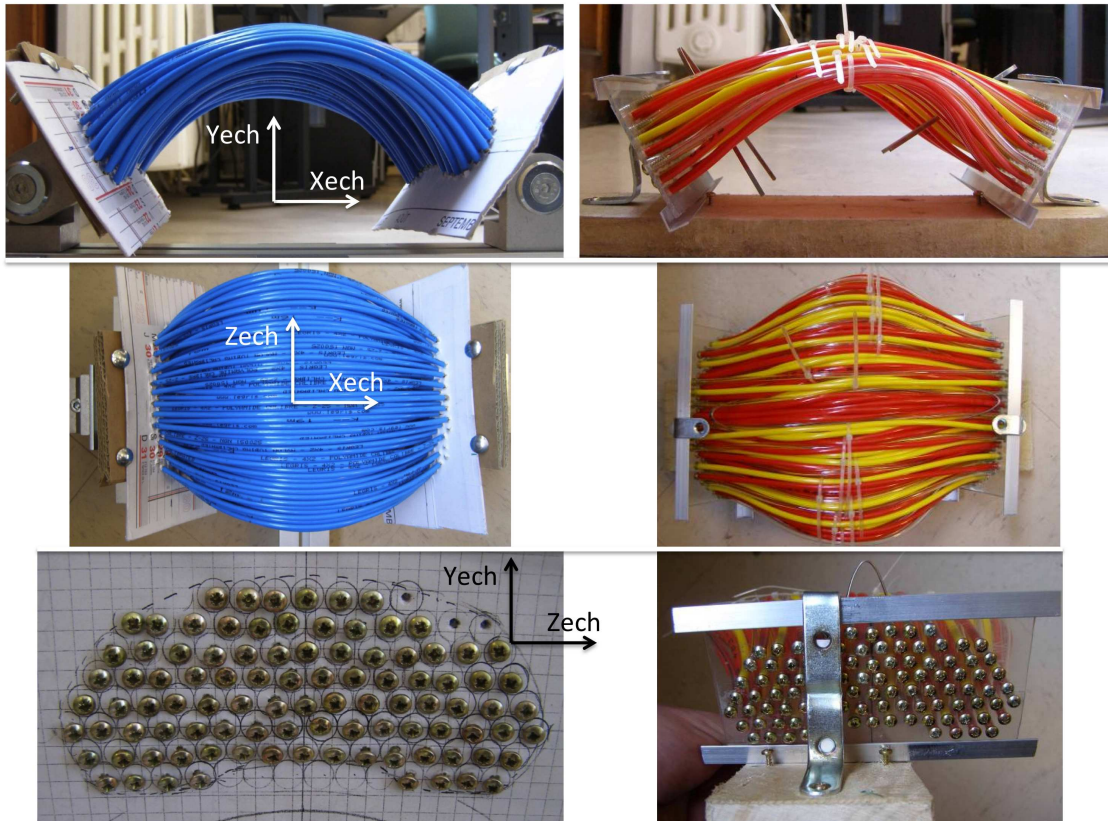


FIGURE 3.22 – Maquettes de la matrice tubulaire sous trois vues. La dernière vue donne la répartition des canaux à l'interface avec le reste du moteur.

L'étude de ces maquettes a amené à la construction numérique d'un prototype 3D. La géométrie finale 3D de l'échangeur est présentée figure 3.23. Elle est finalement composée de 84 tubes. Chacun des chemins empruntés par les tubes est calculé à la fois pour maintenir un écartement favorisant la diffusion de la chaleur dans le solide et pour respecter les préconisations d'homogénéité de longueur et de courbure. Il résulte en son centre une zone du vide où les tubes sont absents. Enfin, la maquette offre deux axes de symétries. La suite montrera que le mode de fabrication oriente fortement la géométrie de l'échangeur. Si la ductilité de l'Inconel 625 permet facilement de reproduire la courbure, la réalisation réelle ne permet pas de garantir l'écartement des tubes comme, nous le verrons dans le chapitre 5.

Les premières simulations numériques du prototype 3D ont permis de qualifier les écarts, sur le comportement thermique simulé, induit par les concessions de réalisation. Elles ont été menées avec le code industriel ABAQUS¹³. Elles ont été réalisées avec des conditions un peu

13. ABAQUS est un progiciel de calcul par éléments finis développé par ABAQUS et racheté depuis 2005 par DASSAULT SYSTÈMES sous le nom de SIMULIA

différentes de celles utilisées jusqu'alors : les matériaux utilisés sont un alliage de nickel pour les tubes et l'argent comme matériau conducteur pour la matrice (conductivités thermiques : $k_{Inc} = 70 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour le nickel, $k_{Ag} = 240\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour l'argent). La face concave de l'échangeur est irradiée par la même distribution gaussienne issue des données cartographiques que le modèle 2D mais interpolé en 3D. La puissance irradiée introduite est de 15 kW (cf. figure 3.23). Les autres surfaces de l'échangeur sont considérées comme adiabatiques.

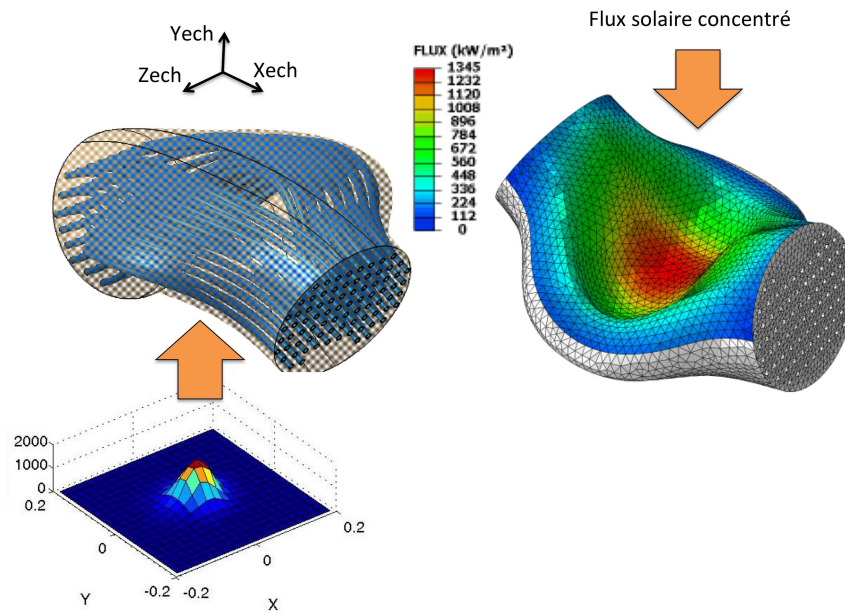


FIGURE 3.23 – Prototype numérique de l'échangeur avec sens d'irradiation.

On ne retiendra pas les valeurs proprement dites des températures mais les tendances de répartition qui mettent en avant les défauts de la géométrie. Le champ de température obtenu dans l'échangeur est présenté sur les figures 3.24. L'écart de température est estimé à 123 °C (avec $T^{\circ}\text{max} = 825 \text{ °C}$) au sein de l'échangeur et à 77 °C au niveau de la matrice tubulaire (avec $T^{\circ}\text{max} = 779 \text{ °C}$). Les résultats révèlent une grande disparité en température entre les différentes parties de l'échangeur. Les zones proches des jonctions avec le reste du système sont beaucoup plus froides en raison de la forte épaisseur et de la faible intensité du flux incident. Au centre de la maquette, on note une zone chaude engendrée par une forte concentration du flux et une absence d'évacuation de chaleur par convection forcée c(zone vide de tube). Si on néglige ces zones singulières, la différence de température chute dans le reste du corps de l'échangeur à 53 °C dans la matrice de tube et 25°C dans la longueur des tubes. On a donc un déséquilibre entre une zone trop chaude au centre qui ne peut pas évacuer le haut flux central et des zones plus froides sur les côtés ne recevant que peu ou pas de flux. L'intérêt d'un rétro-éclairage par le fond

d'une cavité pour éclairer les zones 'froides', par réflexion, et ainsi homogénéiser la température de l'échangeur, est ici mis en évidence. Cette solution est évaluée en fin de chapitre.

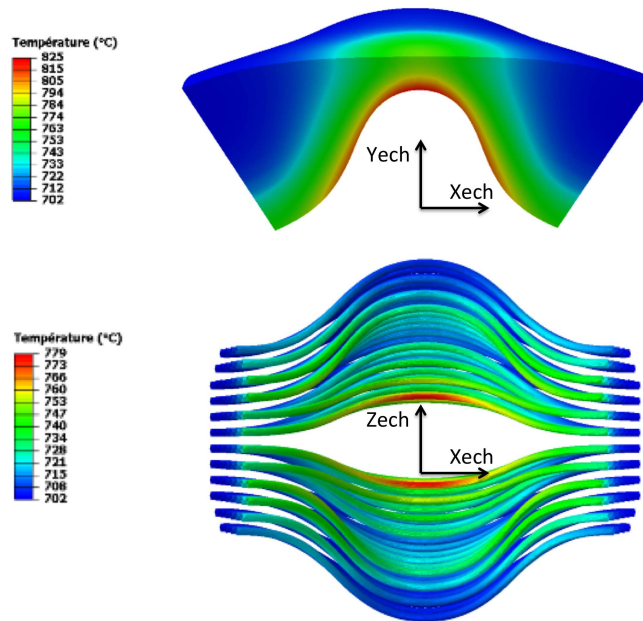


FIGURE 3.24 – Résultats des simulations sur l'échangeur pour un flux irradié non uniforme équivalent à 15 kW.

3.4 Étude de la cavité

Les hautes températures atteintes par l'échangeur, présagent de larges pertes par rayonnement. En effet, d'après la loi de Stephan Boltzman, les pertes par rayonnement par unité de surface sont quadratiquement proportionnelles à la température.

La figure 3.25 donne la répartition des pertes thermiques pour une température de la surface irradiée de l'échangeur de 1000 K, cas idéal où il se trouve à la température du fluide.¹⁴ Les pertes par débordement sont faibles vu que l'échangeur a une surface de l'ordre de la taille de la tache solaire, tout comme celles par conducto-convection. Le rayonnement est à l'origine de la majeure partie de ces pertes.

¹⁴. Ce calcul est réalisé à l'aide du code exposé ci-après.

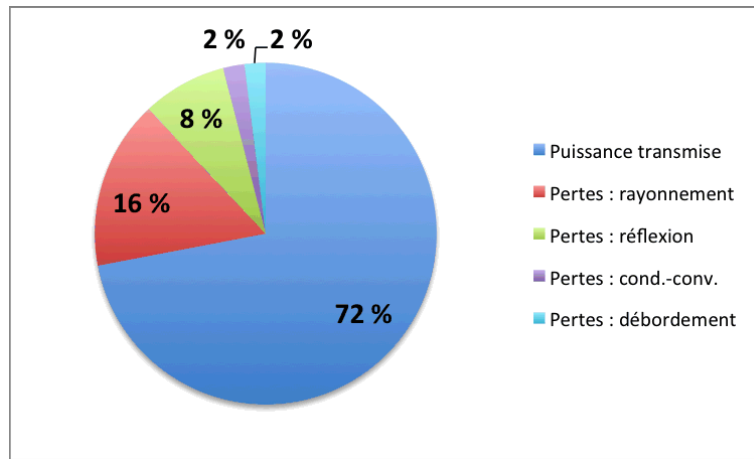


FIGURE 3.25 – Répartition des pertes thermiques dans un échangeur à 1000 K sans cavité.

Il est donc intéressant d'introduire, autour de l'échangeur, une cavité pour 'piéger' le rayonnement dans son enceinte et limiter les pertes associées. Afin d'optimiser ses paramètres géométriques et ainsi évaluer le gain de cet ajout sur le rendement global, un modèle numérique simulant le comportement thermique de l'ensemble récepteur, cavité et échangeur, a été mis en place.

3.4.1 Modèle numérique

Ce modèle s'inspire du modèle thermique nodale du récepteur solaire d'un système de Stirling extrait des travaux de thèse de NEPVEU [50].

Le récepteur solaire est discrétisé en éléments. Chaque élément correspond à une unité de matériau et à une géométrie simple. La figure 3.26 donne la discrétisation du système. La cavité est prise, dans un premier temps, comme un cylindre percé d'une ouverture circulaire dans l'une de ses faces (diaphragme). Elle est composée de 4 éléments : son ouverture, le diaphragme, ses parois et son fond. L'échangeur est l'échangeur 2D présenté au paragraphe 3.3.

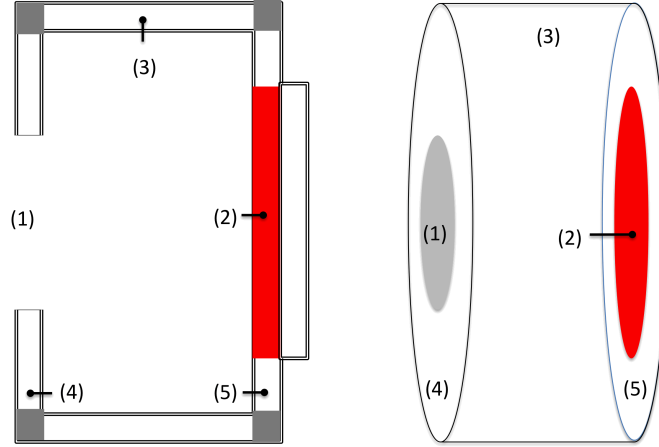


FIGURE 3.26 – *Discretisation de la cavité cylindrique. (1) Ouverture; (2) Echangeur chaud; (3) Paroi; (4) Diaphragme; (5) Fond.*

L'ouverture de la cavité est considérée comme un corps noir à une température égale à celle de l'air ambiant. Pour chaque élément i du modèle, un bilan thermique est fait. Il correspond à la somme de l'énergie reçue moins la somme de l'énergie transmise ou perdue.

$$\Phi_i = \phi_i^s - \phi_i^{cc} - \phi_i^{conv} - \phi_i^{rad} - \phi_i^{refl} - \phi_i^{gaz} \quad (3.19)$$

Avec Φ_i , bilan de puissance sur i , ϕ_i^s , puissance solaire incidente, ϕ_i^{cc} , pertes par conduction-convection par les parois du récepteur, ϕ_i^{conv} , perte par convection naturelle par l'ouverture de la cavité, ϕ_i^{rad} , puissance rayonnée, ϕ_i^{refl} puissance réfléchie et ϕ_i^{gaz} puissance transmise au gaz.

Les pertes énergétiques sont la somme de tous les flux sortant du récepteur. Ce qui revient à faire un bilan thermique sur le domaine 'Ambiant'.

$$\Phi^{pertes} = \sum \phi_{amb}^{conv} + \sum \phi_{amb}^{cc} + \phi_{amb}^{rad} - \phi_{amb}^{refl} \quad (3.20)$$

Trois types de transferts sont modélisés :

Le rayonnement

Le spectre du rayonnement solaire est proche de celui d'un corps noir à 5770 K et l'énergie est rayonnée à 98 % entre 0,25 et 4 μm de longueur d'onde. Cet intervalle se divise en trois domaines : l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge. Le visible et l'infrarouge totalisent quasiment l'intégralité de l'énergie émise par le soleil.

Le comportement radiatif de chaque élément du récepteur est traduit par leur propension

à absorber, transmettre et émettre un flux. Ces propriétés sont directement lié au matériau mais aussi au domaine de longueur d'onde considéré. Afin de prendre en compte cette influence, nous avons distingué deux bandes spectrales. La première, pour $\lambda < 3\mu m$, correspond à la bande spectrale dans laquelle est émise la majorité du rayonnement solaire ; c'est le domaine de la réflexion optique. La seconde, pour $\lambda > 3\mu m$, est la bande spectrale du rayonnement thermique émis par un corps noir à une température de l'ordre de 1050 K ; c'est le domaine du rayonnement thermique. A l'intérieur de chacune de ces bandes spectrales, les surfaces sont considérées comme grises, ce qui permet de négliger l'influence de la longueur d'onde dans le comportement radiatif. Sur le spectre complet, les surfaces sont considérées comme opaques afin de négliger la transmission. Elles sont aussi prises diffuses pour considérer une réflexion isotrope. Ces hypothèses permettent de simplifier grandement le modèle thermique. Elles peuvent être considérées comme vraies pour les céramiques et pour une surface du cuivre oxydée.

Dans une enceinte constituée de surfaces grises apparaissent des multi-réflexions. Afin de modéliser ce problème complexe, la notion de radiosité est utilisée. La radiosité de la surface est la somme du flux émis propre et du flux réfléchi par unité de surface. Ce qui permet d'écrire pour les surfaces opaque i , l'équation 3.4.1 du flux net en fonction de l'émittance et de la radiosité.

$$J_i = \epsilon_i M_i^0 + \rho_i E_i \quad (3.21)$$

$$\Phi_i^r = \frac{\epsilon_i}{\rho_i} (M_i^0 - J_i) S_i \quad (3.22)$$

Avec J_i , la radiosité, M_i^0 , l'émittance, $E_i = \frac{d\phi}{dS}$, l'éclairement, ϵ_i , l'émissivité et ρ_i , la réflectivité de la surface S_i .

Le bilan de radiosité est appliqué au récepteur solaire. Dans la bande spectrale du rayonnement solaire ($\lambda < 3\mu m$), la radiosité est égale au flux solaire réfléchi par la surface i dans lequel intervient le flux estimé à partir des valeurs de flux calculées par SOLTRACE. Dans la seconde bande spectrale, la radiosité est construite à partir des émittances et de la réflexion des flux émis par les autres surfaces.

Au final, on a :

Domaine du rayonnement solaire $\lambda < 3\mu m$

$$J_i^s = \rho_i^s \left(\phi_i^s + \sum_{j=1}^N F_{ij} J_j^s \right) \quad (3.23)$$

$$\Phi_i^{refl} = S_i \left(J_i^s - \phi_i^s - \sum_{j=1}^N F_{ij} J_j^s \right) \quad (3.24)$$

Domaine du rayonnement thermique $\lambda > 3\mu m$

$$J_i^k = \epsilon_i \sigma T_i^4 + \rho_i^{th} \left(\sum_{j=1}^N F_{ij} J_j^k \right) \quad (3.25)$$

$$\Phi_i^{rad} = S_i \left(J_i^k - \phi_i^s - \sum_{j=1}^N F_{ij} J_j^k \right) \quad (3.26)$$

Avec T_i , température de la surface i .

Afin de quantifier la contribution aux transferts de chaleur d'une surface l'une par rapport à l'autre, les flux sont pondérés par un facteur de forme F_{ij} . Ce facteur de forme représente la fraction de surface S_i vue par une surface S_j comme le montre la figure 3.27 et l'expression 3.27. C'est la fraction du flux radiatif total hémisphérique de la surface S_i qui atteint S_j . Les facteurs de formes de la plupart des géométries ont déjà été calculées [34] [33].

$$F_{ij} = \frac{1}{S_i} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{dS_i dS_j \cos(\theta_i) \cos(\theta_j)}{\pi l^2} \quad (3.27)$$

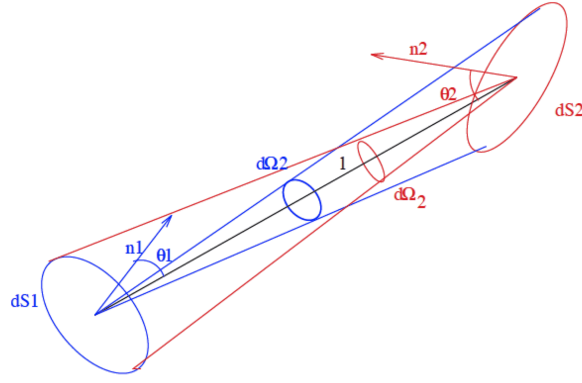


FIGURE 3.27 – Angles solides entre deux surfaces orientée.

Convection forcée dans l'échangeur

La convection forcée dans l'échangeur h_{gaz} est régie par le coefficient de transfert thermique thermoacoustique défini dans le chapitre 2. Il est dépendant des paramètres de l'onde acoustique et donc de l'écoulement mais aussi du gaz.

$$\phi^{gaz} = h_{gaz} S_{gaz} (T_i - T_{gaz}) \quad (3.28)$$

Avec T_i , température de la surface i , T_{gaz} , température du gaz et S_{gaz} , surface interne de l'échangeur en contact avec le gaz.

Pertes conducto-convectives

Deux convections sont à considérer :

- A l'extérieur de la cavité où, la convection naturelle et les effets du vent évacuent la chaleur de sa surface ;
- A l'ouverture de la cavité.

On rappelle ici que la convection naturelle est la mise en mouvement d'un fluide soumis à un gradient de température. En effet, le gradient de température modifie localement la masse volumique du fluide et par l'effet de poussée d'Archimède les masses sont misent en mouvement et évacuent la chaleur de la couche limite. On comprend donc qu'elle est dépendante du sens et de la direction du gradient et donc dans notre cas de l'inclinaison de la cavité. De nombreux travaux permettent d'estimer un coefficient de convection naturel entre les parois d'une cavité ouverte en fonction de l'inclinaison de celle-ci. *Paitoonsurikarn* [53] fait une revue des principaux travaux sur ce thème et les compare au moyen d'un modèle numérique. D'autres travaux traitent de l'effet de la convection forcée du vent toujours suivant l'inclinaison. L'intégration de ces corrélations en fonction de l'angle d'inclinaison de la cavité pourra faire l'objet de travaux ultérieurs.

Dans notre cas nous prendront un coefficient de $h_{cav} = 3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour l'ouverture de la cavité et un coefficient de $h_{amb} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour la convection au niveau des parois afin de prendre en compte les effets du vents. Pour chaque élément i constituant la cavité, les pertes conducto-convectives peuvent s'écrire ainsi :

$$\phi_i^{cc} = \frac{T_i - T_{amb}}{Rk_i} \quad (3.29)$$

La résistance thermique s'écrit comme la composition de résistances dues à la traversée de l'isolant par la chaleur et de la couche limite thermique :

$$Rk_i = \frac{e_{Isol}}{k_{Isol}S_i} + \frac{1}{h_{amb}S_i^{amb}} \quad (3.30)$$

Pour chaque élément i , ces échanges convectifs avec l'ouverture de la cavité peuvent s'écrire :

$$\phi_i^{conv} = h_{cav}S_i(T_i - T_{amb}) \quad (3.31)$$

Principe de la méthode numérique et algorithmme de convergence

Le modèle s'appuie sur le principe d'une méthode nodale. Un bilan thermique est effectué sur chaque nœud-élément. La présence du rayonnement (terme en σT^4) dans les équations introduit une non linéarité. Il est alors nécessaire de choisir une méthode itérative pour résoudre le problème. Une première étape du programme consiste à initialiser les températures des éléments ($T_{i_{it}}$) ce qui permet de calculer le champ radiatif et les autres transferts thermiques. Un bilan est fait sur chaque élément qui s'avère plus ou moins juste suivant l'écart du choix des températures initiales avec la température réelle. Une correction est alors appliquée à la température de chaque élément en fonction de l'écart du bilan avec la valeur nulle. Cette température est prise comme nouvelle température initiale de la boucle itérative suivante et ainsi de suite jusqu'à ce que la température se stabilise autour d'une valeur définie par le critère de convergence. La figure 3.28 montre un exemple de stabilisation de la température de l'échangeur suivant le nombre d'itérations. Cette démarche est illustrée par les équations suivantes :

$$T_{i_{it+1}} = T_{i_{it}} + \xi \Phi_i \quad (3.32)$$

Si $|T_{i_{it+1}} - T_{i_{it}}| < Crit$ alors $T_i = T_{i_{it}}$

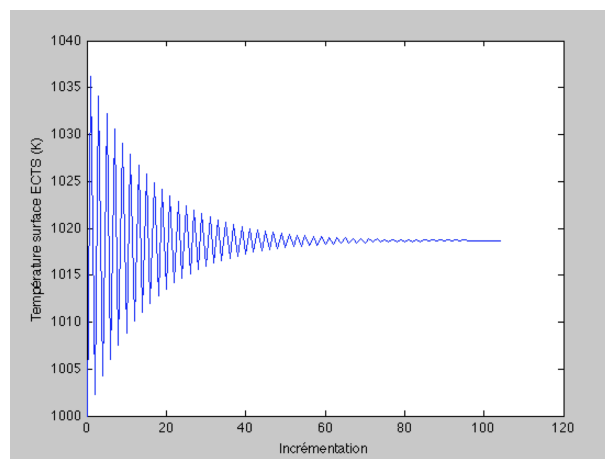


FIGURE 3.28 – *Stabilisation de la température de l'échangeur chaud (ici T_{ECTS}) par rapport au nombre d'incrémentations.*

3.4.2 Structure matérielle

Aujourd'hui, les céramiques sont les isolants les mieux adaptés pour l'élaboration d'une cavité. Elles permettent d'éviter le refroidissement actif à l'eau, utilisé pour les anciennes cavités en métal et qui entraîne une perte d'efficacité. Pour exemple, le système Stirling auquel était affecté le concentrateur optique, avant notre projet, a bénéficié d'un changement de revêtement de cavité, du métal refroidi à la céramique, ce qui a permis d'augmenter spectaculairement son rendement de 40% [50]. La céramique présélectionnée pour ses propriétés thermiques est du MAFTECTM 15 de masse volumique de $128\text{kg}/\text{m}^3$.

Sa température maximale d'utilisation est de 1600°C et elle est peu sensible aux chocs thermiques. Sa conductivité est de $0.24\text{ W}/\text{mK}$ à 700 K et sa capacité thermique est de $1250\text{ J}/\text{kg.K}$ à 1090 K , ce qui permet d'espérer un gain sur l'inertie thermique du récepteur. Elle est de couleur blanche ce qui favorise la réflexion du rayonnement dans le domaine du visible. Sa souplesse permet de faciliter l'installation sur la structure. Enfin, comme les autres céramiques, elle est résistante à l'humidité.

3.4.3 Structure géométrique

La géométrie de la cavité affecte la distribution du flux dans son volume interne [70]. Elle peut donc privilégier le transfert de l'énergie plutôt que le rayonnement vers l'extérieur par exemple. La surface de l'échangeur se situe 10 cm derrière le plan focal. L'ouverture de la cavité est choisie au plan focal, lieu où la tache solaire est la plus petite, afin de réduire l'ouverture au minimum dans le but de faire tendre la géométrie vers un corps noir.

15. Données www.thermalceramics.com

La figure 3.29 donne pour deux niveaux de puissance incidente et plusieurs diamètres d'ouverture de la cavité, la puissance captée par une surface de 15 cm de diamètre placée 10 cm derrière le plan focal. Plus le diamètre d'ouverture est grand, plus grande est la puissance captée. On note cependant que si une ouverture infinie permet de capter 98 % des 5 kW, elle permet d'intercepter seulement 90% des 10 kW. Cela tient au fait que la surface a été dimensionnée pour 5 kW au début de ce chapitre, elle est donc sous dimensionnée pour la taille de la tache solaire correspondant à 10 kW de puissance incidente. Pour un diamètre d'ouverture de 10 cm il est possible de faire entrer dans la cavité 80 % de l'énergie incidente dans les deux cas et pour un diamètre de 15 cm il est possible de faire entrer dans la cavité 90 %. Ce sont les valeurs limites d'ouverture pour nos simulations.

