



HAL
open science

Stockage massif d'électricité sous forme thermique

Tristan Desrues

► **To cite this version:**

Tristan Desrues. Stockage massif d'électricité sous forme thermique. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENI038 . tel-00627054

HAL Id: tel-00627054

<https://theses.hal.science/tel-00627054v1>

Submitted on 27 Sep 2011

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Systèmes énergétiques**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Tristan DESRUES

Thèse dirigée par **Philippe MARTY** et
codirigée par **Jean-François FOURMIGUÉ**

préparée au sein du **LETh/LEGI**
dans l'**École Doctorale I-MEP2**

Stockage massif d'électricité sous forme thermique

Thèse soutenue publiquement le **28 juin 2011**

devant le jury composé de :

G. FLAMANT	Docteur	PROMES, Perpignan	Examineur
J.L. HARION	Professeur	École des Mines de Douai	Rapporteur
P. STOUFFS	Professeur	LATEP, Pau	Rapporteur
P. MARTY	Professeur	LEGI, Grenoble	Directeur de thèse
J.F. FOURMIGUÉ	Ingénieur CEA	LETh, Grenoble	Co-directeur de thèse
J. RUER	Directeur adjoint	SAIPEM, Paris	Examineur
J.P. THIBault	Docteur	LEGI, Grenoble	Examineur



Remerciements

Je remercie tout d'abord Jacques Ruer, mon responsable SAIPEM, qui a imaginé le procédé SEPT à l'origine du projet ANR SETHER dans lequel s'est inscrit cette thèse, qui m'a fait confiance pour mener à bien les travaux autour de ce sujet, et dont l'enthousiasme pour le développement de nouvelles solutions énergétiques est communicatif. Il m'a fait prendre part à plusieurs déplacements et rencontres avec des industriels, ce qui m'a permis de découvrir le monde des relations interprofessionnelles et l'importance du facteur humain. Lorsque la thèse a été retardée de 6 mois suite au refus du 1^{er} projet ANR, il a fait en sorte que je puisse travailler sur le sujet, dans les locaux de la SAIPEM puis au laboratoire LEGI de Grenoble, avant d'intégrer le CEA Grenoble, et je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie mon encadrant CEA Jean-François Fourmigué, qui a été mon interlocuteur principal tout au long de la thèse, qui m'a consacré beaucoup de temps et qui a répondu à mes nombreuses questions aussi bien en mécanique des fluides qu'en méthodes numériques, et ce malgré de nombreuses sollicitations liées à son expérience en modélisation et en calcul scientifique qui est un réel atout pour le LETH.

Je remercie également mon directeur de thèse Philippe Marty, dont les connaissances et la rigueur scientifique ont été très appréciables tout au long de la thèse, mais qui a aussi su m'orienter vers les bons interlocuteurs.

En particulier, Jean-Paul Thibault, du laboratoire LEGI, a pris le temps de m'initier aux subtilités de la modélisation physique des turbomachines bien qu'il ne soit pas impliqué dans le projet, et m'a orienté dans les bonnes directions pour développer les bases du modèle, quelques mois avant le début officiel de la thèse et mon arrivée au CEA Grenoble