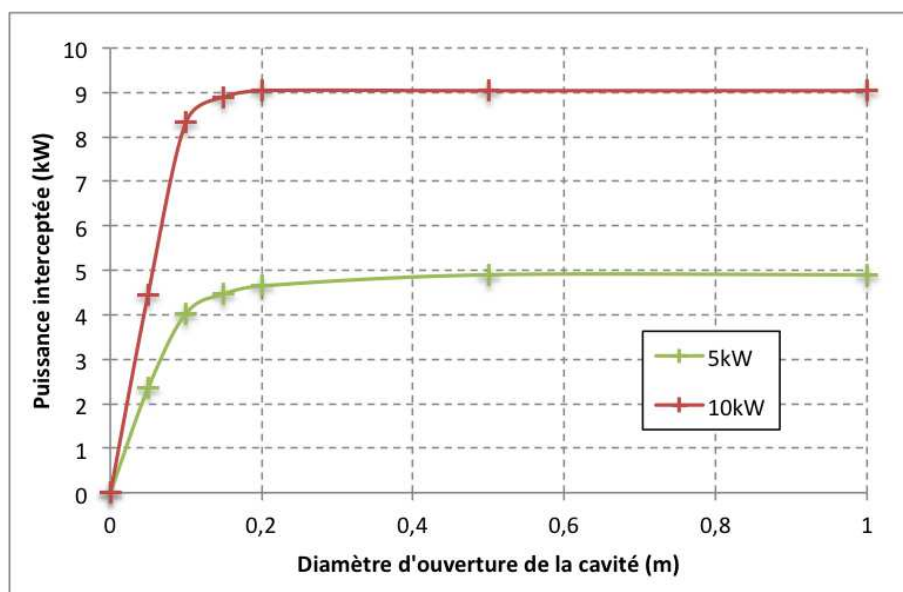


FIGURE 3.29 – Puissance interceptée par une surface de 15 cm de diamètre placée 10 cm derrière le plan focal pour des plusieurs ouvertures de cavité et pour des puissances incidentes de 5 et 10 kW.

On s'intéresse maintenant à la réduction des pertes engendrée par l'ajout d'une cavité. Pour ce faire deux géométries ont été testées. La première est une géométrie cylindrique comme celle de la figure 3.26. La seconde est une cavité conique comme le montre la figure 3.30. La figure 3.31 présente le rendement global¹⁶ obtenu avec ces deux géométries pour plusieurs diamètres d'ouverture. On note que pour un diamètre de 15 cm, les deux géométries sont dans un cas limite correspondant à une cavité cylindrique sans diaphragme. Les deux courbes présentent un optimum pour 12-13 cm de diamètre mais c'est la cavité cylindrique qui permet d'atteindre le meilleur rendement quel que soit le diamètre d'ouverture. Cet optimum est vraisemblablement

¹⁶. Le rendement global η_t correspond à la puissance transmise au fluide de travail Φ_{trans} sur la puissance transmise par le concentrateur au récepteur Φ_s

issu de l'effet du diaphragme de l'ouverture qui permet de limiter le rayonnement de la surface irradiée vers l'extérieur.

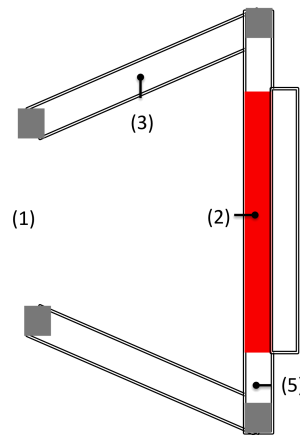


FIGURE 3.30 – *Discrétisation de la cavité conique. (1) Ouverture; (2) Echangeur chaud; (3) Paroi; (5) Fond.*

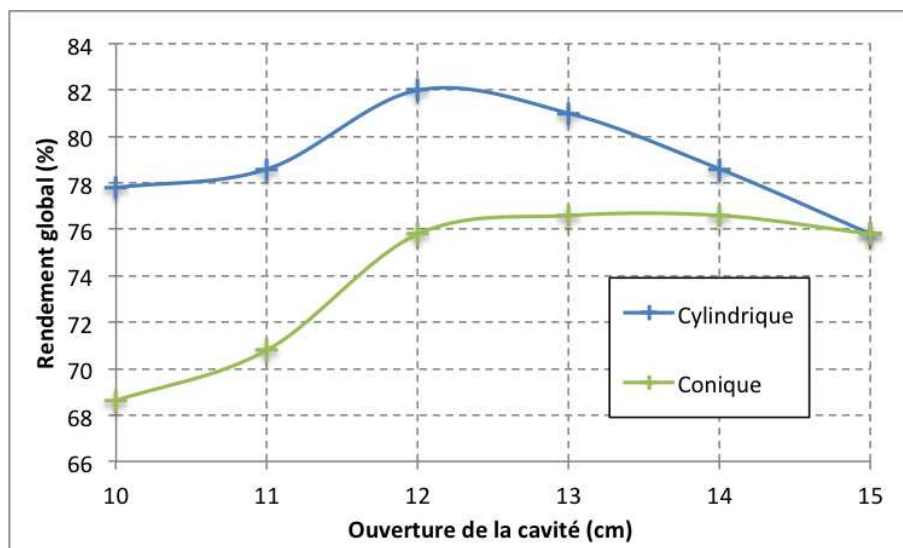


FIGURE 3.31 – *Rendement global du récepteur pour une cavité conique et une cavité cylindrique pour des diamètres d'ouverture de 10 cm à 15 cm.*

3.4.4 Répartition des pertes thermiques

L'évaluation de la répartition des pertes est faite pour l'échangeur au fond de la cavité optimisée; elle est donnée figure 3.32. Pour le cas le plus favorable, une cavité cylindrique avec une ouverture de cavité de 12 cm, nous notons une nette diminution des pertes par rayonnement de 16% à 4% et une amélioration du rendement de l'échangeur qui passe de 72% à 82% contre balancée par l'augmentation des pertes par débordement qui deviennent significatives en passant

de 2% à 12%. Par contre, il n'y a pas d'évolution particulière des pertes par conducto-convection qui restent faibles. Bien que le flux ait été conditionné pour une surface courbe, les facteurs de formes choisis pour simplifier la modélisation considèrent la surface irradiée de l'échangeur comme plane. Elle offre donc un plan rayonnant directement vers l'ouverture de la cavité ; la modélisation est donc pessimiste sur cet aspect. L'échangeur réel, avec son rayon de courbure, devrait favoriser le rayonnement et la réflexion à l'intérieur de la cavité. Dans ce cas, l'utilité d'une cavité conique pourrait être plus significative. Une perspective est donc d'introduire la forme réelle de l'échangeur en adaptant les facteurs de formes du modèle.

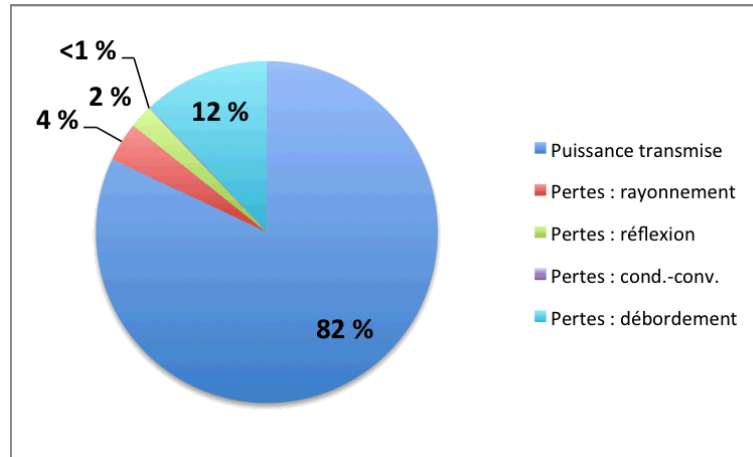


FIGURE 3.32 – Répartition des pertes thermiques dans l'échangeur avec une cavité optimisée (cylindrique ; ouverture de diamètre 12 cm).

3.4.5 Etude de la réflexion par le fond de la cavité

Nous avons vu que le champ de température dans le corps de l'échangeur obtenu avec le prototype 3D reste inhomogène. Afin de réduire les inégalités de flux induites par la distribution gaussienne, l'échangeur est percé en son centre, zone soumise à la plus forte densité de flux. Cette nouvelle géométrie favorise d'abord l'homogénéité du flux sur la face irradiée de l'échangeur et elle permet ensuite d'utiliser une partie de ce flux pour un rétro-éclairage sur le fond de la cavité. Des simulations ont été effectuées avec une ouverture au centre de l'échangeur d'un diamètre de 40 mm (cf. figure 3.33). Une optimisation de la forme du fond de la cavité a été menée selon les lois de l'optique dans le but d'irradier préférentiellement les surfaces les plus froides de l'échangeur comme le montre le schéma simplifié en coupe, figure 3.34. A droite de la figure est présenté le modèle numérique en vue isométrique utilisé pour les calculs. Le volume arrière est considéré dans le modèle numérique comme une cavité rayonnante fermée, avec l'hypothèse d'une émission

diffuse¹⁷. Les valeurs des émissivités prises en compte sont les suivantes : 0.4 pour l'échangeur, 0.6 pour le fond de cavité et 0 pour la surface de passage du flux incident au niveau de l'ouverture circulaire. La maquette complète possède deux plans de symétries. Pour cette raison le modèle est réduit à un quart afin de gagner en temps de calcul.

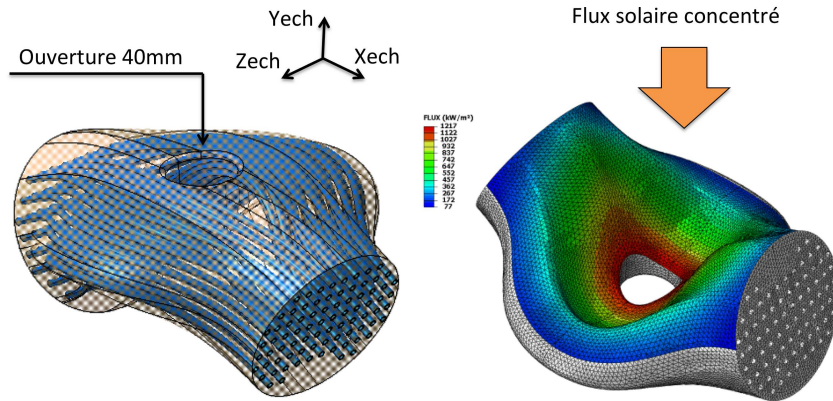


FIGURE 3.33 – Prototype numérique de l'échangeur avec l'ouverture de 40 mm en son centre. Ce sens d'irradiation est donné par la flèche orange.

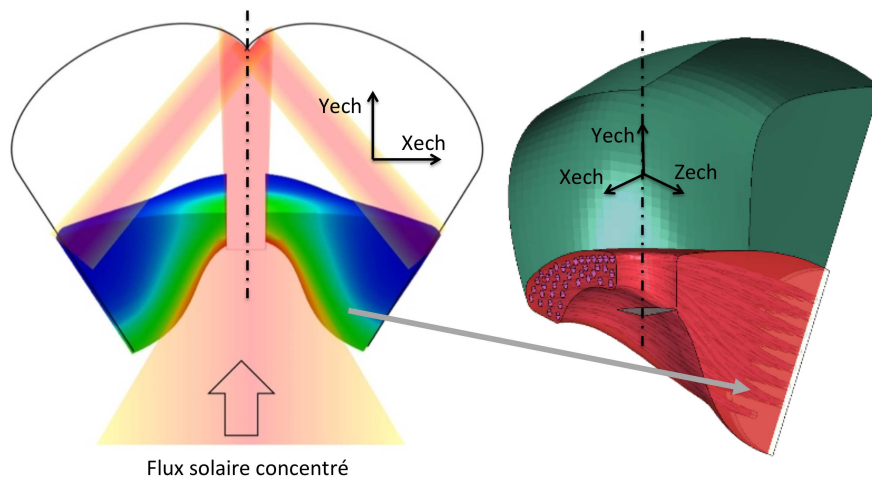


FIGURE 3.34 – Modèle numérique de l'ensemble échangeur, fond de cavité et ouverture pour calculs de réflexion arrière.

La figure 3.35 donne le champ de température de la surface de l'échangeur en vis-à-vis du

¹⁷. Le logiciel de calcul numérique utilisé, ABAQUS ne permet pas de prendre en compte le rayonnement spéculaire.

fond de la cavité. A gauche le champ de température de la surface de l'échangeur non rétro-éclairé et à droite, la température de la surface de l'échangeur rétro-éclairée. Ces dispositions ont permis de réduire la température globale de l'échangeur de 15°C et d'augmenter celle des zones ciblées de 5°C (Figure 9). L'homogénéisation en température a été élevée de 12 %. On note que la zone chaude est bien plus large que l'ouverture percée de 40mm. Une perspective serait de tester plusieurs tailles et géométries d'ouverture.

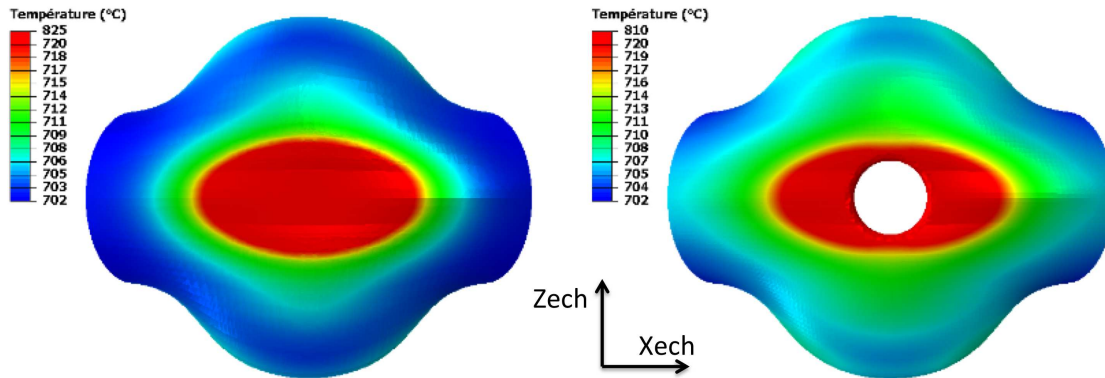


FIGURE 3.35 – Résultats des simulations thermiques de l'échangeur pour solution avec et sans réflexion arrière. Vue de la face de l'échangeur regardant le fond de la cavité.

3.5 Validation modèle nodal

La validation du modèle nodal 2D est faite à partir des simulations 3D effectuées avec un code industriel ABAQUS. Les simulations ont été menées sous les mêmes conditions de flux, de matériaux et de géométries que l'étude nodale. C'est à dire pour un flux incident de 5 kW, pour un échangeur composé de cuivre et d'Inconel 625 et une cavité composée d'une épaisseur de 2 cm de MAFTECTM. La température du gaz dans les tubes est prise égale à 700 °C. Les différences principales de la géométrie 2D par rapport à la géométrie 3D sont les suivantes :

- la géométrie de l'échangeur est un pavé de masse équivalent à l'échangeur 3D ;
- l'épaisseur de l'échangeur est de 3 rangées de tubes ;
- le fond de l'échangeur est en contact avec la cavité ;
- l'échangeur n'est pas en liaison avec les brides (dans la géométrie 3D l'échangeur est en liaison avec des brides, elles-mêmes en contact avec la cavité et assurant la transition avec l'extérieur.).

Les cartographies 2D et 3D de la température dans le corps de l'échangeur et de la puissance dans les tubes sont données figure 3.36. Pour la puissance, trois tubes types sont observés : celui

qui reçoit le plus de puissance, celui qui en reçoit le moins et un tube intermédiaire. Le code 2D permet d'accéder seulement à la température moyenne dans la cavité qui est de 784 °C alors qu'elle est de 740 °C pour les simulations 3D. Pour la géométrie 2D, la puissance transmise est de 88 % alors qu'elle est de 86 % pour la géométrie 3D. Les pertes par rayonnement thermique et réflexion sont respectivement de 11 % (8 % pour le rayonnement thermique et 3,1 % pour la réflexion) et de 8 %. Les pertes par conducto-convection sont de 6 % et 0,3 %. Dans le cas du modèle 2D une distinction est faite entre les pertes par rayonnement thermique et celles par réflexion. Il semblerait que des pertes plus importantes par réflexion pour la géométrie 2D puissent s'expliquer par le fait que la surface irradiée de l'échangeur est considérée comme plane. Elle offre ainsi une plus grande fraction 'visible' par l'ouverture et favorise donc le rayonnement vers l'extérieur. Une voie d'amélioration serait donc de courber virtuellement cette surface par l'utilisation de facteurs de forme adaptés. L'écart sur les pertes conducto-convectives peut s'expliquer par la présence d'un pont thermique vers l'extérieur engendré par la liaison avec les brides dans le cas 3D.

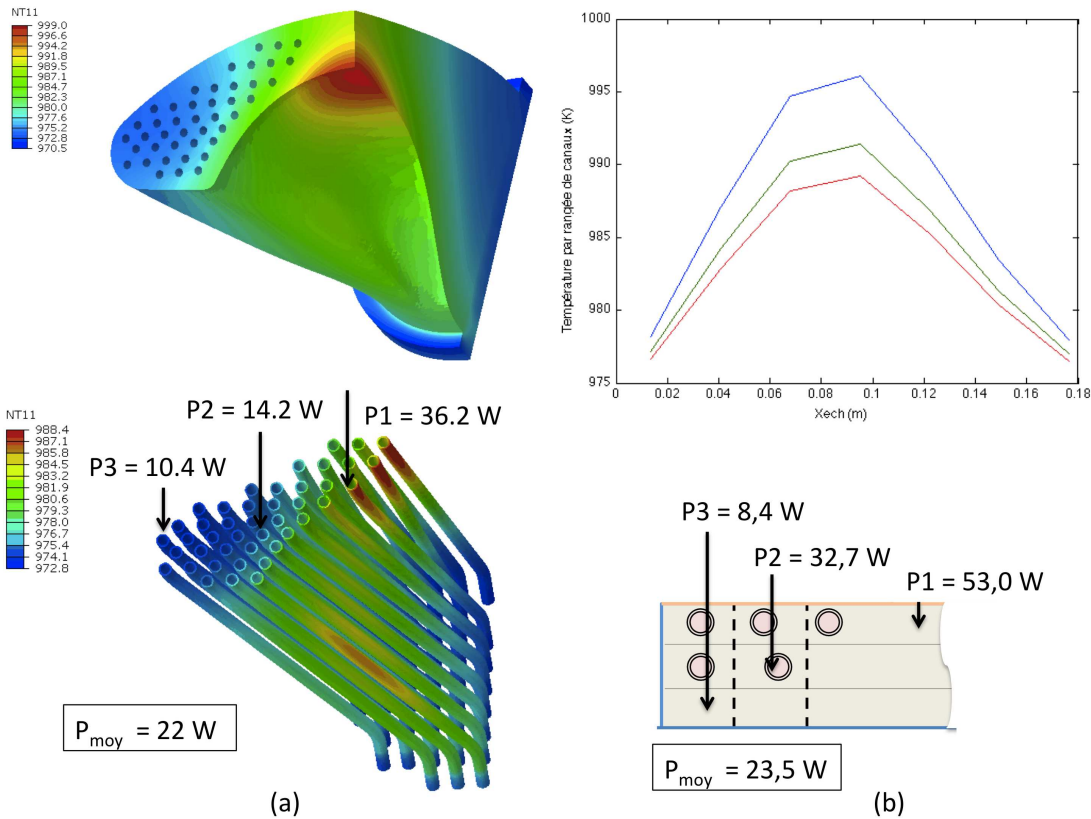


FIGURE 3.36 – Cartographies 3D (a) et 2D (b) de la température dans le corps de l'échangeur (en haut) et de la puissance dans les tubes (en bas).

Ces simulations ont été menées avec les conditions stationnaires d'utilisation de l'échangeur. Si la différence de température dans le solide est de 30 °C et respecte le cahier des charges, celle

sur l'intérieur d'un même tube dépasse les préconisations : environ 13 °C.

3.6 Conclusion

Dans cette partie plusieurs axes de dimensionnement ont été dégagés : l'importance d'irradier une surface courbe pour homogénéiser optiquement le flux, tout comme celle de placer cette surface en arrière du plan focal afin de réduire les pics de flux. Ces deux conditions permettent déjà une homogénéisation du flux de 72 %. Ensuite, l'influence de la structure matérielle et de la géométrie sur la diffusion thermique dans le corps de l'échangeur a été montrée, tout comme l'utilité de la cavité pour réduire les pertes par rayonnement. L'énergie transmise est de l'ordre de 82% suivant les configurations.

Cependant dans la phase d'étude paramétrique du prototype numérique, les solutions proposées se sont avérées difficiles à appliquer pour des raisons d'intégration à la boucle moteur. Les résultats se sont montrés décevants même après l'essai en rétro-éclairage. En effet, les résultats obtenus, s'ils sont relativement proches des attentes : une différence de 30 K dans le corps de l'échangeur et de 13 K à l'intérieur d'un même tube, ne donnent pas la répartition homogène en puissance attendue. Néanmoins des pistes pour l'amélioration du modèle et du prototype laissent penser qu'après une étude complémentaire les objectifs imposés par le cahier des charges devraient être atteints. Les axes dégagés par l'étude pourront faire l'objet d'applications pour d'autres domaines ayant moins d'exigences en terme d'intégration.

Chapitre 4

Réponse thermique du récepteur à la variation temporelle du DNI

La ressource solaire, comme la plupart des énergies renouvelables, est dépendante de son environnement. En plus des cycles de variation à grandes échelles temporelles comme les cycles saisonniers et l'alternance jour / nuit, les conditions climatiques affectent fortement la régularité et l'intensité de l'irradiation solaire. Si les alternances jour / nuit et saisonnières peuvent être compensées par une hybridation de la source ou un stockage de chaleur, les passages nuageux peuvent induire des fluctuations très rapides, difficiles à gérer avec les constantes de temps de démarrage des circuits de stockage ou d'hybridation.

La première partie de l'étude se concentre sur l'impact de la variabilité de la source sur le comportement du récepteur à l'échelle d'une journée. Pour cela, l'évolution des performances du récepteur solaire est observée sur plusieurs journées types. Connaître le comportement thermique du récepteur sous des conditions transitoires ouvre la voie au contrôle efficace du flux et du stockage. Deux options sont étudiées pour atténuer les effets de cette variabilité sur les performances de l'ensemble. D'abord, l'effet inertiel du récepteur sera observé afin de mesurer son influence. Dans un second temps, la mise en place d'un modulateur de flux entre le concentrateur et le récepteur est étudiée pour réguler la puissance transmise.

4.1 Analyse de l'intermittence de la source et choix des journées types

Pour mener à bien cette étude, des journées types ont été retenues ; elles sont représentatives des conditions d'ensoleillement qu'il est possible de rencontrer. Les informations présentées sont issues de deux stations météo. La première, celle d'Odeillo dans les Pyrénées Orientales, est placée à 1500 m d'altitude ; c'est le lieu d'implantation du laboratoire PROMES et il est reconnu pour son fort taux d'ensoleillement. L'autre est celle de ARM Southern Great Plains¹ à Oklahoma aux Etats Unis. Les données sont issues des mesures de l'évolution du rayonnement normal direct incident (DNI). Ces mesures sont effectuées à l'aide de pyréliomètres, instruments constitués d'une thermopile peinte en noir pour être absorbante et montée sur un système de suivi de manière à être toujours normale à l'incidence des rayons. Les pyréliomètres sont des instruments stables au cours du temps et précis (précision de l'ordre de 2-5 % s'ils sont régulièrement calibrés). Leur temps de réponse est d'environ 1 seconde à Odeillo et 5 secondes à Oklahoma. Si les mesures d'Odeillo sont enregistrées à chaque seconde, celles d'Oklahoma, le sont à chaque minute ; pas de temps suffisamment fin pour les travaux que l'on entreprend. Afin de travailler avec un incrément de temps équivalent entre les deux sites, les mesures faites à Odeillo sont lissées sur un intervalle de 1 minute.

La figure 4.1 donne les quatre journées types. Les journées (a) et (b) sont des journées de fin d'été pour lesquelles la course du soleil est relativement longue (de l'ordre de 12h), alors que les deux autres sont des journées d'hiver, beaucoup plus courtes (de l'ordre de 8h). Si, au plus fort de la journée pour les cas (a) et (c), le même niveau d'ensoleillement est atteint en été et en hiver, on note que les rampes d'augmentation et de diminution de l'insolation au lever et au coucher du soleil sont beaucoup plus abruptes en hiver. Les courbes (a) et (c) présentent deux belles journées. Jusqu'à 14h, de très petites turbulences sont visibles : elles sont le fruit de passages de cumulus hauts. Après 14h, les occurrences de cumulonimbus commencent à apparaître, typique des orages de fin de journée en été dans les montagnes. Les deux autres journées présentent un ciel couvert. La journée (b) est ponctuée par de brèves éclaircies. La journée d'Oklahoma (d), enfin, est intéressante car elle montre la présence de cirrus, nuages minces de grande taille au mouvement lent, qui affecte très peu la stabilité du DNI. Cette perturbation de fond est ponctuée de passages épisodiques d'autres nuages bas et plus épais qui se notent par une chute drastique du DNI. Par cet exemple, nous pouvons déjà noter qu'un site géographique peut être enclin à favoriser un type de nuage et ainsi présenter des caractéristiques de variation de DNI propres.

1. Atmospheric Radiation Measurement, <http://www.arm.gov>

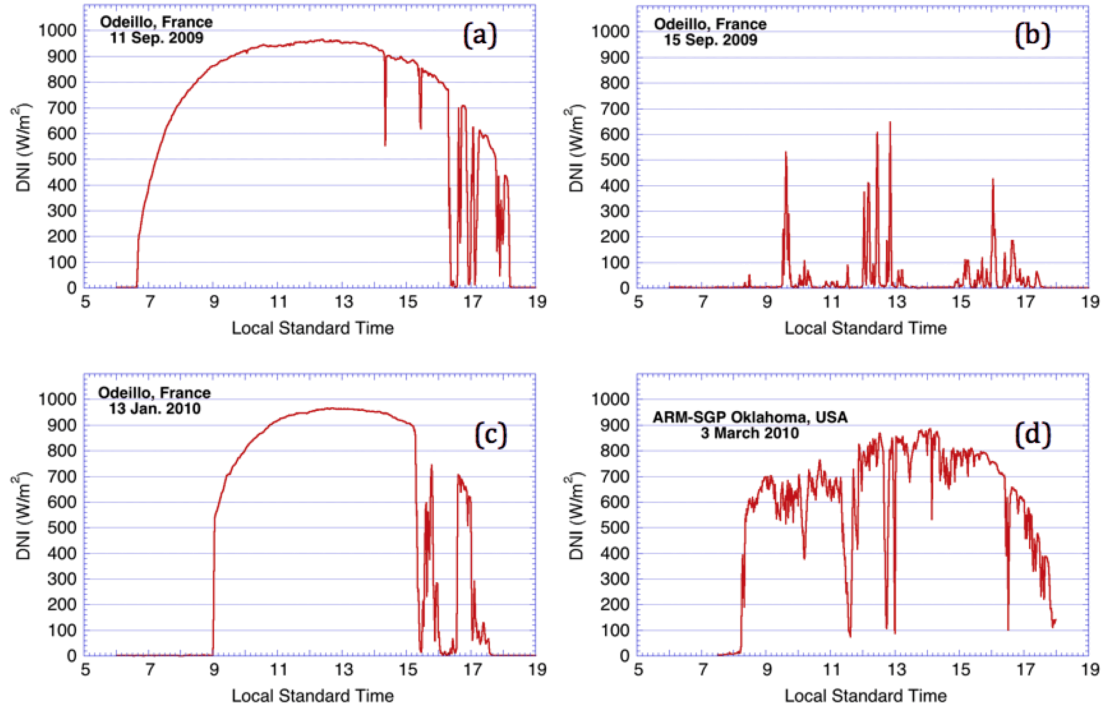


FIGURE 4.1 – Variation du DNI sur une sélection de journées 'types'.

4.2 Adaptation temporelle du modèle thermique

Afin de caractériser le comportement thermique du récepteur de manière dynamique, le code développé dans le chapitre 3 est adapté. A la discrétisation géométrique s'ajoute une discrétisation temporelle qui suit le pas incrémental des mesures de DNI. Les capacités thermiques ainsi que les volumes des éléments échangeur et cavité ont été introduits dans le calcul de la température. L'algorithme complet est encapsulé dans une boucle temporelle.

Ainsi la température de l'élément i évolue comme il suit :

Forme analytique :

$$\rho_i C p_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = (\Phi^i) T_i(t + 1) = T_i(t) + \frac{\Delta t}{\rho_i V_i C p_i} (\Phi^i) \quad (4.1)$$

Forme discrétisée entre deux incréments temporels :

$$\rho_i C p_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = (\Phi^i) T_i(t+1) = T_i(t) + \frac{\Delta t}{\rho_i V_i C p_i} (\Phi^i) \quad (4.2)$$

Avec Φ^i somme des puissances sur l'élément i , décrit dans le chapitre 3, fonction de $T_i(t)$ et de $T_{gaz}(t)$

On rappelle que le modèle 2D prend en compte le caractère non uniforme de la distribution du flux sur la surface réceptrice de l'échangeur. La distribution du flux est donnée par le modèle numérique SOLTRACE du concentrateur pour un DNI fixe de 1000 kW/m^2 . Cette distribution est ensuite pondérée par les valeurs du DNI au cours du temps.

L'écoulement du fluide n'est pas modélisé. Le coefficient de convection forcée constant à l'interface fluide-solide est fixé à une valeur $h_{gaz} = 7000 \text{ W/m}^2$.

4.3 Evolution du système sur les journées types

Sur l'échantillon d'étude, les performances ont été simulées pour une surface utile du concentrateur de 7 m^2 correspondant à 5 kW sous un DNI de 1000 W/m^2 . Pour chacune des journées, les simulations considèrent des périodes allant de 6h à 19h. Il faut noter que notre modèle se cantonne au récepteur, il n'intègre pas la charge acoustique et donc la demande en puissance du reste du système thermoacoustique. Nous sommes donc obligés de travailler avec deux cas limites. Ils ne présentent pas de réalité de fonctionnement qui demanderait une évolution conjointe de la température de l'échangeur, du gaz et de la puissance mais permet de cerner le comportement du récepteur dans différentes conditions.

4.3.1 Cas limite de l'absence de pompage de puissance

La première observation est celle de l'évolution de la température du récepteur dans un moteur thermoacoustique à l'arrêt, l'aide acoustique n'étant pas présente et le fluide de travail au repos. La température de l'échangeur est la température d'équilibre entre la puissance solaire incidente et les pertes thermiques. Ce cas est bien entendu impossible à appliquer en réalité, car les températures atteintes ne sont pas supportées par les matériaux. Les résultats des simulations (cf. figure 4.2) montrent qu'il est possible d'atteindre la température cible de 700 °C , quasiment tout au long de la journée pour les cas (a), (c) et (d), et ainsi de déclencher le phénomène de convection forcée avec cette puissance incidente. Les éclaircies trop rares et trop aléatoires le long de la journée (b) ne permettent pas d'atteindre la température de 973 K de manière stable.

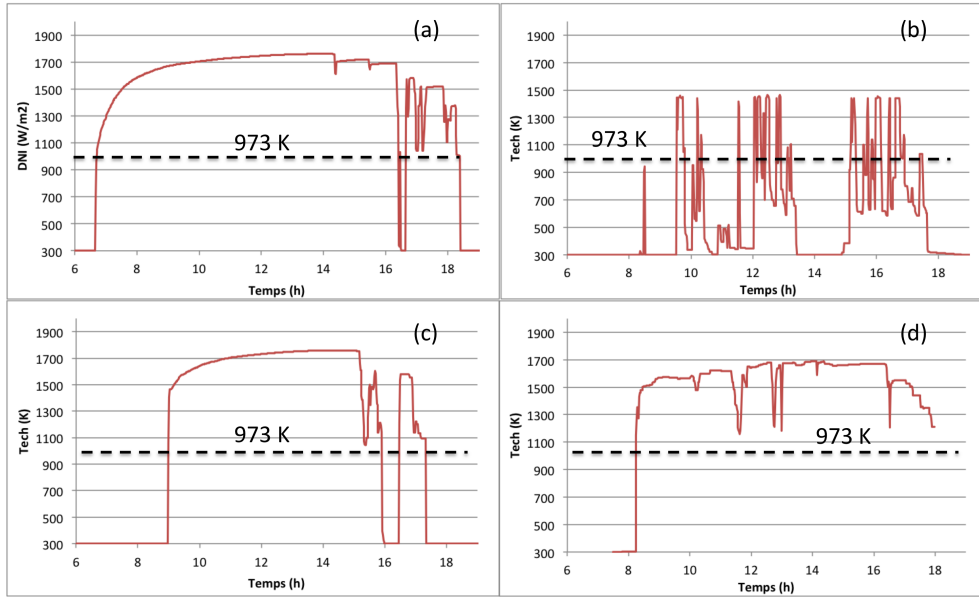


FIGURE 4.2 – Evolution de la température de l'échangeur en fonction du DNI au cours de la journée dans le cas où aucune puissance n'est soustraite à l'échangeur et pour une puissance incidente de $8kW$.

4.3.2 Cas limite d'une température de gaz fixée et validation du modèle

Pour le cas limite pour lequel la température du gaz est fixée à $700\text{ }^{\circ}\text{C}$, plusieurs études vont être menées : d'abord, l'évolution de la température de l'échangeur et de la cavité puis celle de la puissance disponible à la paroi des tubes et enfin celle des pertes. Une première approche a été de fixer la température du gaz à $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ lorsque celle de l'échangeur dépassait $700\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dans les cas contraire où la température de l'échangeur est inférieure à $700\text{ }^{\circ}\text{C}$, celle du gaz est considérée comme évoluant suivant celle de l'échangeur avec le retard relatif au temps de diffusion de la chaleur dans le corps de l'échangeur. Il n'y a donc pas de puissance disponible aux parois de l'échangeur. Si la température du gaz est fixée, c'est donc la puissance transmise qui est variable au cours du temps. La figure 4.3 donne l'évolution de la température moyenne de l'échangeur et de celle de la cavité par rapport à celle du DNI pour 3 des jours types. Globalement et de manière attendue, la température de l'échangeur reste stable autour de $711\text{ }^{\circ}\text{C}$, valeur un peu supérieure à celle du gaz. On remarque qu'une partie des variations de DNI est filtrée par l'inertie de l'ensemble récepteur, comme par exemple les chutes brèves de DNI de moins de 3 minutes et inférieures à $350\text{ W}/m^2$ qui sont dues aux passages brefs de cumulus visibles pour le cas (a) entre 14h et 16h. Par contre, les cumulonimbus épais de fin de journée à Odeillo (cf. cas (a) et

(c) qui ne transmettent pas le rayonnement ont tendance à provoquer des chutes drastiques de la température de l'échangeur soumis alors à un DNI nul.

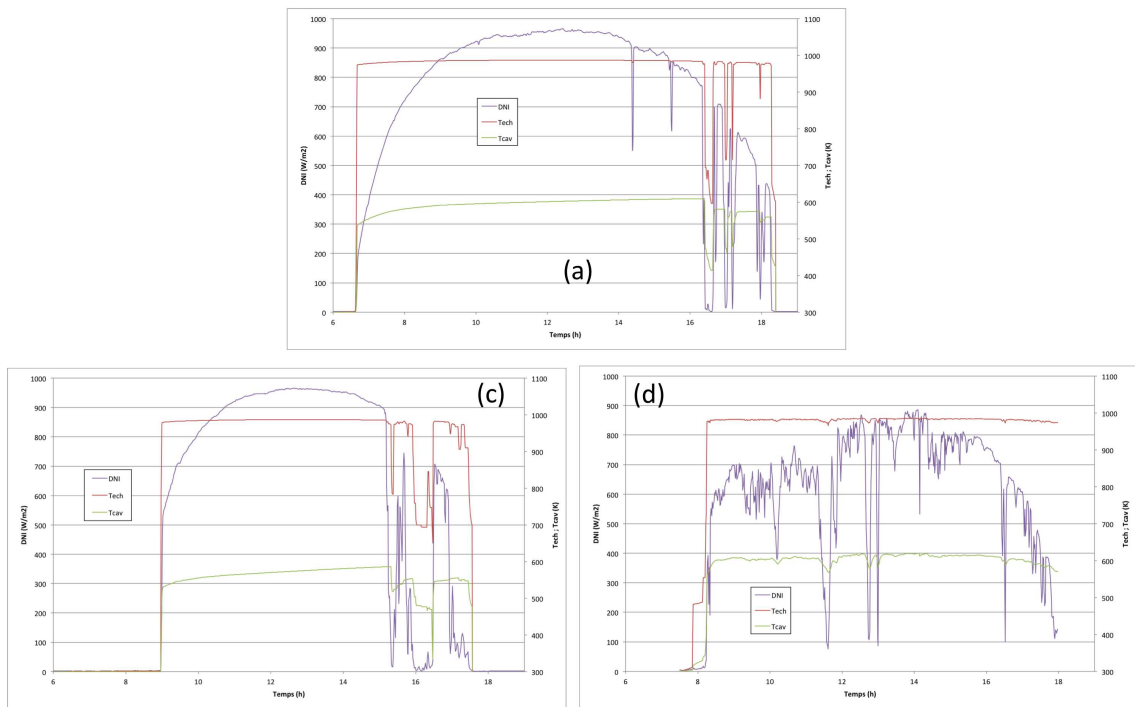


FIGURE 4.3 – Evolution de la température de l'échangeur au cours de la journée dans le cas d'une température de gaz fixe suit la courbe rouge. La courbe violette correspond à la variation de DNI et la verte à la température moyenne de la cavité.

La figure 4.4 donne l'évolution de la puissance transmise au fluide pour une température du gaz fixée à 700 °C. Pour les cas (a), (c) et (d), la puissance cible de 4.4 kW est atteinte pour une fraction de la journée. Pour les cas (a) et (c) la puissance dépasse même 5 kW au meilleur de la journée. Comme attendu, l'évolution de la puissance pour le cas (b) se résume à deux pics brefs à 10 h et 12 h qui n'atteignent pas la puissance cible. Si les cas (a), (c) et (d) permettent une production frigorifique sur une fraction significative de la journée. Pour ce qui est de la journée (b) le système thermoacoustique est inexploitable.

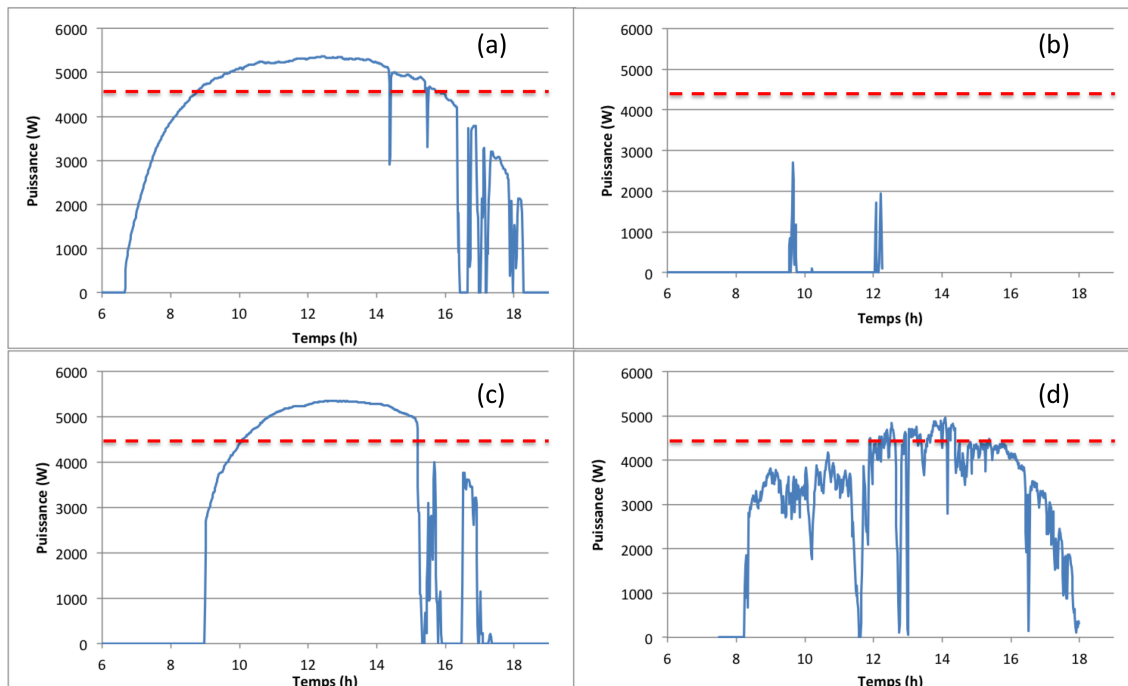


FIGURE 4.4 – Evolution de la puissance disponible aux parois des canaux de l'échangeur au cours de la journée dans le cas d'une température de gaz fixée à 700 °C. La ligne discontinue rouge représente la limite des 4.4 kW de puissance.

L'évolution des pertes au cours de la journée enregistrée à Oklahoma est donnée par la figure 4.5². Plus l'énergie apportée au système est grande, plus les pertes sont importantes. Globalement, les pertes suivent l'évolution des températures. Par contre, la part de pertes thermiques augmente lorsque la puissance demandée chute, ce qu'on peut voir sur la figure 4.6 qui donne en pourcentage la part des pertes par rayonnement thermique et par conducto-convection au long de la journée par rapport aux pertes totales. Au vu des hautes températures mises en jeu, les pertes prépondérantes sont les pertes par rayonnement thermique. Les pertes par réflexion, beaucoup plus faibles dans notre cas ne sont pas présentées mais suivent la même évolution. La contrainte de température imposée pour le démarrage de la convection forcée influence grandement le rendement global du système. En réalité elle est inférieure à 700 °C mais ne permet pas un fonctionnement au point nominal du moteur, c'est pour cette raison que dans cette partie aucune distinction n'est faite entre la température de démarrage et celle de fonctionnement.

2. pour une raison de lisibilité seul le cas d'Oklahoma est observé

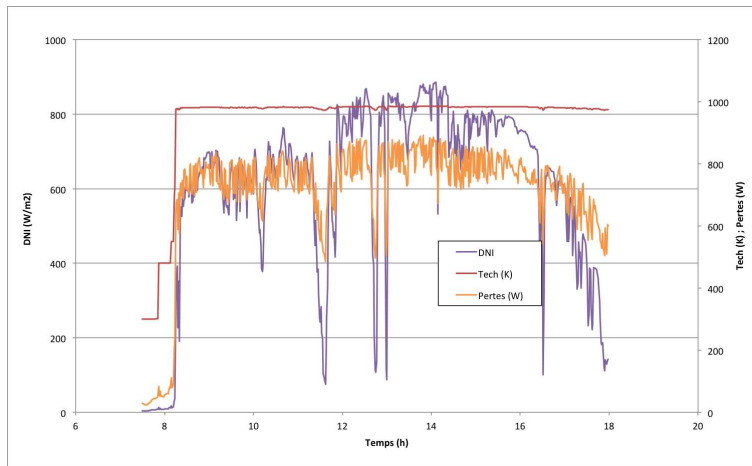


FIGURE 4.5 – *Evolution des pertes thermiques en fonction du DNI et de la température de l'échangeur au cours de la journée dans le cas d'une température de gaz fixée à 700 °C. 3 mars 2010 Oklahoma.*

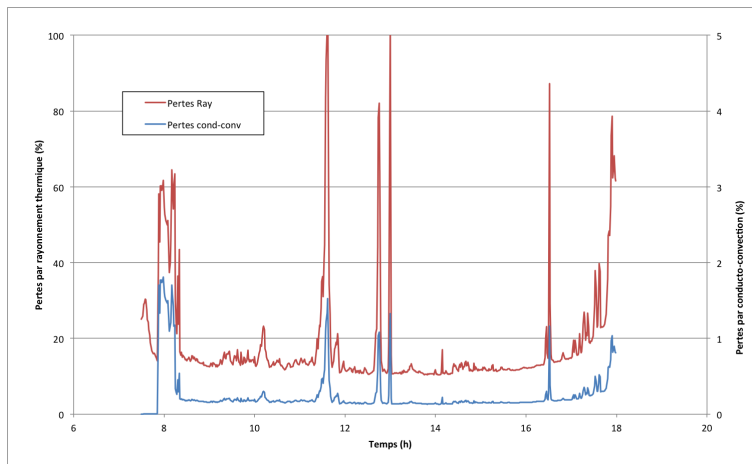


FIGURE 4.6 – *Evolution de la fraction des pertes liées au rayonnement thermique et aux phénomènes de conducto-convection en fonction du DNI au cours de la journée dans le cas d'une température de gaz fixée à 700 °C. 3 mars 2010 Oklahoma.*

En réalité, il est impossible de maintenir la température du fluide constante puisqu'elle évolue avec celle de l'échangeur dans lequel le gaz circule. Cependant, cette première partie a permis d'observer le comportement global du système, à la fois dans sa réponse au DNI en température et en puissance et dans l'évolution de la répartition des pertes. C'est aussi sous cette condition que la validation du modèle par comparaison avec le modèle 3D du chapitre 3 a été menée. Les résultats sont difficilement exploitables : si les températures moyennes de l'échangeur et de la cavité correspondent globalement et suivent la même évolution, les différences notées dans le chapitre 3 se répercutent sur cette étude. La complexification du modèle 2D ou la simplification du modèle 3D est nécessaire afin de proposer une validation fiable.

4.3.3 Cas d'une puissance soutirée fixe et surface utile du concentrateur

Une première approche ayant permis de comprendre le comportement du récepteur, afin d'être plus réaliste c'est la puissance transmise, maintenant, qui est fixée. On part de l'hypothèse que le système thermoacoustique travaille à son point de fonctionnement, c'est à dire que l'on soutire une puissance de 4.4 kW à une température de 700 °C. A l'arrêt, cette puissance est nulle, nous ne considérons pas ici les états intermédiaires où le système fonctionne dans des états dégradés (phase de démarrage, arrêt...). L'évolution de la température suit les variations du DNI. On considère que lorsque le fluide de travail atteint 700 °C, le mécanisme de convection forcée se met en route. On prend l'hypothèse d'une inertie temporelle nulle pour l'établissement du régime permanent. Lorsque cette condition est remplie, une puissance de 4.4 kW est fournie au reste du système. Dans le cas contraire, cette puissance est nulle.

L'aire de la surface utile nécessaire à la transmission d'une puissance suffisante au fonctionnement du système TACSOL sur une majeure partie de la journée va être évaluée. Les rendements sont calculés sur la base d'une journée de 12 h. Il est évident qu'avec cette convention, les journées d'hiver qui durent 8 h permettent intrinsèquement de moins bonnes performances. Les résultats sont donnés figure 4.7. On observe que pour les journées (Odeillo-11sept), (Odeillo-13jan) et (Oklahoma-3mars) le récepteur se comportent de la même manière pour une surface utile du concentrateur inférieure à $8m^2$. Les cas (Odeillo-11sept) et (Odeillo-13jan) présentent la même évolution. En revanche, la fraction de temps où la puissance est supérieure à la valeur cible de la journée d'été est plus importante, ce qui est dû au temps d'ensoleillement supérieur. Entre 8 et $9 m^2$ de surface utile de concentrateur, la fraction devient plus grande pour (Oklahoma-3mars) que pour (Odeillo-11sept), de manière assez rapide. C'est à partir de ce stade que le niveau de température compense les perturbations des nuages. Le cas (Odeillo-15sept) est toujours inexploitable car la puissance de 4.4 kW n'est jamais atteinte.

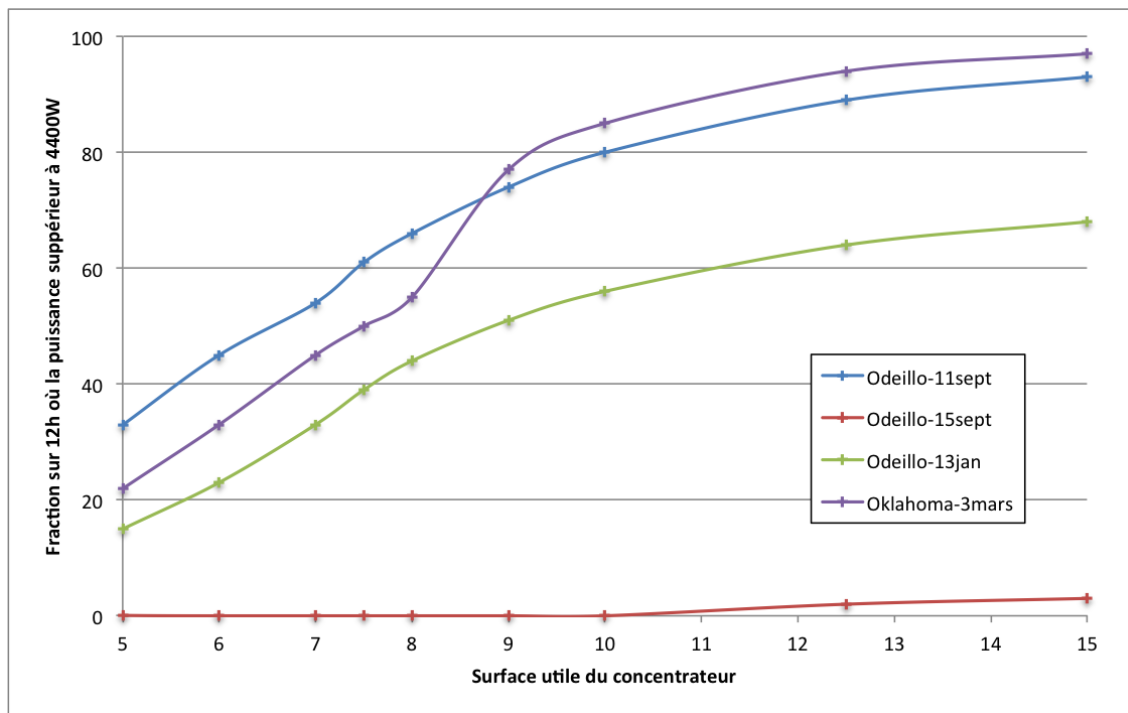


FIGURE 4.7 – Evolution de la fraction de la journée (12 h) où la puissance soutirée est supérieure à 4400 W pour plusieurs surfaces utiles du concentrateur.

En ce qui concerne les pertes, dans le cas d'une puissance soutirée fixée, l'intérêt de réguler la température est d'autant plus important. Nous avons vu précédemment que deux situations favorisaient une augmentation drastique des pertes : lorsque la puissance incidente est supérieure à la puissance soutirée et à chaque fois que la température de l'ensemble passe en dessous de 700 °C, il y a arrêt de la convection forcée et donc rendement nul.

4.4 Stratégie d'homogénéisation

4.4.1 Utilisation de l'inertie thermique du récepteur

Nous avons vu que l'inertie thermique du récepteur pouvait permettre un lissage des variations de l'irradiation. Les effets de l'inertie sur l'échangeur et de la cavité ont été observés. L'échangeur est victime de la faible capacité thermique du cuivre $450 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 973 K et du soutirage constant de la puissance efficace à l'intérieur de ses canaux. Une modification de ses dimensions est impossible car ce sont des paramètres critiques de sa conception. La seule possibilité pour augmenter sa capacité est de changer de matériau constitutif. Un calcul avec un alliage de cuivre composé de 30 % de Nickel est mené. Ce matériau a une capacité thermique de $483 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. L'effet apporté n'est pas notable. L'augmentation de l'épaisseur de la cavité de 1 à 5 cm qui n'a pas eut d'effet sur la température de l'échangeur. La voie qui consiste à utiliser l'inertie thermique

du récepteur pour pallier aux variations de la source solaire est donc abandonnée au profit de la mise en place d'un modulateur de flux.

4.4.2 Modulation du flux

Malgré le lissage des petites variations grâce à l'inertie thermique du récepteur, il subsiste des chutes de températures qui peuvent entraîner l'arrêt du moteur thermoacoustique. Les variations de température étant directement liées à la puissance reçue par l'échangeur thermique, elle-même directement liée au DNI et à la surface utile du concentrateur. Une solution revient à moduler la surface utile projetée du concentrateur. Cette modification de la surface projetée se fait par l'intermédiaire d'un 'modulateur' de flux placé entre le concentrateur et le récepteur (cf. figure 4.8). Le défi ici est de trouver le compromis entre régulation du flux et performances du récepteur. En effet, surdimensionner le concentrateur, pour ensuite moduler sa puissance, entraîne un écroulement du rendement $\eta_t = \frac{\Phi_{trans}}{\Phi_s}$, défini au chapitre 3. Dans un premier temps, le modulateur sera présenté, puis son influence sur les performances du récepteur sera développée.

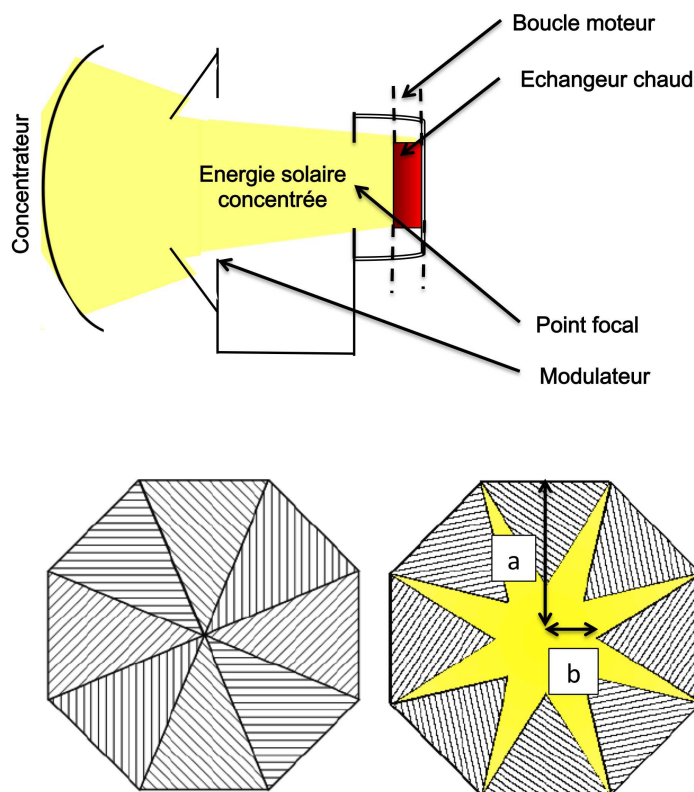


FIGURE 4.8 – En haut, le modulateur de flux dans le sous-système solaire. Le modulateur est placé entre le concentrateur optique et le récepteur (échangeur dans la boucle moteur et cavité). En bas, schéma 2D de face du modulateur fermé, ouverture 30%.

Un modulateur de flux, de constitution relativement simple, a été mis en place par le bureau d'étude du laboratoire PROMES. La figure 4.8 présente le modulateur dans son environnement, placé entre le concentrateur et le récepteur. Il consiste en 8 pales triangulaires commandées chacune par un servomoteur indépendant. Chacun des servomoteurs est muni d'un capteur de position. La rapidité d'ouverture des pales, conditionnée par la réactivité des actionneurs, est évaluée à la seconde pour une ouverture de 0 à 100%. Dans nos simulations, d'un pas temporel de 1 minute, ce temps de réaction sera considérée comme instantanée. La technologie du modulateur est exposée au chapitre 5.1.2.

Loi de comportement

Lors de la rédaction de ce manuscrit, aucun test réel de fonctionnement du modulateur n'a été mené. Néanmoins, une étude préliminaire dans le cadre de la thèse de *Perier-Muzet* [55] a permis de caractériser numériquement son fonctionnement à l'aide du logiciel SOLTRACE et d'établir une loi de comportement. L'étude a ainsi mis en évidence, comme le montre la figure 4.9, un phénomène de saturation de la puissance transmise pour une ouverture des pales supérieure à 40%. En effet, la projection géométrique des pales triangulaires pour les grands angles d'ouverture n'offre pas ou peu d'obturation du flux. A la suite de cette étude, nous avons simulée la puissance transmise à travers le modulateur pour plusieurs pourcentages d'ouvertures. Ce pourcentage est relatif à un angle d'ouverture et calculé comme le rapport de deux longueurs a/b (cf. figure 4.8 centre bas).

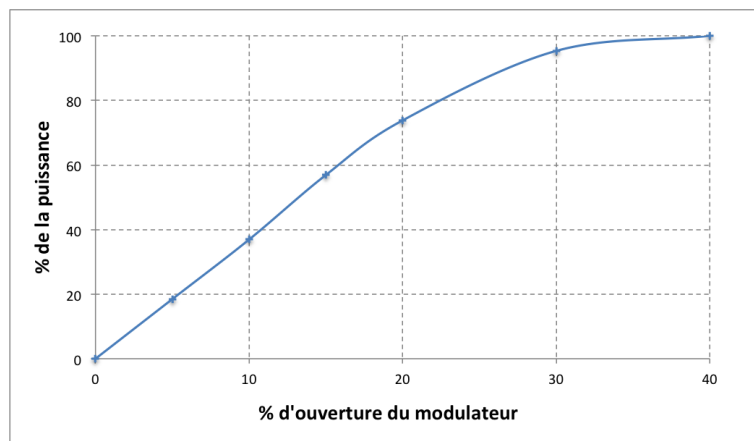


FIGURE 4.9 – Evolution de la puissance transmise pour plusieurs ouvertures du modulateur.

Boucle de régulation

Le contrôle de la boucle de régulation du modulateur se fait numériquement, en boucle fermée en prenant comme critère de régulation la température de l'échangeur par rapport à une

température de contrôle. Ceci est possible uniquement parce que l'inertie de réaction du système d'ouverture est supposée nulle. Pour faire une estimation correcte, il faudrait connaître toutes les étapes de la chaîne de temps de tout l'algorithme de régulation. Pour l'instant la commande des servomoteurs se fait en boucle ouverte, il faudrait donc ajouter un capteur de position pour mettre en place une boucle fermée. Bien entendu, il faudra ajouter à l'automatisme des conditions de sécurité et un passage en mode manuel.

Il serait intéressant de prévoir une boucle ouverte de type 'feed forward' avec la mise en place d'un gain qui anticipe les fluctuations de DNI, notamment pour les rampes d'augmentation et de diminution dues au lever et au coucher du soleil. Dans la pratique, la mise en place d'une telle boucle de régulation demande l'étalonnage en puissance du modulateur pour le linéariser. Cet étalonnage permettrait par la même occasion de valider la loi de comportement numérique.

Performances du système avec modulateur

Deux simulations sont conduites sur la journée d'Oklahoma :

- la première sans régulation de température de l'échangeur avec une surface utile de concentrateur fixée à 7 m^2
- l'autre avec la possibilité de faire varier la surface de 5 m^2 à 10 m^2 . Ceci équivaut à une ouverture de 15% à 30% du modulateur pour la régulation.

Les conditions de régulation sont les suivantes : si la température descend en dessous de $700 \text{ }^\circ\text{C}$, le modulateur augmente la dimension de la surface projetée proportionnellement au ratio $T_{sol}(t+1)/T_{sol}(t)$, ce qui permet de lier les amplitudes d'ouvertures du modulateur à celle des variations de température. De la même manière si elle passe au dessus de $700 \text{ }^\circ\text{C}$, le modulateur réduit la dimension de la surface projetée utile proportionnellement à $-T_{sol}(t+1)/T_{sol}(t)$. Les résultats de simulation sont présentés figure 4.10 pour les deux cas : en haut, le cas sans régulation de température et en bas, avec régulation. La troisième courbe correspond à la variation de la surface projetée pendant la régulation.

Deux critères sont nécessaires pour évaluer les performances de chacun des cas :

- la fraction de temps sur une journée de 12 h pour laquelle de la puissance est transmise au reste du système. Comme pour les simulations précédentes, la puissance peut prendre deux valeurs 4.4 kW ou puissance nulle.
- le rendement moyen du système au long de la journée. En effet, ce rendement est inversement proportionnel à la surface. Plus la surface sera étendue, moins bon sera le rendement.

Il s'exprime comme ceci :

$$\eta_t = \frac{\Phi_{trans}}{\Phi_s} \quad (4.3)$$

avec Φ_{trans} la puissance transmise et Φ_s la puissance solaire fonction de la surface utile du concentrateur.

Sans régulation on obtient une puissance de 4.4 kW 50 % des 12 h pour un rendement moyen de 44 % alors qu'avec la régulation la puissance est de 4.4 kW 78 % du temps pour un rendement moyen de 50%³. Les bonnes performances du système à régulation sont notamment dues à l'accès à une température supérieure à 700 °C, plus rapidement par l'ouverture du modulateur au maximum pendant la rampe d'augmentation de l'ensoleillement de 9h à 11h ainsi qu'à la réduction des pertes générées par une température trop forte de l'échangeur notamment autour de 14 h.

Ces simulations ne sont qu'un exemple de ce qu'il est possible d'obtenir avec une régulation sur la température de l'échangeur. Pour optimiser les paramètres de régulation (température limites, étendue de surface, coefficient d'augmentation et de réduction de la surface), cette étude devrait être menée sur des échantillons de temps beaucoup plus importants, au moins à l'échelle d'une année. Le code, tel qu'il est conçu, c'est à dire avec un algorithme de convergence simple qui demande à chaque étape de recalculer intégralement tous les transferts thermiques, est trop lourd pour être utilisé sur une si large période.

3. Le rendement intègre aussi le critère de fraction de temps où la puissance est transmise. Néanmoins, les deux critères sont présentés afin de rendre les performances plus lisibles.

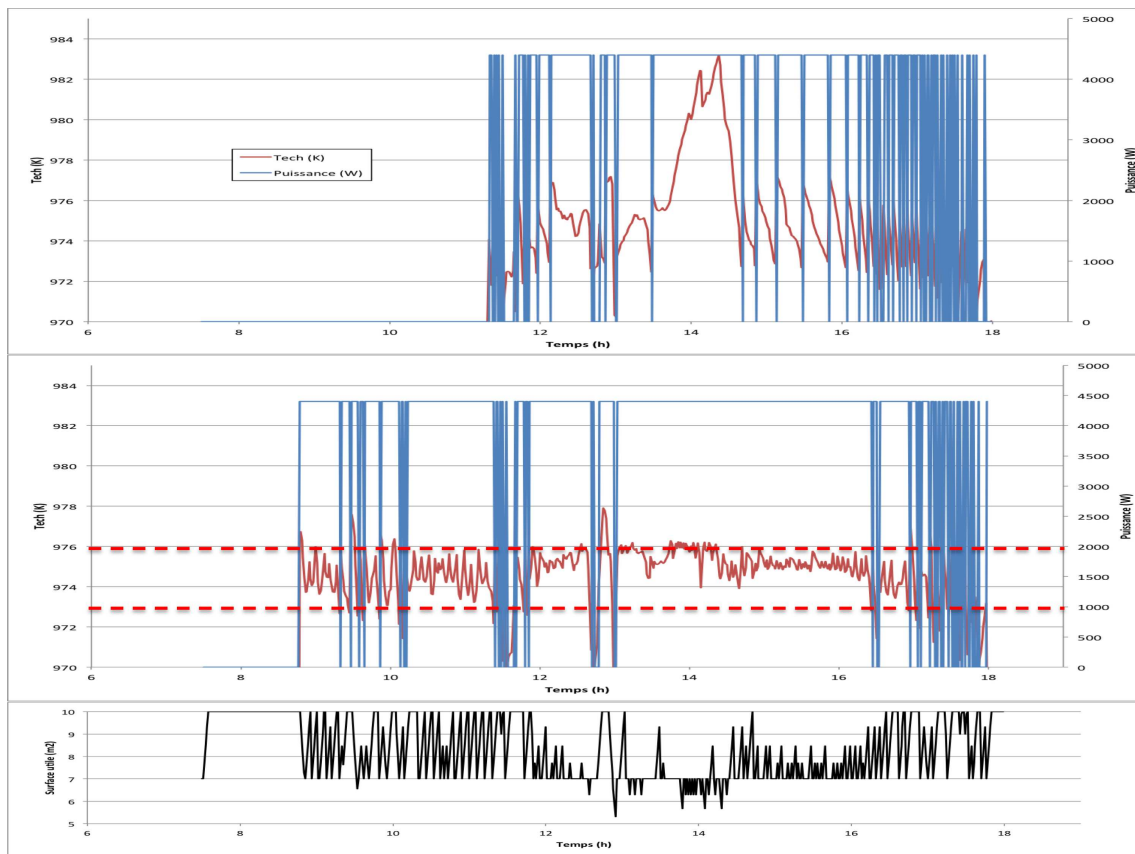


FIGURE 4.10 – Evolution de la température de l'échangeur (courbe rouge) et de la puissance transmise (courbe bleue) pour la journée du 3 mars 2010 à Oklahoma : sans régulation (en haut) et avec régulation (en bas) de la température de l'échangeur. La dernière courbe (noire) présente l'évolution de la surface projetée pendant la régulation. Pour plus de lisibilité, les températures sont représentées entre 697 K et 717 K.

4.5 Conclusion

Le code de calcul mis en place permet d'observer les performances du récepteur sur des journées types. L'étude évalue l'impact de l'inertie thermique du récepteur. L'inertie dans le récepteur pallie aux chutes brèves de DNI inférieures à $350W/m^2$ qui durent moins de 3 min. En revanche, le peu de marge pour la modification de la géométrie de l'échangeur ne permet pas d'envisager d'augmenter cet effet. L'intérêt de contrôler le flux à l'aide d'un modulateur pour notre application a été montré. Cependant, une attention particulière doit être portée à la mise en œuvre du modulateur car il présente des phénomènes de saturation qui ne permettent pas son utilisation sur toute sa gamme d'ouverture.

Malgré la mise en place de ces stratégies pour atténuer l'impact de la variabilité DNI sur les performances du récepteur, les chutes longues et drastiques du DNI, ou les périodes de nuit, nécessitent la mise en place d'un système de stockage. Le surdimensionnement du système per-

mettrait de stocker une partie de la puissance sous forme de chaleur et de la restituer lorsque le système est arrêté, ceci pour lisser la production de froid. Cependant, l'arrêt et le redémarrage du système au cours d'une journée semblent inévitables lors des chutes importantes du DNI. En outre, pour certaines journées, comme celle du 15 septembre à Odeillo, le système de stockage semble ne pas être suffisant pour répondre aux besoins. Une production continue sur l'année n'est pas possible sous toutes les conditions météorologiques.

Chapitre 5

Conception des éléments du sous-système solaire et campagne expérimentale

Dans le but de valider le modèle numérique régissant le comportement du récepteur et dans le cadre du projet TACSOL, une campagne expérimentale avec le prototype du système complet est prévue sur le site d'Odeillo. Ce prototype est composé du concentrateur optique avec le modulateur de flux, du récepteur dans la boucle moteur, d'un résonateur et d'un réfrigérateur connecté à un système de stockage par chaleur latente.

Ce chapitre aborde les aspects ayant trait aussi bien à la conception finale du récepteur qu'à la campagne expérimentale. Ce chapitre présente donc l'avancement des travaux menés jusqu'ici. D'abord, les premiers essais de conception de l'échangeur sont commentés. Ils ont mené à une réflexion sur le changement de stratégie de fabrication, elle aussi brièvement présentée. En outre, la caractérisation numérique du modulateur permet de mettre en avant les limites inhérentes à sa conception. Ensuite, les aménagements du site expérimental sont présentés avec notamment la méthode mise en place pour pallier à une panne du système de suivi du soleil du concentrateur. Enfin, après avoir présenté les deux techniques complémentaires de caractérisation du flux, la calorimétrie et la fluxmétrie, les premiers résultats expérimentaux obtenus sont présentés.

5.1 Conception des éléments du sous-système solaire

5.1.1 Fabrication de l'échangeur chaud

Dans le but d'obtenir une bonne adhérence entre le faisceau de tubes et la matrice en cuivre, un procédé de coulage a été envisagé pour la fabrication de l'échangeur. Ces essais ont eu lieu

à la Fonderie de Coubertin. Trois essais ont été menés avec des maquettes se résumant à une ossature composée d'un nombre réduit de tubes cintrés, liés par leurs extrémités à des brides. Les tubes ont un diamètre interne de 3 mm, une épaisseur de 0,5 mm et une longueur de 200 mm. Les brides ont une épaisseur de 12 mm et un diamètre de 65 mm. Le faisceau est représentatif du futur échangeur chaud par sa géométrie et son mode de liaison avec les brides par soudure. Un test d'étanchéité à l'hélium est réalisé sur chacune des maquettes après soudure. Pour une pression moyenne de 1,7 bar, le débit de fuite détecté est inférieur à $10^{-6} ml.s^{-1}$, ce qui valide l'étanchéité de la maquette. Les essais ont été conduits avec deux types de moules :

- le premier est constitué de deux demi-coquilles en acier et d'un simbleau central amovible légèrement conique pour la réalisation d'un trou débouchant qui simule le perçage nécessaire au rétro-éclairage. La fermeture du moule est assurée au moyen de vis. De plus, deux trous taraudés permettent l'ouverture du moule après coulée en y insérant deux vis (de couleur bleu clair sur la Figure 5.1 - b1) qui viendront en butée de la demi-coquille opposée. Un ciment réfractaire est utilisé afin de réaliser une étanchéité à haute température. L'isolation thermique est composée d'un feillard d'inox et d'une épaisseur de 12 mm de laine de céramique (Cotronics 370). Enfin, des briques réfractaires sont placées en périphérie.
- le second, ouvert sur toute sa longueur, permet un lingotage de la matrice. Il est constitué d'une feuille d'acier inoxydable 304L mise en forme comme le présente la figure 5.1. Son intérêt par rapport au premier moule est de permettre un dégazage plus aisé par sa large ouverture sur l'extérieur.

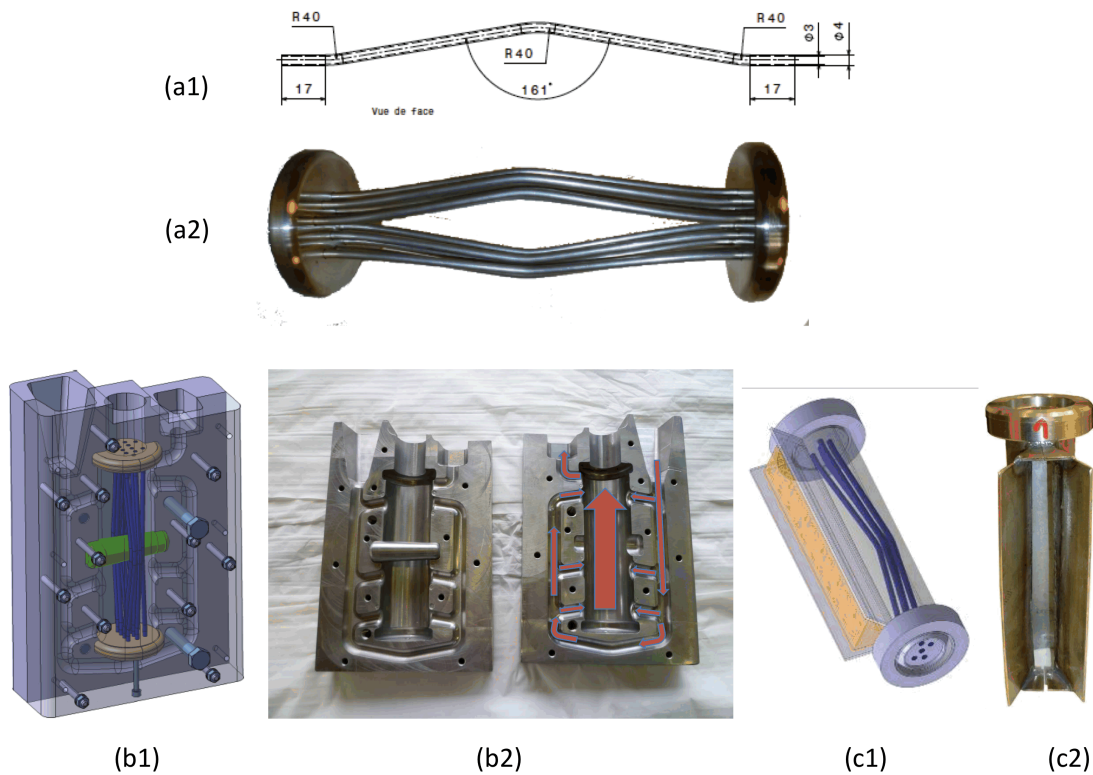


FIGURE 5.1 – Maquette et moule pour les essais de coulage. (a1) cintrage d'un tube (a2) faisceau de tubes cintrés maintenus par deux brides à leurs extrémités. (b1) vue 3D du faisceau dans le moule demi-coque (b2) Moule demi-coque avec sens de remplissage du cuivre (flèches rouges) (c1) vue 3D du faisceau dans le moule lingotage (c2) Moule lingotage.

Les conditions des trois essais sont décrites dans le tableau 5.1. La température de préchauffage des moules doit se situer en dessous du point de fusion de l'alliage mais suffisamment haute pour permettre une coulée du liquide entre les tubes avant son refroidissement. Préalablement à l'essai de coulée, le moule demi-coque a été monté en température à l'air ambiant lors de test du chauffage¹ ; au cours de cet essai il s'est fortement oxydé. Le choix de le recouvrir de graphène² en spray pour garder la qualité de l'état de surface du moule à haute température a alors été fait.

1. Température : 800°C ; durée du test 6h + 16h de refroidissement

2. Température maximale : 1500°C



FIGURE 5.2 – Site de la coulée à la Fonderie de Coubertin. A gauche, isolation du moule demi-coque pendant son chauffage avec le moule ligotage posé au dessus. A droite, préparation de l'alliage de cuivre en fusion pour coulage.

	Essais 1	Essais 2	Essais 3
Nb de tubes	10	10	5
Matériau tubes	Acier inox. 304 L	Inconel 625	Inconel 625
Alliage de remplissage	Cu Ag (20%)	Cu	Cu
Température liquidus alliage	980°C	1083°C	1083°C
Volume de remplissage	0,7 l	0,7 l	0,3 l
Masse de remplissage	6,3 kg	6,3 kg	2,5 kg
Type moule	Demi-coque	Demi-coque	Lingotage
Température de chauffage	940°C	800°C	300°C
Atmosphère de chauffage	Argon	Air	Air
Mode de chauffage	élément chauffant bobiné	brûleur gaz	brûleur gaz

TABLE 5.1 – Condition des essais de coulée d'une matrice d'alliage de cuivre sur un faisceau de tubes.



FIGURE 5.3 – Refroidissement du cuivre en fusion dans les moules et maquette après démoulage. A gauche, moule demi-coques. A droite, moule lingotage.

L'essai 1 a été préliminaire aux deux autres. Lors du démoulage, une forte oxydation de l'alliage ainsi que de nombreuses criques et retassures ont été observées. Cet essai peu concluant, a permis de mettre en évidence un phénomène de dégazage et a amené à tester une coulée par lingotage (essais 3).

Les essais 2 et 3 ont été menés simultanément. L'essai 3 laisse observer un écoulement de cuivre au travers des tubes. Le lingotage s'est soldé par la destruction partielle du faisceau de tube. Les raisons présumées sont un choc thermique des tubes ou une contrainte thermo-mécanique importante sur les tubes due au sens de coulée (perpendiculairement à l'axe des tubes).

Le résultat de l'essai 2, dont les visuels sont présentés figure 5.4, est bien meilleur que lors de l'essai 1, conduit avec le même moule. La matrice est plus homogène. Il y a toujours quelques retassures, notamment à proximités de la bride positionnée en haut lors de la coulée. Ceci est dû au rétreint thermique lors du refroidissement. Un test d'étanchéité à l'hélium a révélé la présence de fuite uniquement au niveau de l'interface avec la bride positionnée en partie haute lors de la coulée où le faisceau de tubes a été altéré vraisemblablement durant la coulée ou lors du refroidissement. Des retassures associées ont été notées à cet endroit. Malgré les résultats encourageant de l'essai 2, le procédé de coulage a été considéré comme trop incertain. La construction de l'échangeur doit être donc revue afin de s'affranchir de la coulée de la matrice en cuivre. La partie suivante présente les voies d'amélioration suggérées.



FIGURE 5.4 – Grossissements des défauts des deux maquettes : (en haut) lingotage et (en bas) demi-coquille.

Voies d'amélioration

Les modèles numériques réalisés par le bureau d'étude de l'IPNO (cf. chapitre 3) permettent une étude thermomécanique complète de l'échangeur dans la boucle moteur. Cette étude consiste à vérifier la tenue en pression des tubes et à déterminer les contraintes générées par les dilata-tions thermiques différentielles lors d'un cycle thermique. Elle a montré que les tubes en Inconel tiennent la pression du gaz de travail même à haute température (jusqu'à 800 °C). Ces études ont aussi mis en lumière des problèmes de contraintes de moments, qu'engendraient la courbure et le caractère bi-matériel de l'échangeur.

Au vu des difficultés rencontrées lors des essais de coulages et des résultats de l'étude méca-nique, plusieurs solutions alternatives ont été imaginées. La configuration retenue est celle d'un échangeur sans matrice en cuivre dont les deux sections d'interfaces sont sur le même axe afin de réduire les contraintes par moments de flexion. Le faisceau de tubes est donc constitué de 92 tubes cintrés de 200 mm de long en Inconel 625 brasés sur deux brides parallèles également en Inconel 625. Afin de pallier au risque de surchauffe du faisceau directement exposé au rayonne-ment, un écran semi-transparent de quelques millimètres d'épaisseur, diffusant le rayonnement solaire à l'entrée de la cavité, est envisagé. Cet écran est constitué d'un isolant réfractaire fibreux à faible densité. Des tests préliminaires sous rayonnement solaire concentré ont permis de définir la densité du matériau afin de diffuser et laisser passer le rayonnement solaire vers l'intérieur de

la cavité. Le rayonnement qui atteint l'échangeur a donc une très forte composante diffuse, favorisant l'homogénéisation des températures dans l'échangeur. Le système est présenté figure 5.5. Dans le cas d'un rayonnement diffus, la forme de la cavité n'a plus d'influence sur la répartition du flux. Elle est donc prise la plus petite possible afin de limiter les pertes par les parois.

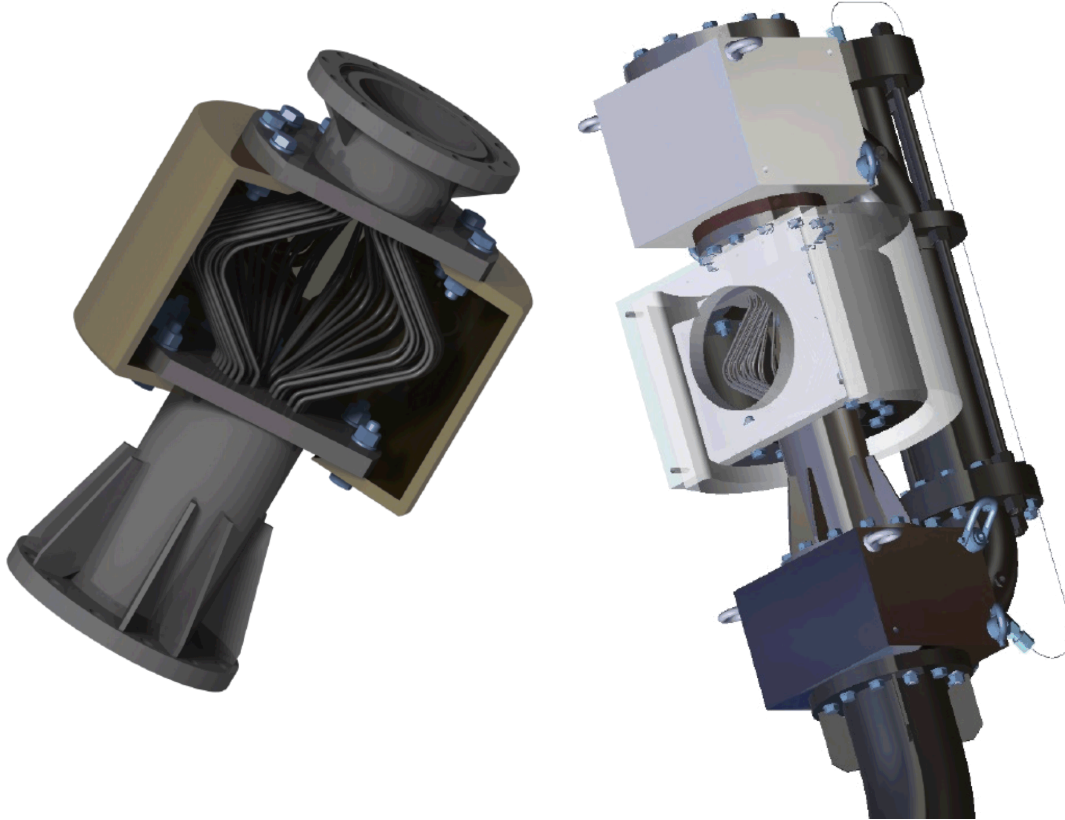


FIGURE 5.5 – *A gauche, échangeur final dans sa cavité sans diaphragme. A droite, récepteur avec diaphragme dans la boucle moteur.*

5.1.2 Caractérisation numérique du modulateur de flux

Ce paragraphe aborde d'un côté plus technique la conception du modulateur de flux dont il a déjà été question dans le chapitre 4. Les contraintes de conception sont :

- supporter les niveaux de température mis en œuvre ;
- projeter une ombre minimum lorsque le modulateur est ouvert ;
- avoir une constante de temps d'ouverture intégrale faible (de l'ordre de la seconde) ;
- être d'une conception simple et légère et pour ne pas nécessiter de système de refroidissement.

Afin de limiter les niveaux du flux l'impactant, il est prévu qu'il soit 20 cm en amont du plan focal. Dans ces conditions et pour pouvoir intercepter la quasi totalité du cône d'éclairement, il est nécessaire que le diamètre du châssis soit de l'ordre de 60 cm. Il est donc composé d'un châssis

octogonal de 255 mm de côté. Sur ce châssis sont fixés, huit pales triangulaires de largeur 255 mm et de hauteur 445 mm. Chacune de ces pales est actionnée par un servo-moteur individuel. Dans une première version, les pales étaient en céramique. Si la céramique supporte facilement les flux de l'ordre de ceux mis en jeux, la crainte des points chauds a finalement orienté le choix sur un matériau en acier inoxydable. L'acier inoxydable est intéressant à la fois pour son coût, sa bonne tenue mécanique et son bon vieillissement après cyclage thermique. C'est aussi un matériau qui permet un polissage de la face qui reçoit le flux afin d'optimiser la réflexion et ainsi s'affranchir d'un système de refroidissement. La température maximale de tenue attendue a été interpolée après expériences des équipes de PROMES avec des systèmes similaires. Lors d'essais préliminaires il s'est avéré que les pales haute et basse étaient trop lourdes pour la motorisation ; elles ont donc été remplacées par des pales en aluminium.

Dans le but l'évaluation de l'influence de la géométrie du modulateur sur la distribution du flux dans le plan de l'échangeur, le ratio du pic de flux maximal sur la puissance transmise est noté pour plusieurs pourcentages d'ouverture des pales. L'intérêt de ce ratio est de normaliser l'intensité du pic de flux puisque son évolution est dépendante de celle de la puissance. La figure 5.6 présente son évolution conjointe avec celle de la puissance. A l'occasion de cette étude, il a été noté que pour des ouvertures faibles, la distribution du flux est modifiée par une augmentation du pic de flux comme on peut le voir sur la courbe rouge de la figure 5.6. Cette augmentation est, de plus, couplée à une déformation de la tache. En effet, la forme particulière 'en étoile' du modulateur favorise un pic de flux en son centre et ses pales favorisent la déformation du flux sur les contours de la tache solaire. La figure 5.7 donne l'allure générale de la distribution 10 cm derrière le plan focal et montre cette déformation pour une ouverture de 10%. En outre, comme il a été mentionné au chapitre 4, une attention particulière doit être portée à la gamme d'utilisation du modulateur.

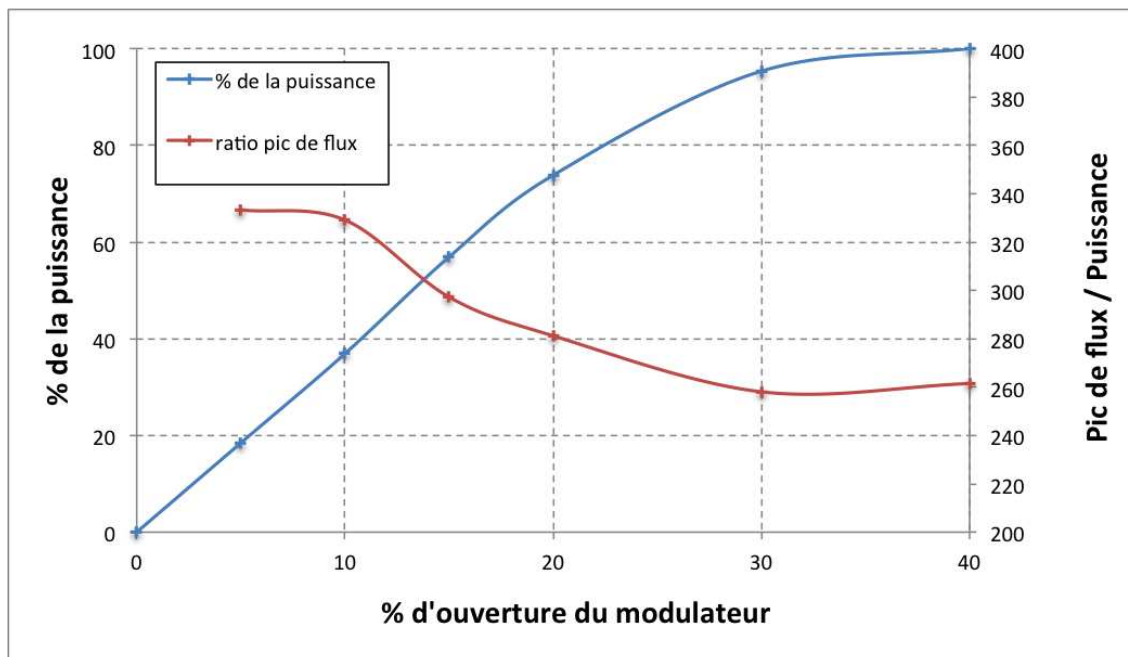


FIGURE 5.6 – Evolution de la puissance transmise pour plusieurs ouvertures du modulateur avec évolution du ratio du pic de flux pondéré par puissance transmise correspondant.

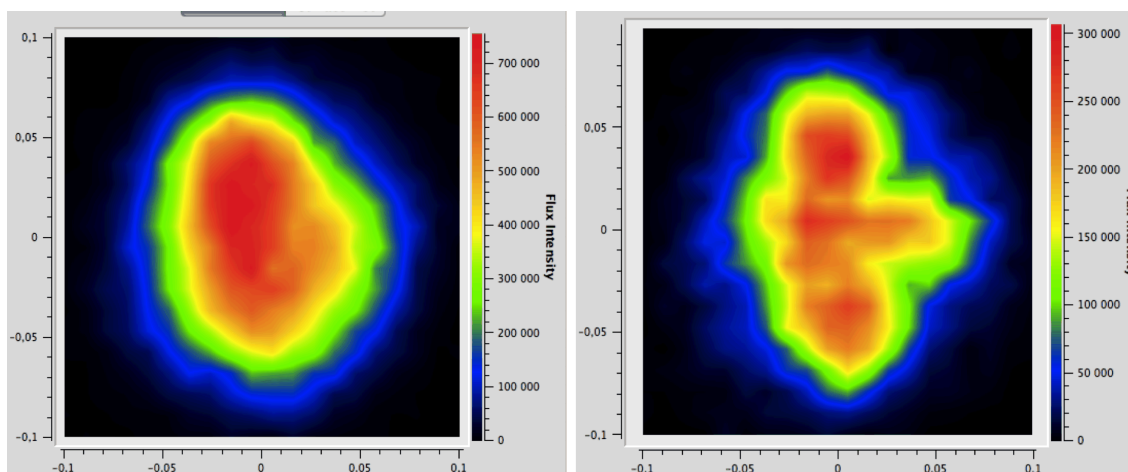


FIGURE 5.7 – Distribution du flux 10 cm derrière le plan focal : à gauche sans modulateur et à droite pour une ouverture de 10%.

5.2 Campagne expérimentale

5.2.1 Aménagement et dispositif expérimental

Afin de mener à bien la campagne expérimentale, le système complet, qui comprend le système thermoacoustique à proprement dit (moteur avec récepteur solaire, résonateur et réfrigérateur) et le modulateur de flux doivent être installés sur le volume focal du concentrateur. Le réfrigérateur

doit être relié au système de stockage de la puissance froide posé au sol. Le site d'Odeillo a donc été agrémenté d'une potence pour faciliter les manipulations de charges au foyer et au pied du concentrateur. En outre, au foyer du concentrateur, une plateforme mobile a été mise en place. L'intérêt de celle-ci est de pouvoir ajuster le récepteur par rapport au plan focal réel du système. Avant le montage du système, la plateforme est utile à la campagne expérimentale de mesure du flux solaire pour la caractérisation du modulateur. En effet, sa course de 360 mm permet d'accéder à des plans parallèles au plan focal et ainsi caractériser le flux pour plusieurs abscisses. Il faut noter que la translation est assurée par un moteur à vis.

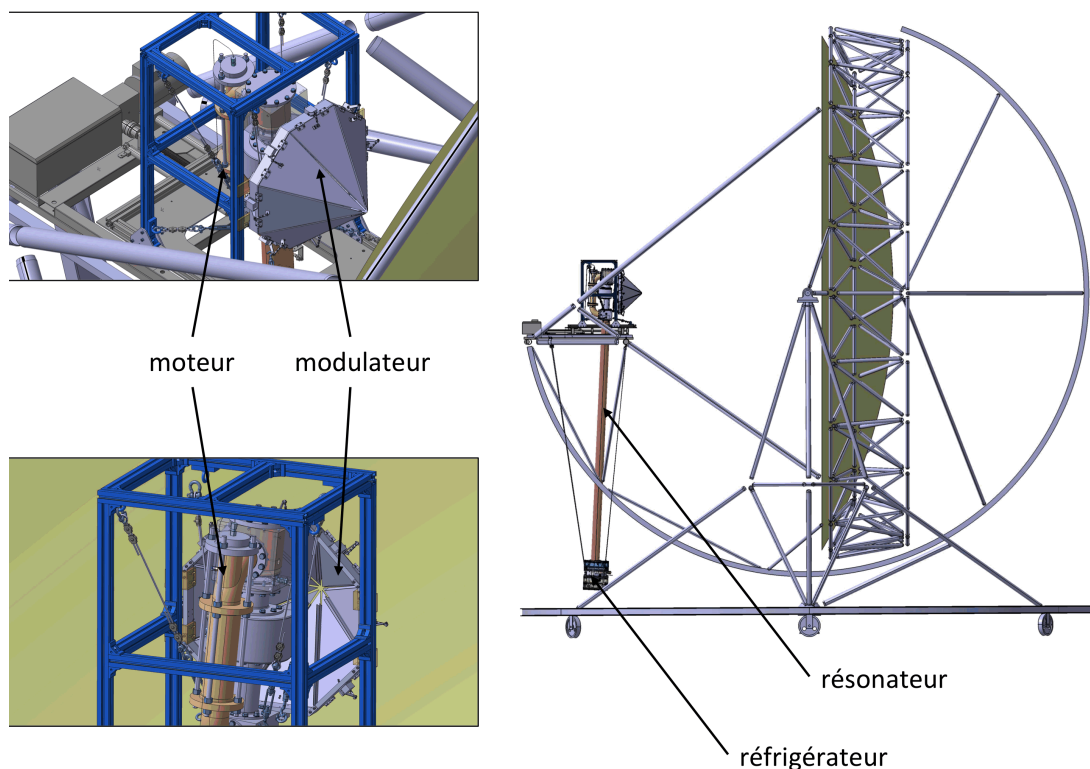


FIGURE 5.8 – Représentation 3D de la machine thermoacoustique montée sur le concentrateur avec deux vues de l'ensemble boucle moteur et modulateur au foyer du concentrateur. Le système de stockage n'est pas représenté.

Comme il a été mentionné dans le premier chapitre, le concentrateur utilisé pour le projet TACSOL était à l'origine associé à un moteur Stirling. L'intérêt de ce concentrateur est qu'il est équipé d'un système de suivi du soleil composé de deux servo-variateurs qui commandent les deux servo-moteurs pour le déplacement de l'ensemble sur les axes d'azimut et d'élévation. Le positionnement du module est donc automatique : sa position est calculée par rapport aux coordonnées géographiques et à une horloge GPS intégrée. Des codeurs font état de celle-ci à tout instant. La boucle d'asservissement nécessite que les paramètres d'initialisation soient valides

pour pouvoir lancer l'algorithme de suivi. Lorsque le moteur Stirling a été retiré du foyer, les paramètres d'initialisation liés au poids du bloc ont été modifiés.

En effet, sa masse, de l'ordre de 400 kg, conférait à la structure une déformation considérée comme une situation de référence. Sans le bloc moteur, il est impossible d'opérer le suivi du soleil car les paramètres d'initialisation mettent le programme en erreur. Deux solutions, sont donc envisagées. La première est de placer un bloc moteur thermoacoustique de la même masse au foyer du concentrateur. Cependant, la flèche engendrée par la masse déportée du réfrigérateur et du résonateur thermoacoustique risque de déplacer le centre de gravité du système et de mettre le système en erreur. La solution la plus viable semble donc être le changement du système d'automatisation.

Afin de pouvoir commencer la caractérisation du flux, une solution alternative a été mise en place. Le concentrateur est toujours réglable manuellement et positionné au bord du champ d'héliostat d'un four solaire de 1000 kW. Un héliostat a donc été réquisitionné pour assurer le suivi du soleil et éclairer le plan focal du concentrateur. Le récepteur peut donc être éclairé par double réflexion. Dans cette configuration le concentrateur devra être aligné avec le centre de l'héliostat pour recevoir le rayonnement de manière normale et ne pas déformer la tache solaire. Il peut être piloté indépendamment du reste du champ sur deux axes. Il offre une surface utile de 45 m^2 et est composée de 180 miroirs. L'héliostat choisi se trouve à environ 100m du centre du concentrateur sur un axe nord-est nord-ouest à 5° au dessus de l'horizontale.

Cette technique, simple et rapide à mettre en place, a ses inconvénients. L'héliostat n'ayant pas été prévu pour cette application, son degré de liberté dans l'axe d'alignement avec le concentrateur est limité. L'inclinaison maximale qu'il peut prendre pour éclairer le concentrateur, réduit le temps d'utilisation du site expérimental³. De plus, la double réflexion augmente considérablement la surface réfléchissante et donc les possibilités de pertes optiques. Cependant, deux héliostats, par leur position, peuvent jouer ce rôle de réflecteur primaire. La possibilité de doubler la concentration peut donc être envisagée, afin de compenser les pertes de la double réflexion.

5.2.2 Caractérisation du flux

En amont de la campagne expérimentale, sur le prototype de la machine thermoacoustique complète, il convient de caractériser le flux réel. L'objectif est de valider la modélisation du concentrateur basée sur des données de 2005 ainsi que celle de la loi de comportement du modulateur de flux. Les mesures vont être conduites pour différents plans parallèles au plan focal. Deux méthodes sont utilisées. D'abord, une méthode de calorimétrie pour quantifier la puissance

3. Par exemple, 3 à 4 heures en début d'après midi entre juillet et octobre

disponible et ensuite, une méthode de fluxmétrie permettant de qualifier la distribution du flux.

Cette campagne expérimentale amont ayant été avortée pour des raisons de disponibilité des équipements, seule la détermination de la position du plan focal sera présentée avec quelques observations qualitatives.

Calorimétrie : principe et conception

La calorimétrie est un procédé qui permet de quantifier la puissance. Le calorimètre est une cavité qui intercepte le flux solaire au plan d'irradiation. Il est formé par un enroulement de tuyaux sous forme de spires dans lesquelles circule l'eau de refroidissement. Pour une meilleure interception du flux, l'épaisseur des tubes est doublée sur deux rangées. Une boîte de mélange en cuivre permet de d'homogénéiser la température de l'eau en sortie des deux rangées de tuyaux. Il y a deux points de prise de température réalisés avec des sondes PT100 (précision + ou - 0,15 °C) notés T_e et T_s sur la figure 5.9 : une à chaque extrémité des tubes. Cette mesure permet de déterminer la puissance collectée dans les spires du calorimètre à partir de cette différence de température et du débit d'eau les traversant.

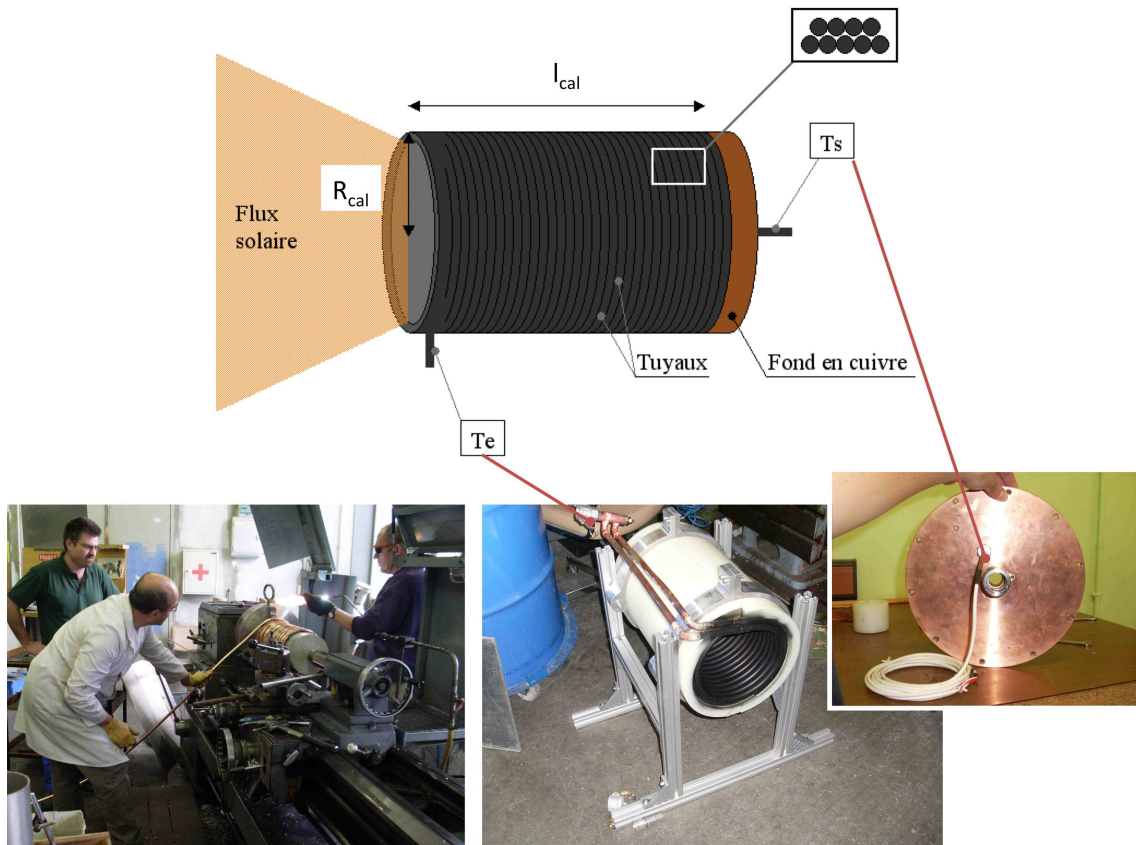


FIGURE 5.9 – En haut, schéma du calorimètre constitué d’un double enroulement de spires et d’une boîte de mélange en cuivre avec paramètres dimensionnels et piquage de température. En bas, de gauche à droite, processus d’enroulement des tuyaux de cuivre chauffés. Calorimètre complet avec peinture absorbante sur sa structure de fixation. Boîte de mélange avec sonde PT100.

La qualité du calorimètre dépend de son facteur d’émission. Idéalement il doit approcher l’unité, caractéristique d’un corps noir. Les paramètres géométriques du calorimètre doivent être ajustés pour approcher cet idéal et piéger un maximum d’énergie. Le dimensionnement s’est appuyé sur le calcul du facteur d’émission proposé par *Gouffe* [31] selon la forme, les dimensions et l’émissivité du matériau ou de la peinture choisie pour l’intérieur de la cavité.

$$\epsilon^0 = \epsilon \frac{\left[1 + (1 - \epsilon) \left[\frac{S_{ouv}}{S_{cal}} - \sin^2 \theta_{cal} \right] \right]}{\epsilon \left(1 - \frac{S_{ouv}}{S_{cal}} \right) + \frac{S_{ouv}}{S_{cal}}} \quad (5.1)$$

avec $\sin^2 \theta_{cal} = \frac{1}{1 + \left(\frac{l_{cal}}{R_{cal}} \right)^2}$ et S_{ouv}/S_{cal} rapport des surfaces de l’ouverture et de l’ensemble des parois de l’enceinte directement lié au rapport l_{cal}/R_{cal} (longueur / rayon du calorimètre).

Ces calculs sont optimistes car ils ne tiennent pas compte de l’angle d’incidence des rayons. C’est pour cette raison que ces résultats ont été comparés à ceux obtenus par un code de calcul qui prend en compte la qualité spéculaire du rayonnement⁴ et qui considère le revêtement comme

4. Code CAVTECALC créé par *Guillot*, ingénieur de recherche, SISIA, PROMES - CNRS

non diffusant. Le principe du code est d'introduire un défaut qui crée un angle de décalage entre le rayon réfléchi et le rayon incident et d'évaluer le nombre de rayons piégés dans la cavité sur une base de lancer de rayons de type Monte Carlo. En réalité, le cas expérimental est à mi chemin entre les deux études. Pour les deux méthodes ont été testées des cavités de forme cylindrique, conique et à ouverture réduite et trois émissivités de matériaux ont été considérées : $\epsilon = 0,5 ; 0,8 ; 0,9$.

La figure 5.10 donne le facteur d'émission pour différents rapports l_{cal}/R_{cal} et pour les trois configurations géométriques. L'ouverture de la cavité est choisie de 20 cm de diamètre, ce qui permet d'intercepter la quasi-totalité du flux 10 cm derrière le plan focal. La différence entre les résultats des deux méthodes est de l'ordre de 4% pour une émissivité de 0,7 et de 2% pour une émissivité de 0,8. On notera que les différences s'amenuisent à mesure que l'émissivité du matériau augmente et à mesure que la longueur de la cavité augmente. Les formes 'cylindrique' et 'cylindrique à ouverture réduite' donnent le même ordre de performances de l'ordre de 1 contrairement à la forme conique.

Pour une émissivité de revêtement interne de 0,8, afin d'obtenir un résultat satisfaisant de 97% d'énergie piégée dans la cavité, avec la méthode de *Gouffe*, le rapport l_{cal}/R_{cal} doit être égal au minimum à 3 ce qui représente une longueur de 30 cm. Pour le même résultat, la méthode spéculaire préconise qu'avec une émissivité de 0,7, la cavité doit mesurer 40 à 60 cm. En gageant que la peinture de revêtement ne devrait pas s'oxyder au delà des 0,8 d'émissivité, nous allons choisir une cavité de longueur 40 cm. Prendre la valeur de l'étude spéculaire qui est pessimiste permet de laisser une petite marge si l'émissivité se détériore et passe en dessous de 0,8 (par détérioration de la peinture absorbante par exemple).

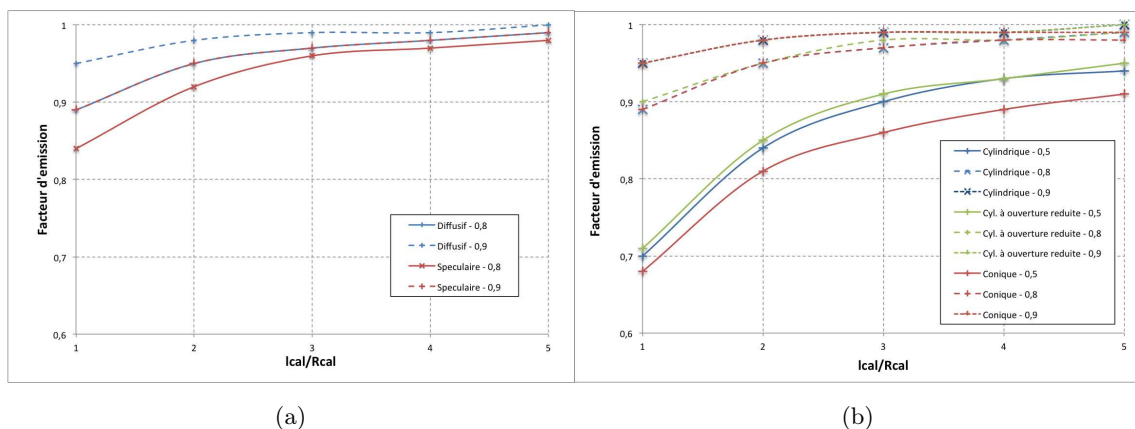


FIGURE 5.10 – Facteurs d'émission du calorimètre pour les méthodes de calcul diffus (a) et spéculaire (b) les différentes formes de cavités pour plusieurs émissivités de revêtement interne.

Le système de refroidissement a été dimensionné (diamètres, longueur, nombre de spires) de

manière à évacuer le flux de chaleur tout en limitant les pertes de charges. Les pertes de charge sont un élément crucial dans le dimensionnement de la tuyauterie car la perte de charge modifie le débit et donc l'efficacité de l'évacuation du flux de chaleur. Les spires ont été modélisées comme une succession de coudes à 90° de grand rayon de courbure. Notons que cette méthode surévalue les pertes de charges. Il faut tendre vers de grands diamètres de tuyau, comme le montre la figure 5.11 qui donne le pourcentage de perte de charge en fonction du diamètre du tuyau pour plusieurs rapports l_{cal}/R_{cal} . Pour un rapport l_{cal}/R_{cal} de 3 la plus faible perte de charge que l'on peut obtenir par rapport à la pression entrante pour un tuyau de 14 mm de diamètre est de 10%.

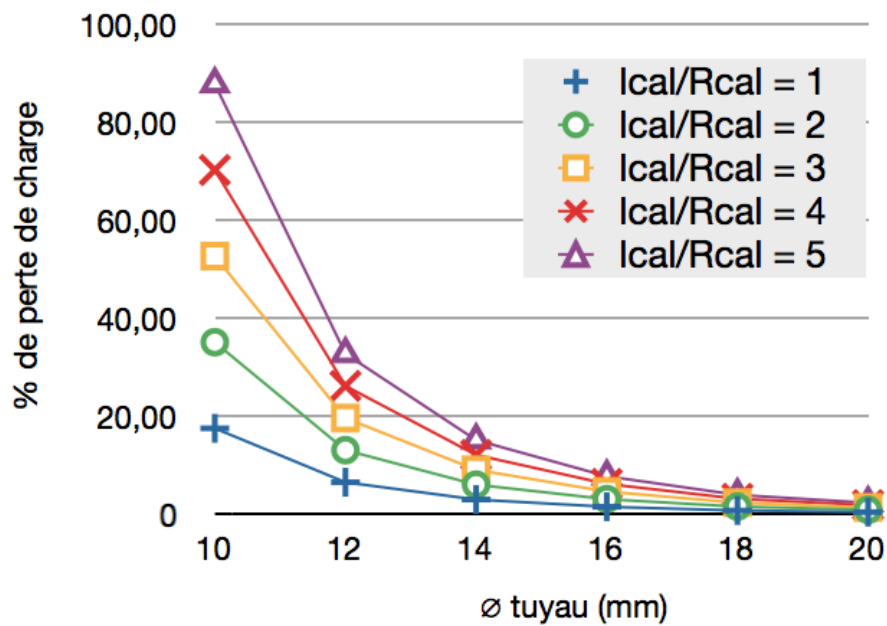


FIGURE 5.11 – Pertes de charges dans les spires du calorimètre pour plusieurs rapports de longueur L_{cal}/R_{cal} et plusieurs diamètres de tuyau.

Le débit maximum dans les tuyaux est de 53 l/min. On enregistre des variations rapides (inférieures à la seconde) d'environ + ou - 2 l/min. Ces fluctuations, dues vraisemblablement aux perturbations du circuit hydraulique en amont, seront pour le moment moyennées sur une période de mesure d'une minute. Les pertes de charges ont été largement sous estimées. En effet, elles approchent les 50 % pour une pression d'entrée de 3,5 bars. Le temps de stabilisation du gradient de température après irradiation est de 1 min30. Enfin, une isolation externe a été ajoutée afin de réduire sa sensibilité à la convection forcée du vent (quelques dixièmes de degrés).

Fluxmétrie : principe et conception

Pour qualifier la distribution du flux, nous avons recours à un procédé de fluxmétrie. Cette méthode requiert un système d'imagerie couplé à une surface réceptrice. L'image du flux sur cette surface est enregistrée par une camera avec une résolution qui lui est propre. L'intensité lumineuse de chacun des pixels est ensuite normalisée et étalonnée pour correspondre à une densité énergétique. Des cartes de flux peuvent être obtenues directement par cette technique et ainsi être comparées à celles des simulations. L'étude, ici, se limite à la reconstruction du cône d'éclairement par la mesure du diamètre de la tache solaire pour différents plans dans l'intervalle de débattement de la plate-forme, 36 cm.

Dans notre cas, la surface de réception est une cible réfrigérée en cuivre recouverte d'une peinture réfléchissante résistante aux hautes températures. Son diamètre est de 15 cm, comme celui de l'échangeur chaud. La réfrigération s'effectue par une circulation d'eau dans une boîte en cuivre à l'arrière de la surface. La géométrie interne de cette boîte a été optimisée pour favoriser les échanges thermiques. La réfrigération de la cible a plusieurs avantages :

- limiter la température de l'élément et ainsi réduire les pertes par rayonnement et convection ;
- préserver le cuivre et la peinture de la dégradation liée aux chocs thermiques et aux cycles ;
- qualifier simultanément la puissance reçue grâce aux thermocouples placés dans le circuit d'eau, comme pour le calorimètre.

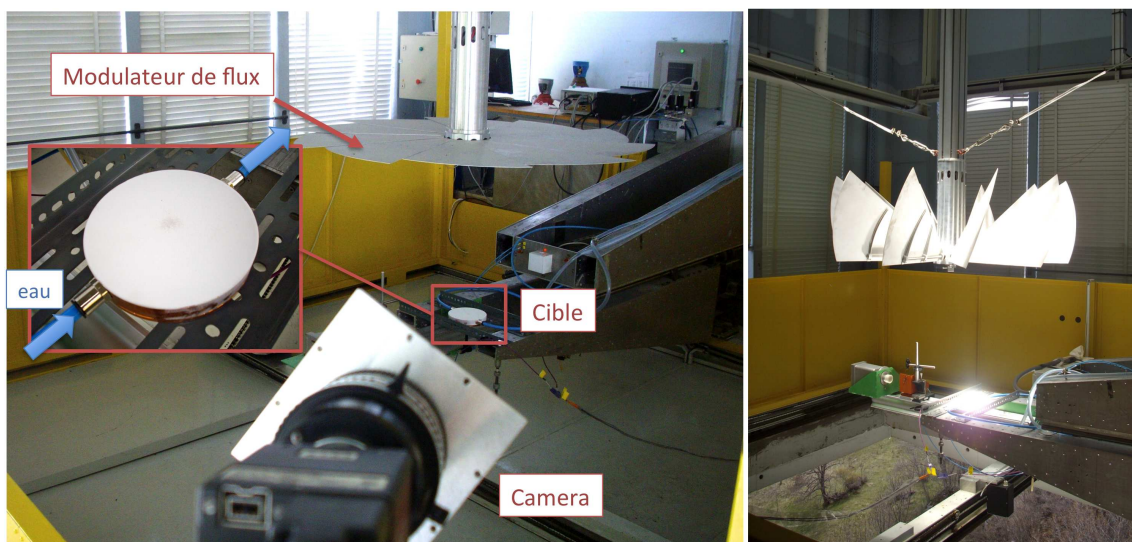


FIGURE 5.12 – Essais en laboratoire du système d'imagerie couplé à une cible réfrigérée. Le dispositif est monté sur un concentrateur vertical muni d'un modulateur de flux.

Le système d'imagerie est une camera à haute résolution (16 bits, Allied Vision StingRay

F046). On note qu'elle ne sera pas utilisée au maximum de ses capacités pour ces essais préliminaires. Elle est montée au centre de la parabole⁵, ainsi le vecteur directeur de l'angle de vue est normal à la surface de la cible.

Les images sont enregistrées pour plusieurs positions dans l'intervalle de débattement de la plateforme. L'image a une résolution de 1292 x 964 pixels et l'information est codée en 8 bits par pixel. Ce qui veut dire que les niveaux de gris sont codés de 0 (noir) à 255 (blanc). Enfin, les prises ont été faites avec un temps d'exposition de l'ordre de 5 ms.

Les opérations de traitement d'image ont été menées par utilisation conjointe de MATLAB et IMAGE J⁶. D'abord, chaque prise est normalisée en pondérant l'intensité lumineuse par le DNI et le temps d'exposition. Pour ce faire, le DNI est relevé pour les mêmes horodatages que les prises de vue. Puis, l'image est ramenée à un seuil de signal qui permet de conserver seulement les intensités lumineuses supérieures à un niveau 3 (sur une échelle de 0 à 255). Ce seuil permet de s'affranchir du bruit de fond des imperfections de la cible.

Ensuite, le diamètre de la tache est enregistré. Comme la tache est irrégulière, sa définition est basée sur le diamètre de Ferret, diamètre utilisé en granulométrie : distance comprise entre une droite donnée et sa parallèle placées telles que l'ensemble de la projection de la tache soit comprise entre ces deux parallèles. Le diamètre retenu est la moyenne entre les distances minimale et maximale ainsi obtenues. De plus, dans le but de vérifier l'alignement de l'héliostat avec la parabole, le centre de la tache pondéré par l'intensité énergétique est relevé.

Les conditions dans lesquelles les mesures ont été faites n'ont pas permis d'étalonner les niveaux de gris. En effet, le filtre et le temps d'exposition doivent être choisis judicieusement afin de contraster correctement l'image pour qu'elle soit exploitable. De plus, une évaluation des incertitudes sur les mesures est nécessaire pour évaluer la précision des cartes de flux. Les résultats présentés sont donc interprétés d'un point de vue uniquement qualitatif.

Résultats couplés des deux campagnes

Les deux campagnes vont permettre de positionner le foyer du concentrateur et de mettre en évidence des problèmes d'alignement entre l'héliostat et le concentrateur.

La figure 5.13 présente, d'une part la différence entre les températures d'entrée et de sortie du circuit d'eau du calorimètre en fonction de la position de la plateforme et d'autre part le diamètre de la tache solaire obtenu par fluxmétrie. Ces deux mesures sont comparées aux résultats de simulations SOLTRACE de détermination de la tache solaire pour les mêmes conditions. Il en

5. La parabole dispose d'un espace vide de réflecteur en son centre, ceci pour réduire son coût vu que le centre est occulté par le masquage du bloc moteur

6. Logiciel libre de traitement et d'analyse d'image écrit en Java, National Center for Biotechnology Information

résulte que la position du plan focal semble être autour de 22 cm⁷. Cette abscisse corrobore les résultats de 2005 et correspond à un point focal à 4,55 m du centre du concentrateur. On note un plateau de 10 cm autour de cette position ce qui traduit le caractère non ponctuel du foyer dû aux erreurs optiques de la parabole.

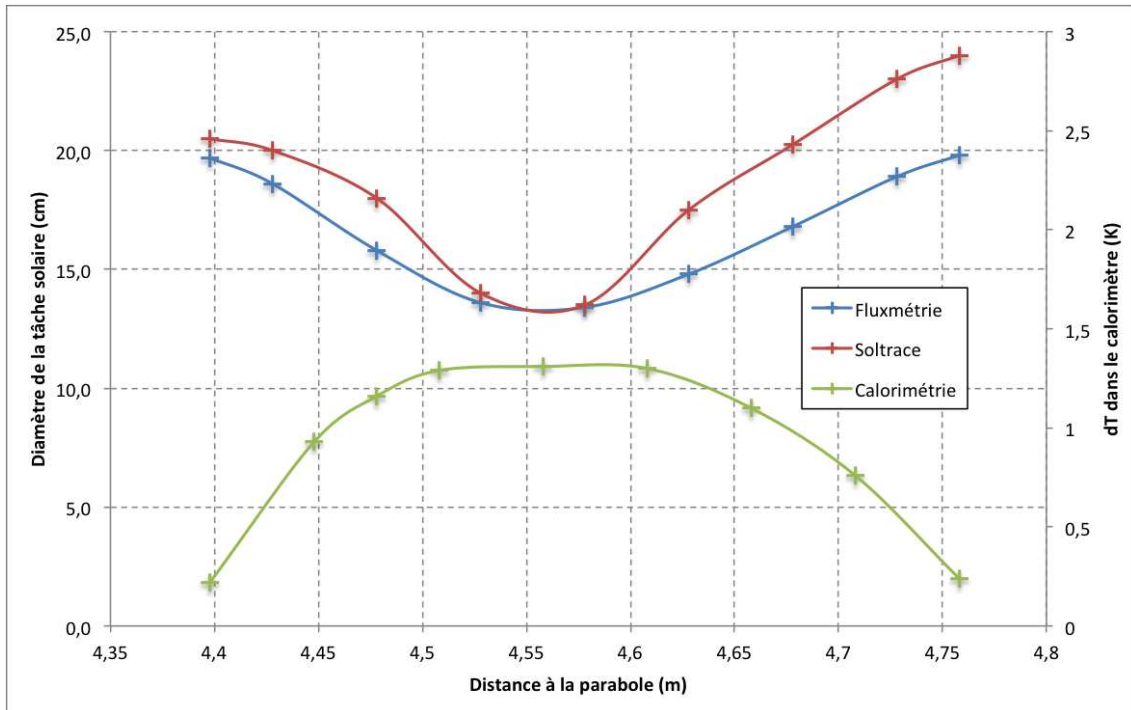


FIGURE 5.13 – Diamètre de la tache solaire et différence de température dans le calorimètre pour plusieurs plans parallèles au plan focal.

Les grandeurs mesurées étant différentes et les seuils choisis n'étant pas corrélés, il est impossible d'interpréter les différences entre les diamètres issus des simulations SOLTRACE et de la fluxmétrie. Seule la tendance est intéressante. La figure 5.14 donne les deux cartographies de la tache solaire pour une même position. La première est une image de la distribution du flux représentée par des intensités lumineuses et obtenue par fluxmétrie et l'autre est une carte de flux issue d'une simulation SOLTRACE dans les mêmes conditions. Les contours de la tache sont similaires ainsi que la position des pics de flux.

7. Le point de référence pour cette abscisse est la position de repos de la plateforme

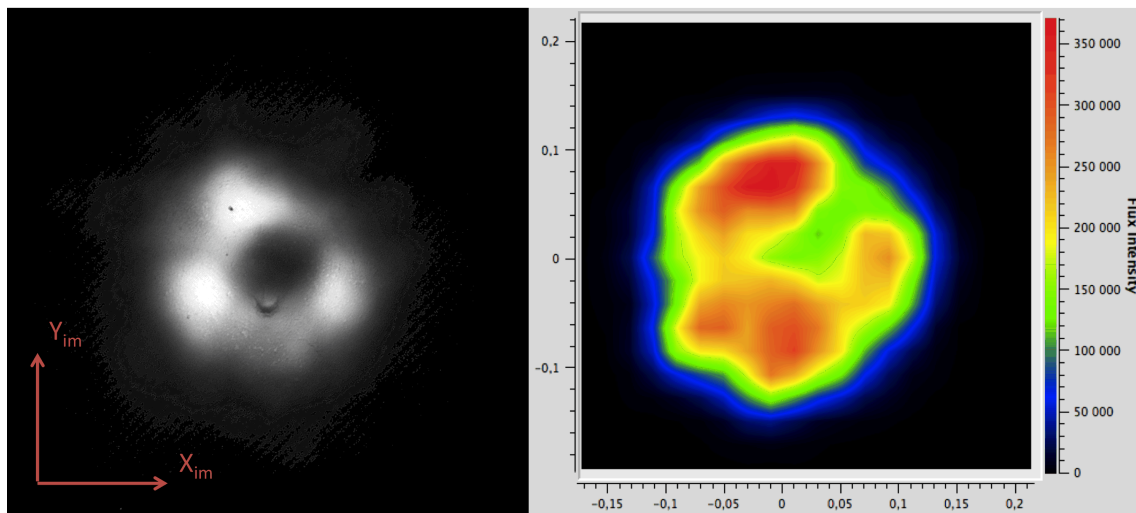


FIGURE 5.14 – Tache solaire sur un plan situé à 4,758 m du centre du concentrateur (à 15,5 cm derrière le plan focal) : à droite, distribution de l'intensité lumineuse et à gauche distribution du flux solaire donnée par simulation SOLTRACE.

Enfin, la figure 5.15 donne la déviation des coordonnées (X_{im} , Y_{im}) du centre de la tache pour différentes positions du plan irradié. L'axe du cône d'éclairage n'est pas rectiligne : la déviation peut atteindre 5 cm, ce qui atteste d'un défaut d'alignement de l'héliostat avec le concentrateur. Il est donc nécessaire d'améliorer la procédure d'alignement.

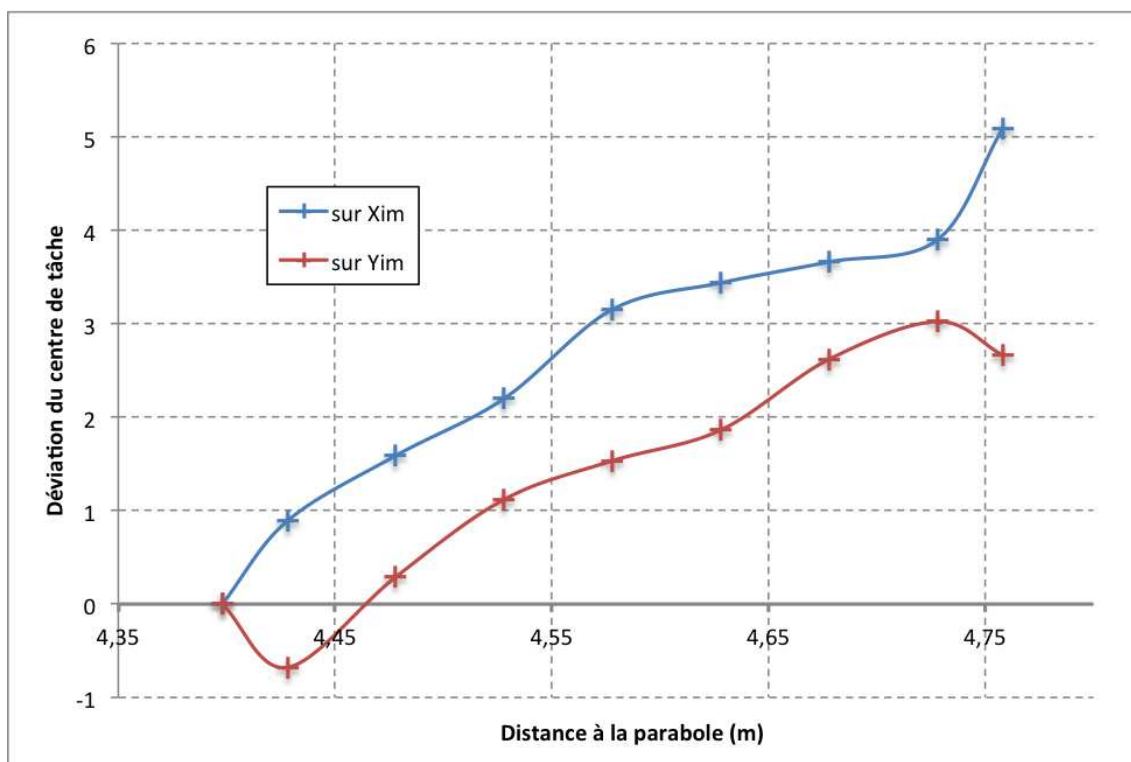


FIGURE 5.15 – Déviation du centre de la tache pour différentes positions du plan irradié sur X_{im} et Y_{im} .

5.3 Conclusion

Les premiers essais de fabrication de l'échangeur comme la première phase de caractérisation expérimentale ont permis de mettre en évidence certaines limites des stratégies envisagées : la conception de l'échangeur a été simplifiée ; les inhomogénéités et les pertes engendrées par le modulateur sont maintenant connues comme celles engendrées par la solution de double réflexion. Ces observations peuvent être intégrées à l'étude expérimentale du fonctionnement du système complet.

Conclusion

La réfrigération thermoacoustique solaire est une alternative intéressante aux systèmes thermiques frigorifiques solaires existants. Outre le fait d'utiliser la source solaire pour produire directement du froid de manière quasi-autonome, sans contraintes environnementales et avec une grande fiabilité, la combinaison des deux technologies, solaire et thermoacoustique, permet d'envisager de construire des systèmes de plusieurs échelles de puissance et de températures de fonctionnement.

Dans le cadre d'un projet de réalisation d'un prototype de moyenne puissance (1kW de production de froid à -25°C), il est nécessaire de modéliser correctement l'élément de couplage de ces deux technologies : le récepteur solaire permettant de recevoir puis transférer l'énergie du flux solaire incident au fluide de travail.

La source solaire concentrée présente une inhomogénéité du flux dans l'espace et dans le temps. La distribution du flux concentré est de forme gaussienne et sa variation dans le temps est intermittente selon le rythme des passages nuageux. La construction du récepteur solaire, constitué de l'échangeur et de sa cavité réceptrice, doit permettre de réduire ces inhomogénéités pour plusieurs raisons. La première, relative à l'inhomogénéité spatiale, concerne la sensibilité des ondes thermoacoustiques aux gradients thermiques et le risque de favoriser des phénomènes de convection parasites capables de dégrader les performances au point d'empêcher le démarrage et le fonctionnement normal du moteur thermoacoustique. La seconde, relative à l'inhomogénéité temporelle, est la sensibilité de l'équilibre nominal de fonctionnement du système : dès que l'on s'éloigne du point de fonctionnement, le rendement global du système s'effondre.

Dans cette optique, une modélisation numérique thermique du récepteur nous a permis d'étudier son comportement sous un éventail de conditions et ainsi de mettre en évidence les points critiques pour la conception et la fabrication du récepteur solaire. Cette modélisation se divise en deux grandes parties : la première concerne la quantification des transferts thermoacoustiques internes aux canaux de l'échangeur et la seconde est l'étude des transferts externes relatifs au rayonnement solaire et à ses transformations.

L'objectif de la première partie est d'élaborer expérimentalement une loi pariétale qui met en relation, expérimentalement, les transferts thermiques thermoacoustiques aux paramètres d'écoulement. Pour cette raison, un banc spécifique modulaire, capable d'étendre la loi expérimentale à un large ensemble de paramètres, aussi bien géométriques que liés aux puissances, a été conçu. Pour aider à sa conception, il a été nécessaire de développer un code de calcul simple permettant de réaliser des études paramétriques indispensables au dimensionnement du banc ; ce que le manque de souplesse des codes de calculs existants ne permettrait pas.

Afin de construire la loi d'échange, une méthode de bilan thermique a été appliquée à la cellule constituée des échangeurs. Dans le but de lier ces mesures à celles de l'écoulement, la mesure de la vitesse dans la cellule thermique étant impossible, une méthode de reconstruction numérique du champ de vitesse à partir du champ de pression et de la mesure de vitesse en entrée du banc a été choisie. Ces simulations s'appuient sur un code issu de la théorie linéaire thermoacoustique : CRISTA.

Les premiers essais de caractérisation mécanique du banc ont montré des écarts non négligeables entre résultats de mesure et simulations numériques, notamment sur deux points :

- particularité au niveau de la cellule thermique en ce qui concerne le champ de pression ;
- non linéarité de la source d'onde acoustique à grande amplitudes.

Elle a aussi permis de déterminer la plage de travail sur laquelle la loi de comportement va pouvoir être comparée aux travaux existants pour validation de la méthode.

Les perspectives immédiates sont d'abord l'implémentation des codes de calcul existants en ce qui concerne la modélisation de la particularité du champ de vitesse autour de la cellule et la modélisation électrodynamique de la source acoustique. Pour la source acoustique, cette amélioration portera sur le développement de lois de comportements des deux composantes influant l'impédance mécanique du moteur : la raideur et la résistance mécanique interne (liées à l'acoustique dans l'enceinte de la source et au jeu mécanique entre piston et cylindre). Ensuite, les mesures thermiques et la construction de la loi de transfert thermoacoustique vont être effectuées pour, au final, adapter et appliquer la loi aux canaux de l'échangeur solaire.

Dans une seconde partie, la modélisation des transferts thermiques solaires a permis de structurer la démarche de conception du récepteur solaire.

La modélisation numérique du concentrateur permet, à partir des résultats d'une campagne de mesure, de générer des cartes de flux solaire incident dans plusieurs plans parallèles au plan focal. Grâce à cette modélisation, il a été possible de comparer plusieurs géométries de masquage

destinées à adapter la puissance du concentrateur utilisé pour le projet tout en limitant l'inhomogénéité spatiale du flux. Cette modélisation a aussi permis l'obtention du flux incident en entrée pour notre étude et ce pour plusieurs conditions.

Dans un second temps, l'étude du conditionnement du flux solaire a permis de déterminer la position optimale et la forme de la surface irradiée. Il a ainsi été montré que placer la surface irradiée en arrière du plan focal et courber la surface réceptrice réduit significativement les pics de flux se déposant sur celle-ci et pouvant engendrer des points chauds. Cette première étape a permis de réduire l'inhomogénéité du flux incident de 72%.

Dans un troisième temps, une étude numérique stationnaire de l'absorbeur, puis de la cavité a contribué à la détermination de leurs structures internes et des matériaux les plus à même d'homogénéiser le flux par diffusion de la chaleur dans l'épaisseur de l'échangeur. Ce prédimensionnement a ensuite été confronté aux contraintes techniques régissant son intégration à la boucle moteur de la machine thermoacoustique. Puis, ce code paramétrique a été validé et les géométries ont été affinées à l'aide d'une étude 3D de l'échangeur et de la cavité. A cette occasion, une solution de rétro-éclairage a été évaluée. Cette solution limite l'étendue de la zone de l'échangeur recevant un fort flux et redistribue par réflexion une partie du flux incident sur les zones les plus froides. Cependant, les pertes engendrées par l'impact direct du flux sur les parois de la cavité réfléchissante étant trop importantes, la solution a été abandonnée.

Il a résulté de ces différentes études que l'énergie transmise au fluide de travail est de l'ordre de 85% suivant les configurations. Cette étape a mis en évidence la difficulté de concilier les résultats issus d'optimisations numériques aux contraintes fortes liées à leur intégration. Néanmoins, elle a conduit à une manière originale de structurer la répartition interne des canaux pour favoriser la diffusion de la chaleur dans l'absorbeur.

L'utilisation du code de calcul en mode transitoire a permis d'observer le comportement thermique du récepteur confronté aux variations de l'irradiation solaire sur des journées types. Nous en avons conclu que l'inertie thermique de l'ensemble permettait de filtrer les petites variations (DNI inférieures à 350 W/m^2 qui durent moins de 3 min) mais que son utilisation en l'état requerrait une modulation du flux en amont du récepteur. Un exemple des performances du système avec l'utilisation d'une modulation du flux a été donnée, ce qui a montré qu'il était possible d'atténuer l'impact de la variabilité de l'irradiation tout en obtenant un rendement global du sous-système solaire recevable pour un premier prototype de machine. Cependant, pour pouvoir maintenir ces bonnes performances, il est nécessaire de limiter l'amplitude d'obturation du modulateur.

La suite de la campagne expérimentale devra notamment permettre de valider la loi de

comportement du modulateur pour l'intégrer au code de calcul, valider le code de calcul et les performances du sous système solaire dans les conditions réelles de fonctionnement. Certaines implémentations du modèle numérique sont nécessaires comme la prise en compte de la conduction entre les éléments discrets ou l'influence de l'inclinaison sur les lois de convection naturelle en ce qui concerne la cavité. Une voie non explorée est la conception d'un concentrateur solaire spécifique à notre application qui permettrait l'homogénéisation du flux en amont de la surface réceptrice. Des simulations numériques en amont pourraient permettre l'homogénéisation de la tâche solaire en contrôlant le point de focalisation de chacune des facettes réfléchives composant le concentrateur.

Les chutes longues et drastiques de DNI, ou les périodes de nuit, nécessitent la mise en place d'un système de stockage énergétique. L'option de la mise en place d'un appoint de chauffage hybride à forte réactivité doit être étudiée afin d'éviter d'avoir à faire face aux constantes de temps de redémarrage. Une étude sur des périodes de fonctionnement plus longues, de l'ordre d'une semaine, un mois ou une année, prenant en compte les variations à plus grande échelle (jour/nuit, saisons) et intégrant l'effet du stockage, permettrait d'évaluer les performances du système et déterminer sa viabilité. Néanmoins, une telle étude nécessite la modélisation du système thermoacoustique complet dans le but de quantifier la production de froid. Une voie intéressante serait de coupler notre étude à celle de *Perier-Muzet* [55] afin de déterminer dans quelle mesure le système de stockage froid peut permettre de limiter les variations. Une étude complémentaire d'impact du lieu d'implantation sur la production devrait permettre d'identifier des périodes d'utilisation.

Pour finir, l'étude de fabrication de l'absorbeur a montré ses limites en terme de techniques disponibles pour associer convenablement la matrice et son faisceau de tubes avec un coût raisonnable. Le projet s'est donc orienté vers une nouvelle solution qui permet de simplifier sa structure, en supprimant sa matrice en cuivre et en utilisant une solution de rayonnement diffus de la chaleur dans le volume focal afin de réduire le gradient thermique et donc les contraintes mécaniques. L'utilisation de cette solution tend à changer le comportement thermique de l'ensemble; sa modélisation est en cours.

La principale difficulté de ce projet a été la forte imbrication des différents aspects de la conception de la machine thermoacoustique. Il était donc difficile de mener de front les différentes activités avec des équipes différentes. D'autant plus, que la concertation était rendue ardue par la distance entre les différents laboratoires.

Bibliographie

- [1] Aster thermoacoustics. <http://www.aster-thermoacoustics.com/>.
- [2] EuroDish reference manual - version 2.0, November 2005.
- [3] Solar heating & cooling programme, strategic plan 2009-2013. Technical report, IEA, 2009.
- [4] Key world energy statistics 2012. Technical report, IEA, 2012.
- [5] Jay A. Adeff and Thomas J. Hofler. Design and construction of a solar thermal powered thermo-acoustically driven thermoacoustic refrigerator. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(5) :2795, 2000.
- [6] George Octavian Andrei. *Studii acustice si termice ale schimbatoarelor de caldura din sistemele termoacustice*. PhD thesis, Universitatea 'Dunarea de jos' din galati facultea de mecanica catedra : termotehnica si masini termice, 2008.
- [7] Michael Ashby, Luc Salvo, and Yves Bréchet. *Traité des matériaux. 20, Sélection des matériaux et des procédés de mise en oeuvre*. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 2001.
- [8] S. Backhaus, E. Tward, and M. Petach. Traveling-wave thermoacoustic electric generator. *Applied Physics Letters*, 85(6) :1085, 2004.
- [9] H Bailliet, Pierrick Lotton, M. Bruneau, and V. Gusev. Coupling between electrodynamic loudspeakers and thermoacoustic cavities. *S. Hirzel Verlag*, 86(2) :pp. 363–373, April 2000.
- [10] William T. Beale. Applications of simple stirling engines. Rome, Italy, June 1986. Sunpower inc.
- [11] E. Besnoin and O. M. Knio. Numerical study of thermoacoustic heat exchangers. *Acta Acustica united with Acustica*, 90(3) :432–444, 2004.
- [12] Adrien Bétrancourt. *Simulations numériques et validations expérimentales de machines de réfrigération thermoacoustiques*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 2008.
- [13] Sébastien Bonnet. *Moteurs thermiques à apport de chaleur externe : étude d'un moteur STIRLING et d'un moteur ERICSSON*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, October 2005.

- [14] Pascale Bouvier. *Transferts thermiques en écoulement oscillant dans une conduite cylindrique : Application au moteur Stirling*. PhD thesis, Université de Nantes, 2000.
- [15] Pascale Bouvier, Pascal Stouffs, and Jean-Pierre Bardon. Experimental study of heat transfer in oscillating flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(12) :2473–2482, June 2005.
- [16] Emmanuel Bretagne. *Générateur d’ondes et instabilités thermoacoustiques. Application à la conversion d’énergie*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 2001.
- [17] H. Carlsen. Results from 20kW vuilleumer heat pump test program. In *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1994.
- [18] Peter H. Ceperley. A pistonless stirling engine—The traveling wave heat engine. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 66(5) :1508, 1979.
- [19] Reh-Lin Chen. *Design, construction, and measurement of a large solar powered thermoacoustic cooler*. PhD thesis, The Pennsylvania State University, 2001.
- [20] Didier Coulomb. Communiqué présenté par didier coulomb, directeur de l’Institut international du froid, November 2006.
- [21] Patxi Duthil, Diana Baltean Carlès, Adrien Bétrancourt, Jihao Wu, Zhibin Yu, Maurice-Xavier François, and Gérard Defresne. Caractérisation des éléments de contrôle du champ acoustique dans les systèmes thermoacoustiques. Troye, 2005.
- [22] K.T. Feldman. Review of the literature on rijke thermoacoustic phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, 7(1) :83–89, January 1968.
- [23] K.T. Feldman. Review of the literature on sondhauss thermoacoustic phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, 7(1) :71–82, January 1968.
- [24] Alain Ferrière. Centrales solaires thermodynamiques, 2008.
- [25] Gilles Flamant. Fours solaires, 2008.
- [26] Maurice-Xavier François and Emmanuel Bretagne. Echangeur de chaleur pour application aux fluides oscillants notamment dans une cellule thermoacoustique, June 2011.
- [27] Andrew M. Fusco, William C. Ward, and Gregory W. Swift. Two-sensor power measurements in lossy ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(4) :2229, 1992.
- [28] Steven L. Garrett. High-power thermoacoustic refrigerator.
- [29] A. Gopinath and D.R. Harder. An experimental study of heat transfer from a cylinder in low-amplitude zero-mean oscillatory flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(4) :505–520, 2000.

- [30] Jeffrey M Gordon and Daniel Feuermann. Optical performance at the thermodynamic limit with tailored imaging designs. *Applied optics*, 44(12) :2327–2331, April 2005. PMID : 15861838.
- [31] A. Gouffe. Correction d’ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes. *Revue d’Optique*, March 1945.
- [32] Thomas J. Hofler. Effective heat transfer between a thermoacoustic heat exchanger and stack. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(3) :1772, 1993.
- [33] John R. Howell. A catalog of radiation heat transfer configuration factors - 3rd edition. <http://www.engr.uky.edu/rtl/Catalog/>.
- [34] John R. Howell and Robert Siegel. *Thermal Radiation Heat Transfer*. New York, 5th edition, 2010.
- [35] Hiroshi Iwai, Tomoyuki Mambo, Naoki Yamamoto, and Kenjiro Suzuki. Laminar convective heat transfer from a circular cylinder exposed to a low frequency zero-mean velocity oscillating flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(21) :4659–4672, October 2004.
- [36] D.S. Kim and C.A. Infante Ferreira. Solar refrigeration options – a state-of-the-art review. *International Journal of Refrigeration*, 31(1) :3–15, January 2008.
- [37] W Klippel and U Seidel. Fast and accurate measurement of linear transducer. In *Audio ingeneering society - AES paperprint 5308*, Amsterdam, The Netherlands, May 2001.
- [38] Gilles Lefèbvre. *La méthode modale en thermique : modélisation, simulation, mise en oeuvre, applications*. Ellipses, Paris, 2007.
- [39] K.C. Leong and L.W. Jin. An experimental study of heat transfer in oscillating flow through a channel filled with an aluminum foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(2) :243–253, January 2005.
- [40] Pierrick Lotton. Notions d’électroacoustique. application à l’étude de la source acoustique d’un réfrigérateur thermoacoustique. May 2010.
- [41] D. Marx and P. Blanc-Benon. Numerical simulation of stack-heat exchangers coupling in a thermoacoustic refrigerator. *AIAA journal*, 42(7), 2004.
- [42] David Marx, Xiaoan Mao, and Artur J. Jaworski. Acoustic coupling between the loudspeaker and the resonator in a standing-wave thermoacoustic device. *Applied Acoustics*, 67(5) :402–419, May 2006.
- [43] Marwan Mokhtar, Muhammad Tauha Ali, Simon Bräuniger, Afshin Afshari, Sgouris Sgouridis, Peter Armstrong, and Matteo Chiesa. Systematic comprehensive techno-economic as-

- assessment of solar cooling technologies using location-specific climate data. *Applied Energy*, 87(12) :3766–3778, December 2010.
- [44] George Mozurkewich. Comparative study of heat exchangers for thermoacoustic devices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(5) :2961, 1995.
- [45] George Mozurkewich. Heat transfer from a cylinder in an acoustic standing wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98 :2209, 1995.
- [46] George Mozurkewich. A model for transverse heat transfer in thermoacoustic devices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(4) :2815, 1998.
- [47] George Mozurkewich. Heat transfer from transverse tubes adjacent to a thermoacoustic stack. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(2) :841, 2001.
- [48] George Mozurkewich. Heat transport by acoustic streaming within a cylindrical resonator. *Applied Acoustics*, 63(7) :713–735, 2002.
- [49] M. Nasiri and WK Van Moorhem. An investigation of heat and mass transfer in oscillating flows at high acoustic reynolds numbers. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 23(5) :613–622, 1996.
- [50] François Nepveu. *Production décentralisée d’électricité et de chaleur par système Parabole/Stirling : Application au système EURODISH*. PhD thesis, Perpignan, 2008.
- [51] Emmanuel C. Nsofor, Serdar Celik, and Xudong Wang. Experimental study on the heat transfer at the heat exchanger of the thermoacoustic refrigerating system. *Applied Thermal Engineering*, 27(14-15) :2435–2442, October 2007.
- [52] I Paek, JE Braun, and L Mongeau. Heat transfer coefficients of heat exchangers in thermoacoustic coolers. In *International congress of refrigeration*, Washington, 2003.
- [53] S. Paitoonsurikarn and K. Lovegrove. A new correlation for predicting the free convection loss from solar dish concentrating receivers. *ANZSES 2006*, page 9, 2006.
- [54] L. B. Penswick and I. Urieli. Duplex stirling machines. San Francisco, California, USA, August 1984. Sunpower inc.
- [55] Maxime Perier-Muzet. *Modélisation et simulation dynamique d’un réfrigérateur thermoacoustique solaire*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2012.
- [56] A. Piccolo. Numerical computation for parallel plate thermoacoustic heat exchangers in standing wave oscillatory flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(21-22) :4518–4530, October 2011.

- [57] A. Piccolo and G. Pistone. Estimation of heat transfer coefficients in oscillating flows : The thermoacoustic case. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(9-10) :1631–1642, May 2006.
- [58] Matthieu Pierens, Jean-Pierre Thermeau, T Le Pollès, and Patxi Duthil. Experimental characterization of a thermoacoustic travelling-wave refrigerator. volume 54, Amsterdam, Netherlands, July 2011.
- [59] Lord Rayleigh. XXXIII. on maintained vibrations. *Philosophical Magazine Series 5*, 15(94) :229–235, April 1883.
- [60] W Reinalter, S Ulmer, P Heller, T Rauch, J.M Gineste, Alain Ferrière, and François Nepveu. Detailed performances analysis of the 10 kW CNRS - PROMES Dish/Stirling. Seville, Spain, 2006.
- [61] Harald Ries and Markus Schubnell. The optics of a two-stage solar furnace. *Solar Energy Materials*, 21(2-3) :213–217, December 1990.
- [62] Pierre Rochelle and Lavina Grosu. Machine stirling-villeuumer à piston liquides. *Université Paris 10, Laboratoire de Mécanique Physique*, 2004.
- [63] Manuel Romero and José Gonzalés-Aguilar. High-temperature solar energy technologies : from laboratory curiosity to the current implementation at power, thermal and chemical markets.
- [64] Nikolaus Rott. Thermoacoustics. In *Advances in Applied Mechanics*, volume 20, pages 135–175. Elsevier, 1980.
- [65] TC S.A. Traité de thermométrie par thermocouples et résistance. version 6.1. Technical report.
- [66] Chao Shen, Yaling He, Yuguang Li, Hanbing Ke, Dongwei Zhang, and Yingwen Liu. Performance of solar powered thermoacoustic engine at different tilted angles. *Applied Thermal Engineering*, 29(13) :2745–2756, September 2009.
- [67] Lei Shi, Zhibin Yu, and Artur J. Jaworski. Application of laser-based instrumentation for measurement of time-resolved temperature and velocity fields in the thermoacoustic system. *International Journal of Thermal Sciences*, 49(9) :1688–1701, September 2010.
- [68] W. Sparber, A. Napolitani, G. Eckert, and A. Preisler. State of the art on existing solar heating and cooling systems. In *Task 38 Solar Air-Conditioning and Refrigeration*, November 2008.
- [69] P. Spoonley. Technological and social changes into the third millennium and the impact on refrigeration. *International Journal of refrigeration*, 24(7) :593–601, 2001.

- [70] A. Steinfeld and M. Schubnell. Optimum aperture size and operating temperature of a solar cavity-receiver. *Solar Energy*, 50(1) :19–25, January 1993.
- [71] William B Stine and Richard B Diver. A compendium of solar Dish/Stirling technology. Technical rept. ADA353041, Sandia National Labs Albuquerque NM, January 1994.
- [72] J. T. Stuart. Double boundary layers in oscillatory viscous flow. 24(4) :pp.673–687, 1966.
- [73] G. W. Swift. Thermoacoustic engines. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(4) :1145, 1988.
- [74] M. E. H. Tijani. *Loudspeaker-driven thermo-acoustic refrigeration*. PhD thesis, 2001.
- [75] M. E. H. Tijani, S Spoelstra, and G. Poignand. Study of a thermoacoustic-stirling engine. Paris, France, July 2008.
- [76] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. de Waele. Prandtl number and thermoacoustic refrigerators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(1) :134, 2002.
- [77] Ray Scott Wakeland and Robert M. Keolian. Thermoacoustics with idealized heat exchangers and no stack. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(6) :2654, 2002.
- [78] Ray Scott Wakeland and Robert M. Keolian. Effectiveness of parallel-plate heat exchangers in thermoacoustic devices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115 :2873, 2004.
- [79] Zhanghua Wu, Wei Dai, Man Man, and Ercang Luo. A solar-powered traveling-wave thermoacoustic electricity generator. *Solar Energy*, June 2012.
- [80] T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara. Stability limit for thermally driven acoustic oscillation. *Cryogenics*, 19(7) :393–396, July 1979.
- [81] T. S. Zhao and P. Cheng. A numerical solution of laminar forced convection in a heated pipe subjected to a reciprocating flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(16) :3011–3022, 1995.
- [82] T. S. Zhao and P. Cheng. Oscillatory heat transfer in a pipe subjected to a laminar reciprocating flow. *Journal of Heat Transfer*, 118(3) :592, 1996.
- [83] L. Zoontjens, C.Q. Howard, A.C. Zander, and B.S. Cazzolato. Numerical comparison of thermoacoustic couples with modified stack plate edges. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(19-20) :4829–4840, September 2008.
- [84] L. Zoontjens, C.Q. Howard, A.C. Zander, and B.S. Cazzolato. Numerical study of flow and energy fields in thermoacoustic couples of non-zero thickness. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(4) :733–746, April 2009.

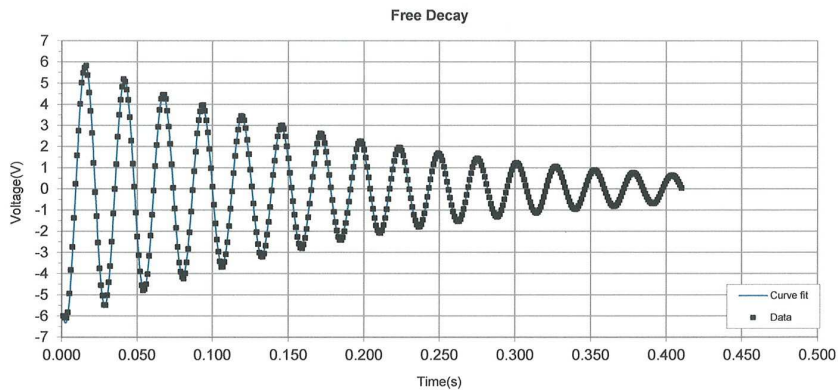
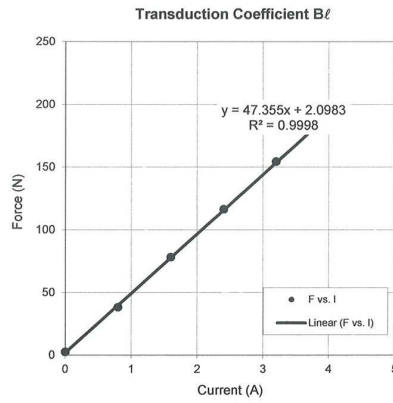
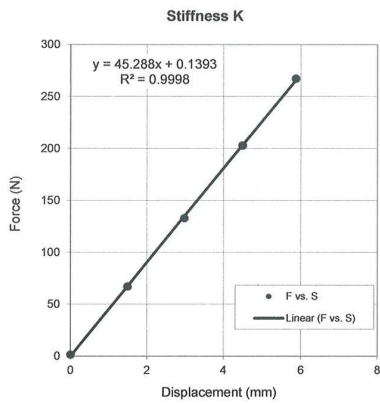
Annexes

Annexe A

Qdrive 1S132D-X Acoustic Driver :

Données techniques

Test Date	Project	Motor Type	Serial Number	Mechanical Resistance R_m (N's/m)	Stiffness K (kN/m)
November 11, 2011	1108C	132	400	8.71	45.29
Free Decay Frequency f (Hz)	Moving Mass m (kg)	Inductance L_s (mH)	Maximum Displacement S_{max} (mm)	Electrical Resistance R_e (Ω)	Transduction Coefficient B_l (N/A)
38.52	0.7968	46.2	7.41	2.1	47.36



Annexe B

Conditionnement du signal de sortie du capteur LVDT

Lors de la première mise en œuvre du capteur LVDT, nous nous sommes confrontés à un souci de perturbation magnétique du signal de sortie. Cette perturbation était engendrée par l'alimentation à découpage initialement prévue pour alimenter l'alternateur linéaire ; le signal correspondant est donné par la figure B.1. En effet, ce type d'alimentation stocke l'énergie sous forme magnétique dans des bobines. Elle est ensuite distribuée par pics de puissance afin de reconstruire l'effet d'un signal sinusoïdal en utilisant l'inertie de l'alternateur.



FIGURE B.1 – *Signal de sortie en tension en fonction du temps du conditionneur LVDT avec alimentation à découpage.*

Cette alimentation a été remplacée par un générateur de basse fréquence couplé à un amplificateur audio afin de distribuer la puissance suffisante au fonctionnement du moteur. Après changement de système d'alimentation le signal obtenu est celui donné par la future B.2, la tension de sortie est modulée à la fréquence d'excitation des bobines du capteur ($\approx 1\text{ kHz}$).

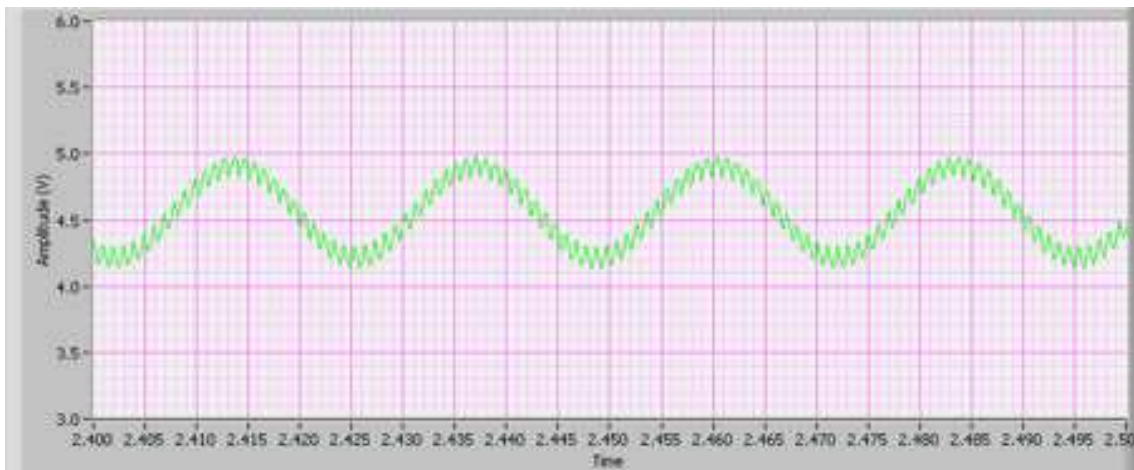


FIGURE B.2 – *Signal de sortie en tension en fonction du temps du conditionneur LVDT avec alimentation générateur basse fréquence et amplificateur.*

En utilisant un filtre numérique adéquat sur LABVIEW il est possible d'obtenir un signal

propre ne comportant que la fréquence de notre piston, nous donnant ainsi accès aux données nécessaires pour déterminer la position du piston à tout instant et donc son amplitude de déplacement. Le filtre utilisé est du type 'Butterworth' passe bas d'ordre 4. Nos mesures s'effectuent entre 30 et 70 Hz, la fréquence de coupure est donc prise à 200 Hz.

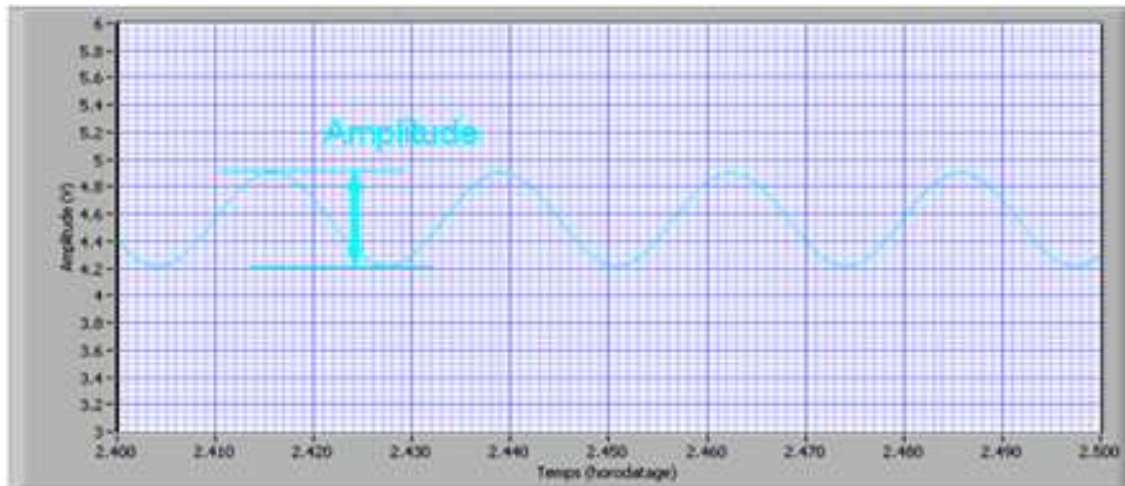


FIGURE B.3 – *Signal de sortie en tension en fonction du temps du conditionneur LVDT avec alimentation générateur basse fréquence et amplificateur après filtrage du 1 kHz sous Labview.*

Annexe C

Récepteurs solaires pour moteurs

Stirling

Pour les systèmes caloduc, le fluide caloporteur, généralement du sodium ou un mélange sodium-potassium, est vaporisé puis condensé afin de restituer la chaleur latente aux tubes dans lesquels circule le fluide de travail du moteur. Ce système a l'avantage de permettre de faire travailler le moteur Stirling à une température de source chaude plus stable qu'avec une configuration à irradiation directe. Cependant, après s'être condensé, le fluide doit retrouver son emplacement d'origine pour être à nouveau évaporé. Dans le cas d'un moteur Stirling, dépendant de l'inclinaison du système de concentration, l'effet de la gravité (cf. schéma du haut figure C.1) nécessaire à ces systèmes dits 'pool-boiled' n'est pas toujours viable notamment dans les cas où le système de suivi du soleil se fait sur deux axes. Une seconde solution consiste à fixer une structure capillaire (cf. schéma du bas figure C.1) à la surface absorbante permettant au fluide de retrouver sa position initiale ; ces systèmes sont dits 'heat-pipe'. De nombreuses recherches ont été effectuées sur ce type de récepteur par le laboratoire américain SANDIA sur la modélisation des réseaux capillaires et la corrosion. Malgré de très bonnes performances et la possibilité de réduire la taille du volume de sodium et les dimensions du récepteur, cette solution possède des inconvénients majeurs. Le premier est la difficulté de développer un réseau capillaire sur une grande surface avec une tenue mécanique suffisante. Le réseau capillaire s'écrase sous le poids du sodium entraînant des déformations et des points chauds. Un autre souci du sodium est que dès qu'il rentre en contact avec des impuretés il devient très corrosif.

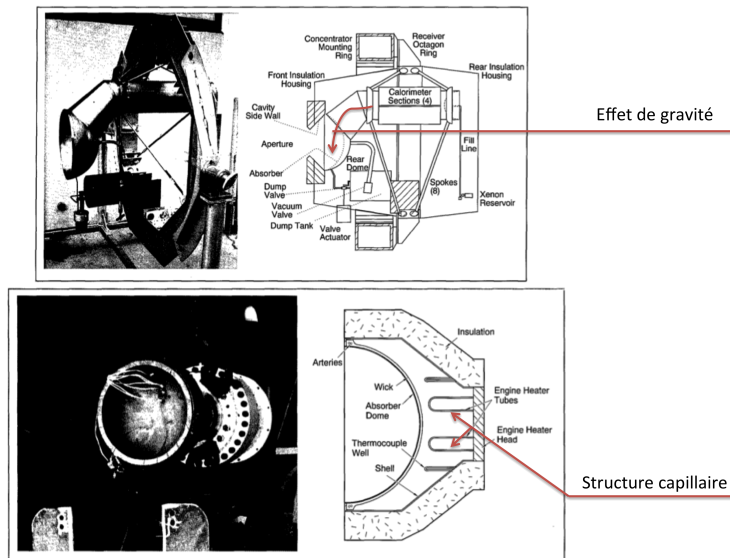


FIGURE C.1 – En haut, seconde génération de récepteur 'pool-boiled', température de fonctionnement 750°C , efficacité thermique 92% SANDIA National Laboratories, 1993. En bas, récepteur 'heat-pipe', température de fonctionnement 675°C , efficacité thermique 86%, Thermacore (USA), 1990. Source (Stine et Diver (1994))

La figure C.2 montre l'allure classique d'un récepteur solaire Stirling muni d'un absorbeur surfacique. A la différence des moteurs de Stirling, les systèmes thermoacoustiques, en raison de la présence de l'onde acoustique, ne peuvent pas subir de changements de direction brusques de leur canaux. On note par contre la présence d'un cône céramique au centre de l'échangeur destiné à re-rayonner la flux central souvent très concentré pour éviter de soumettre la structure à des points chauds.

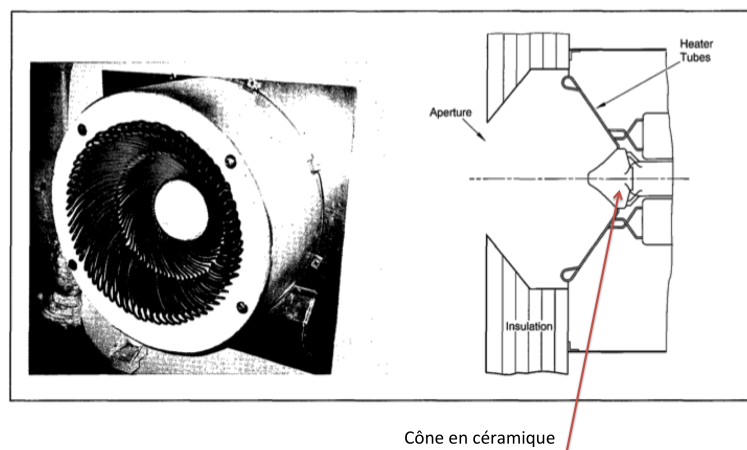


FIGURE C.2 – Récepteur surfacique tubulaire à irradiation directe, température de fonctionnement 720°C , efficacité thermique 90%, Stirling Thermal Motors (USA), 1992. Source (Stine et Diver (1994))

Annexe D

Modélisation du flux solaire concentré

La qualité d'un concentrateur est principalement définie par sa réflectivité qui est le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie incidente par unité de surface. Elle est ensuite déterminée par les erreurs optiques, qui génèrent des déformations de la tache solaire dans le plan focal et des pics de flux augmentant les contraintes thermomécaniques sur la surface irradiée. Les erreurs optiques peuvent être dues à des défauts de fabrication ou au vieillissement de la structure et des miroirs. Les défauts d'une surface réfléchissante peuvent être caractérisés par deux types d'erreurs : les erreurs macroscopiques qui regroupent les déformations de surface, les défauts de pointages ou de réglage et les erreurs microscopiques qui regroupent les aspérités locales et les états de surface. Les erreurs microscopiques sont bien souvent négligeables par rapport aux erreurs macroscopiques, comme le montre la figure D.1. A gauche de la figure, l'erreur macroscopique est présentée : le vecteur normal à la facette est associé à un cône d'erreur ; un rayon pourra donc être réfléchi par rapport à tous les vecteurs normaux à l'intérieur de ce cône, ce qui a pour effet de multiplier par deux le cône d'erreur du rayon réfléchi. A l'inverse, à droite de la figure, c'est au niveau de la réflexion et non de la direction de la facette que l'erreur microscopique va s'appliquer. L'erreur globale, quant à elle, se déduit des erreurs de pointage suivant les axes x et y (définis figure 3.6), σ_{p_x} et σ_{p_y} . Sous sa forme statistique l'erreur peut alors être donnée comme l'écart type σ_{conc} de la distribution des erreurs optiques des N surfaces élémentaires de la parabole.

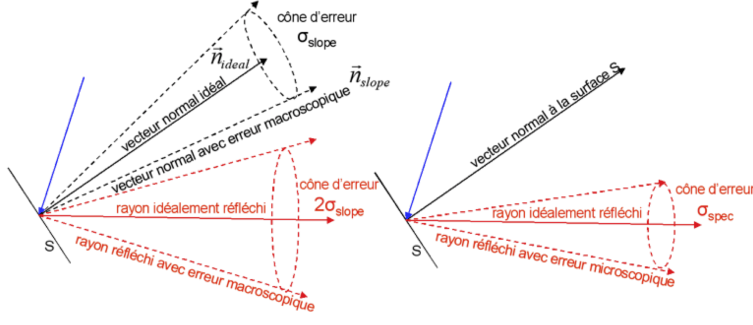


FIGURE D.1 – Cônes d'erreurs macroscopiques (*slope*) et microscopiques (*spec*) [50]

$$\sigma_{p_x} = \sqrt{\sigma_{spec_x}^2 + (2\sigma_{slope_x})^2} \approx 2 \sigma_{slope_x} \quad (D.1)$$

$$\sigma_{p_y} = \sqrt{\sigma_{spec_y}^2 + (2\sigma_{slope_y})^2} \approx 2 \sigma_{slope_y} \quad (D.2)$$

car $\sigma_{spec} \ll \sigma_{slope}$

$$\sigma_p = \sqrt{\sigma_{p_x}^2 + \sigma_{p_y}^2} \quad (D.3)$$

$$\sigma_{conc} = \sqrt{\frac{\sum_N (2\sigma_p)^2}{N}} \quad (D.4)$$

D.0.1 Campagne de mesure des erreurs optiques du concentrateur

Pour définir ces erreurs de pointage suivant x et y, une méthode, appelée '*color coded target*', a été mise en place par l'institut de recherche sur le solaire de la DLR. Elle repose sur le principe de la déflectométrie et consiste à placer au foyer du concentrateur un schéma régulier de bandes colorées (au nombre de 22, ici), tantôt verticales, tantôt horizontales et d'observer la déformation du schéma à une distance infinie du concentrateur (dans notre cas 250 m). On déduit alors les vecteurs normaux des écarts observés entre les images de référence et les images réfléchies. Lors de cette campagne ces vecteurs ont été mesurés. Une carte spatiale de leur valeur est donnée en annexe. Une distance de recul trop faible ainsi qu'un faible contraste ont réduit la caractérisation à 71% de la surface utile. Certaines données sont donc manquantes. Cette campagne a permis néanmoins de mesurer et corriger la valeur de réflectivité à 92,5% au lieu de 94% et de repositionner le point focal à 4,553 m au lieu des 4,52 m donnés par le constructeur [60].

D.0.2 Modélisation de l'interaction des rayons avec le concentrateur

Suite à cette caractérisation, le concentrateur a été modélisé à l'aide du code de calcul SOLTRACE. SOLTRACE, développé par le NREL¹, modélise l'interaction entre les rayons et les systèmes optiques. L'éclairement d'un élément de surface est déterminé par la proportion de rayons impactant cette surface par rapport au nombre total de rayons lancés.

Le code fonctionne sur trois niveaux :

- **Repère global** est associé aux coordonnées globales (noté (x_g, y_g, z_g)) et se divise en étages (figure D.2).
- **Étage** Les étages ont leur propre système de coordonnées dans le repère global. Chaque étage est composé en éléments (noté (x_{st}, y_{st}, z_{st}) figure D.2). L'intérêt du système à étages est d'économiser du temps de calcul car il est défini de manière à ce qu'un étage ne soit impacté qu'une seule fois par un rayon.
- **Element** Chaque élément possède ses caractéristiques et son orientation propres (noté (x_{el}, y_{el}, z_{el}) figure D.2).

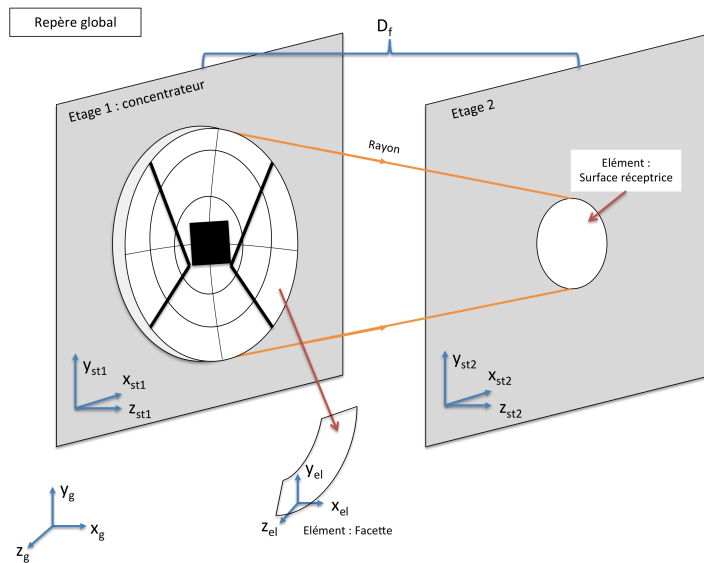


FIGURE D.2 – Structure de la modélisation SOLTRACE. Deux étages orientés dans un repère global espacés d'une distance D_f . Le premier est composé d'éléments constituant le concentrateur et ses masques et le second de la surface réceptrice. Chaque élément est orienté dans le repère local de son étage.

Notre modèle comprend deux étages représentés en figure D.2 : un pour le concentrateur et les masques et un pour la surface réceptrice. La surface réceptrice est composée d'un seul élément : une surface plane placée à une certaine distance du plan focal d_f . Par contre, le concentrateur doit intégrer les différentes erreurs citées plus haut et pour cela il doit être discrétisé en éléments.

1. National Renewable Energy Laboratory, USA

L'idéal serait de faire correspondre un élément discret pour chaque élément mesuré optiquement lors de la campagne de 2005, ce qui revient à diviser le concentrateur en 300 000 éléments. Ceci n'est pas envisageable pour obtenir un temps de calcul raisonnable. En effet, SOLTRACE évalue l'incertitude sur le flux arrivant sur une maille par l'expression suivante $\Delta\phi_{maille} = \frac{1}{\sqrt{N_{rayon/maille}}}$. Si le nombre de rayon par maille ($N_{rayon/maille}$) et donc la résolution est de 500 000, l'incertitude sur les mailles est de 2%. Plus le maillage est fin, ou plus la surface est discrétisée, plus le nombre de rayons à lancer pour obtenir une bonne précision est grand. La première étape de la modélisation est donc le choix de la finesse de la discrétisation du concentrateur afin d'allier justesse de la modélisation et temps de calculs raisonnables. Trois modèles ont été comparés pour reproduire le comportement optique du concentrateur :

- **Parabole idéale** modélise le concentrateur comme un seul élément parabolique associé à une seule erreur optique.
- **Parabole anneaux** prend en compte la structure particulière du concentrateur, c'est à dire 10 anneaux paraboliques. Il faut donc regrouper les erreurs optiques et recalculer la distance focale pour chacun des 10 éléments.
- **Parabole éléments** discrétise le concentrateur en N éléments.

La figure D.3 compare à la carte de flux mesurée dans un plan placé à 12 cm derrière le plan focal (d), celles issues des modèles : parabole idéale (a), 10 anneaux (b) et 4400 éléments² (c). Il faut noter qu'à cette distance du plan focal, le flux est moins concentré et que, dans cette zone de divergence des rayons, les erreurs macroscopiques deviennent plus visibles qu'au plan focal. Qualitativement, les deux premières cartes montrent bien qu'une trop grande simplification de la parabole ne permet pas de transcrire correctement les défauts macroscopiques. Elles s'avèrent loin de la réalité en terme de déformation de la tache solaire au plan focal et n'atteste pas de la présence de pics de flux. On note que sur la seconde carte de flux, les 10 anneaux sont bien visibles ; leurs erreurs optiques modifient quelque peu la distance de leur point focal propre et donne une distribution du flux en anneaux. La discrétisation en 4400 éléments permet nettement de retrouver la distribution du flux mesuré avec sa forme et ses pics de flux locaux. On soulignera, à cette occasion, que les pics de flux sont encore relativement importants au vu de la distance de la surface au foyer. L'étalement des taches montre que la place du plan focal est mal estimée pour les deux premiers modèles. En outre, les modèles simplifiés donnent un plan focal situé à 4,52 m (correspondant à la donnée constructeur) alors que le modèle 4400 éléments donne un plan focal à 4,553 m, c'est à dire à la distance mesurée lors de la campagne de 2005.

2. Ce nombre est tiré des travaux de *Nepveu* et est le nombre optimal de facettes nécessaire pour allier justesse de la modélisation et temps de calculs raisonnables

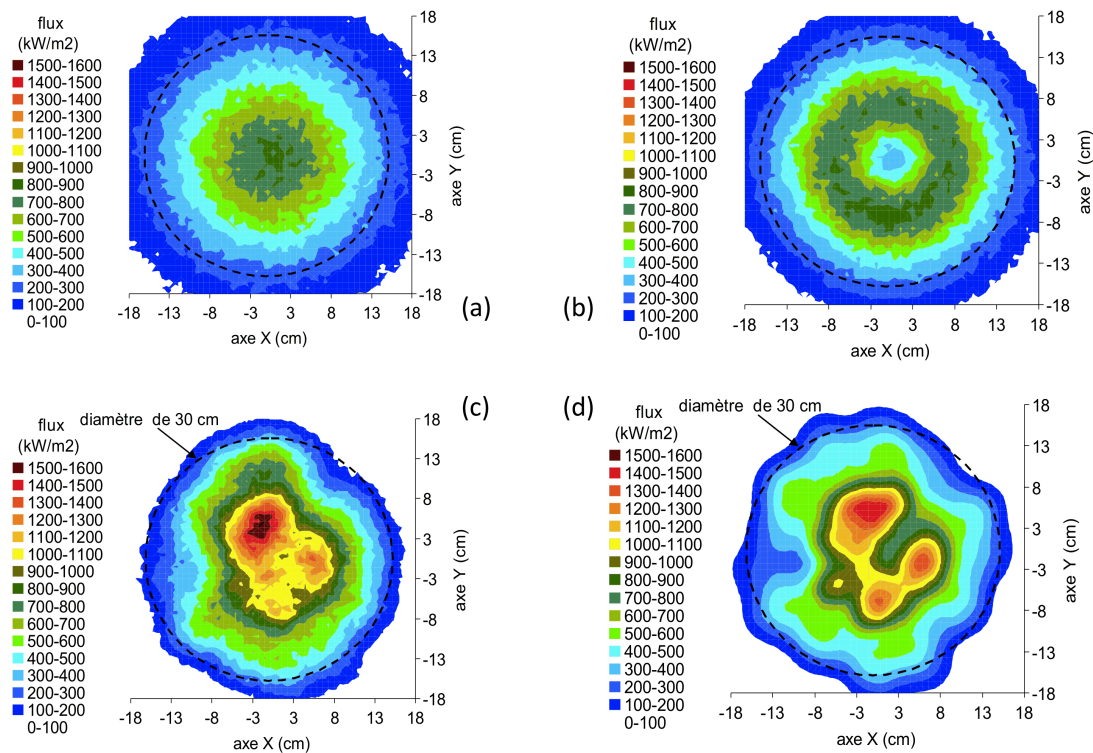


FIGURE D.3 – Cartes de flux issues des modèles numériques : parabole idéale (a), 10 anneaux (b), 4400 éléments (c) et des mesures (d). Le plan de ces cartes est situé à 12 cm derrière le plan focal.

La comparaison du modèle avec les mesures donne de très bons résultats permettant sa validation. Si le flux maximal est un peu sous estimé pour cause de données manquantes ou d'effets de moyenne, le pourcentage de flux capté au plan focal est correct à 3,6% et à 2%, 12 cm derrière le foyer. Dans les deux cas, ce sont les résultats des simulations qui surestiment les valeurs, vraisemblablement parce qu'une partie des erreurs n'a pas été caractérisée. La validation du modèle, ainsi que le détail de la modélisation, sont disponibles dans le manuscrit de thèse de *Nepveu* [50].

Les bases de la modélisation du concentrateur étant posées, il convient d'affiner le modèle. D'abord, une méthode de reconstruction des 29% de données non caractérisées lors des mesures de 2005 sera proposée. De plus, SOLTRACE donne la possibilité de choisir la forme de la distribution du flux issue du soleil. Ainsi, dans un second temps, l'influence du choix de ce paramètre sera évaluée.

D.0.3 Influence de la méthode de reconstruction des données non caractérisées

Trois différentes méthodes ont été envisagées pour reconstruire les données des facettes non caractérisées et ainsi implémenter le modèle pour qu'il transcrive mieux la distribution réelle du flux.

Lissage erreur

Un lissage des données attribuant aux facettes non caractérisées les caractéristiques de facettes qui leur sont proches. Elles sont ensuite regroupées par élément dont l'erreur globale est la moyenne des erreurs des facettes.

Suppression erreur

Une suppression des facettes non caractérisées. Les éléments contenant des facettes non caractérisées sont supprimés du modèle. Le nombre d'élément passe alors de 4 400 à 3 900.

Erreur nulle

Une attribution d'une erreur nulle aux facettes non caractérisées. Les facettes sont ensuite regroupées par élément dont l'erreur globale est la moyenne des erreurs sur les facettes.

Le graphe D.4 compare les trois méthodes de reconstruction des mesures. Des simulations sont menées pour plusieurs plans parallèles au plan focal. Pour chacun de ces plans, dont la distance à la parabole varie, deux critères de comparaisons sont enregistrés. Ils permettent d'attester de la justesse de la méthode : la puissance solaire interceptée par un disque de 19 cm^3 et le pic de flux, ou flux maximal reçu. Plus on se rapproche du plan focal (4,553 m), plus le flux est concentré et plus l'étalement de la tache est faible. Donc, plus le pic de flux est grand et plus l'énergie captée dans une surface de petit diamètre est grande. Comme nous l'avons vu dans la validation du modèle, le pic de flux est sous estimé par les simulations. Chacune des courbes pleines de la figure D.4 présente les résultats d'une des trois méthode de reconstruction et les courbes en traits discontinus, les mesures de référence et cela pour chacun des deux critères cités. On note une surestimation des mesures particulièrement dans le cas où l'erreur des facettes non caractérisées est prise nulle. Les deux autres modèles semblent montrer des résultats relativement semblables et sous estiment les mesures de pic de flux. Il est plus intéressant d'avoir un modèle qui surestime les pics de flux afin de ne pas sous-estimer l'inhomogénéité de la distribution de

3. Taille permettant d'intercepter la totalité de la tache solaire

la température dans l'échangeur. Nous choisissons donc pour la suite la méthode qui considère comme nulle l'erreur sur les facettes non caractérisées.

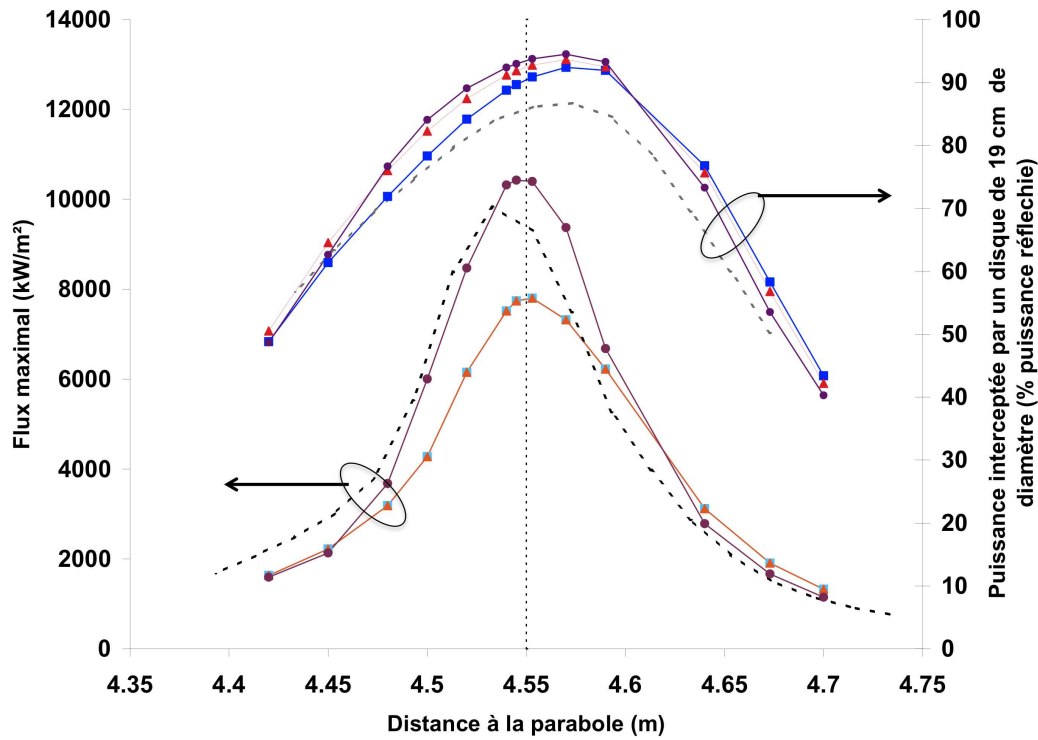


FIGURE D.4 – Comparaison des méthodes de lissage par rapport à deux critères : la puissance captée dans un diamètre de 19 cm et la valeur du pic de flux pour plusieurs plans parallèles au plan focal : lissage erreur (trait continu-marqueurs ronds) ; suppression erreur (trait continu-marqueurs carrés) ; erreur nulle (trait continu-marqueurs triangles) ; mesures de référence (trait discontinu).

D.0.4 Influence de la distribution du flux solaire

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la forme de la distribution solaire peut avoir un impact sur la distribution du flux concentré. La distribution du flux solaire incident est caractéristique de l'épaisseur et de la composition de la couche d'atmosphère traversée. Elle peut être différente d'un lieu à un autre ou d'un jour à un autre. En effet, la distribution dans le cône d'éclairement issu du soleil est idéalement uniforme mais, suivant les conditions, ses contours peuvent perdre de leur uniformité et leur intensité peut s'étaler. Pour cette raison, SOLTRACE offre la possibilité de choisir la forme de la distribution du flux solaire afin de l'adapter au mieux aux conditions géographiques (altitude, coordonnées) et météorologiques réelles. Cette distribution est donnée par rapport à l'angle relatif au rayon du Soleil et à la distance Terre-Soleil (cf. figure D.5). Le rayon du Soleil est de $6,9599.10^8$ m et la distance Terre-Soleil est de $1,505.10^{11}$ m. L'angle du

cône d'éclairage s'exprime comme il suit $\theta_s = \sin^{-1}(\frac{R_s}{d_s})$; il est donc égal à 4,65 mrad.

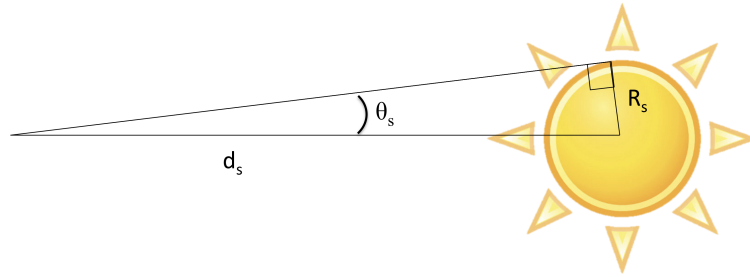


FIGURE D.5 – Angle du cône d'éclairage formé par la Soleil vu de la Terre.

La forme de la distribution est définie par rapport à l'angle au centre du soleil vu de la Terre; elle peut être :

- de type carrée, cas limite, qui considère le flux contenu dans le cône d'éclairage comme uniforme (cf. (a) figure D.6a);
- de type cosinus, qui correspond au cosinus de l'angle au centre du soleil (cf. (b) figure D.6b);
- de type gaussienne (cf. (c) figure D.6c).

Les grandeurs caractéristiques liées aux formes de la distribution sont prises de telle façon que la puissance transmise soit équivalente dans les trois cas de figure.

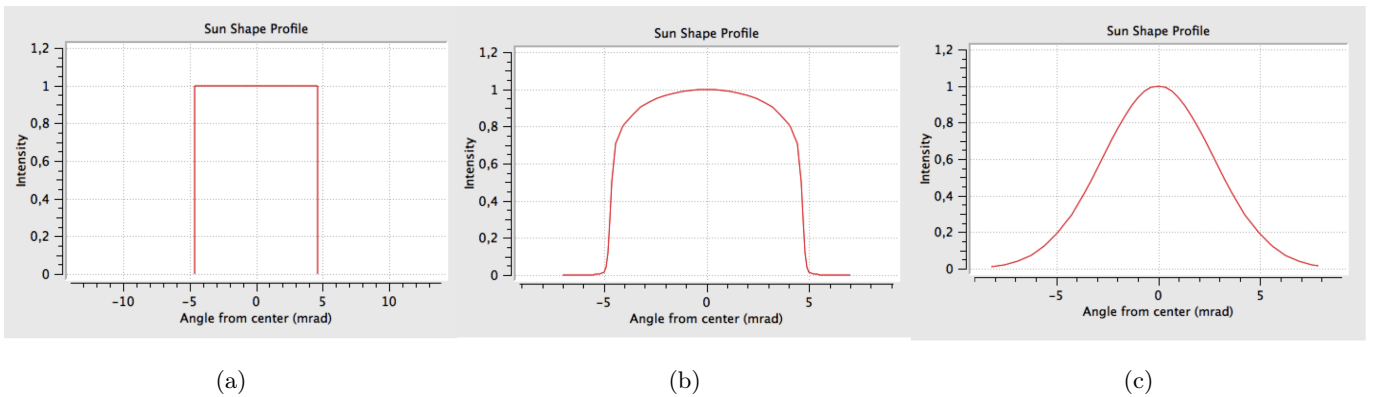


FIGURE D.6 – Forme de la distribution du flux solaire arrivant sur le concentrateur : (a) forme carrée; (b) forme cosinus; (c) forme gaussienne.

Le graphe D.7 compare l'influence de ces trois formes de distribution incidentes sur la distribution simulée après réflexion sur le concentrateur. Comme précédemment, cette comparaison se fait par rapport aux mesures de référence (campagne expérimentale de 2005) et relativement aux mêmes critères. Chacune des courbes pleines présente les résultats d'une méthode de reconstruction et les courbes en traits discontinus les mesures de référence et cela pour chacun des deux critères cités. La puissance interceptée n'est pas modifiée. Il n'y a donc pas d'influence de la

distribution sur la forme du cône d'éclairage. Par contre, on n'obtient pas la même puissance maximale du pic de flux avec la forme cosinus qu'avec les deux autres. En effet, la forme cosinus surévalue le pic de flux, particulièrement au plan focal. On note aussi pour la distribution carrée une valeur aberrante au foyer du concentrateur dont l'origine n'a pas pu être identifiée. Toutes les simulations qui suivent sont donc faites avec une distribution gaussienne d'écart type égale à 2,73 mRad qui semble être la plus fidèle aux mesures.

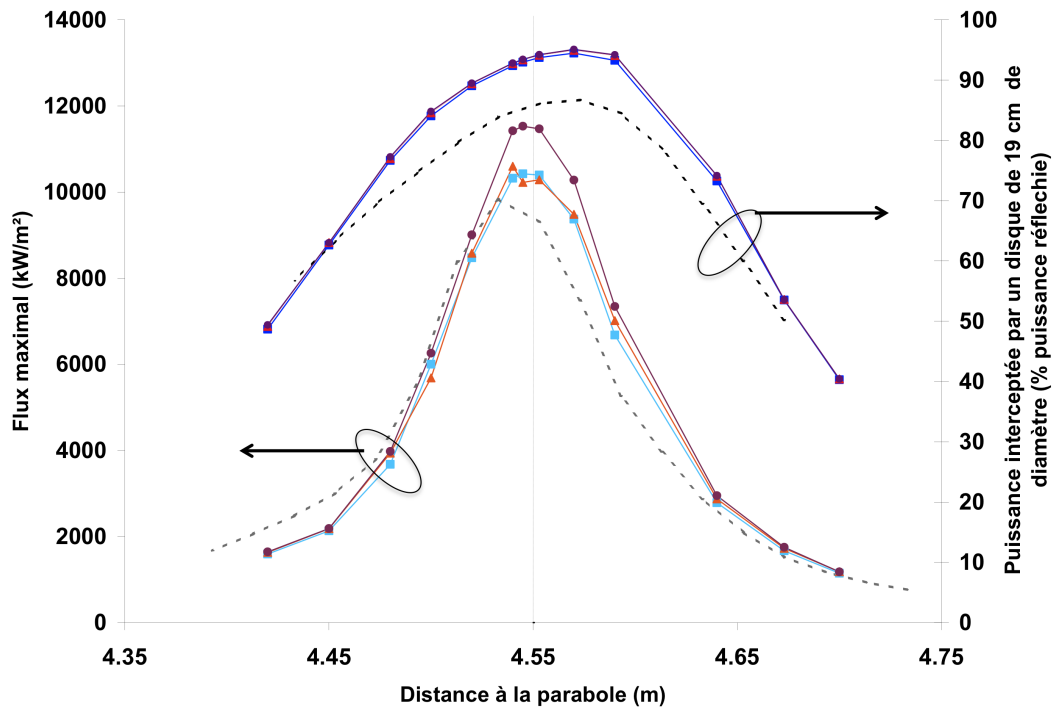


FIGURE D.7 – Influence des formes de la distribution du flux solaire en amont de la réflexion sur la parabole : forme cosinus (trait continu-marqueurs ronds) ; forme gaussienne (trait continu-marqueurs carrées) ; forme carrée (trait continu-marqueurs triangles) ; mesures de référence (trait discontinu)

Il serait intéressant pour compléter cette partie de connaître la forme réelle de la distribution du flux solaire à Odeillo. C'est à priori une mesure très délicate qui nécessite un ciel dénué d'aérosols pour éviter la diffraction, ou des conditions stables auxquelles relier une forme caractéristique. Or, le site d'Odeillo est entouré de montagnes. Les conditions normales d'expérience impliquent donc la présence d'aérosols qui varie suivant les saisons et les conditions météorologiques (évaporation de neige en hiver, poussières en été et vapeur d'eau le reste du temps). De telles mesures semblent donc difficiles dans le cadre de cette étude.

Après avoir résumé le travail de modélisation effectué par *Nepveu* au cours de sa thèse, la

modélisation a été précisée sur deux aspects : la méthode de reconstruction des données non caractérisées et la forme de la distribution du flux solaire. La confrontation des résultats de simulations avec les mesures expérimentales a permis de consolider le modèle. Dans un second temps, ce modèle sera utilisé pour choisir la forme du masquage du concentrateur pour s'adapter au récepteur.

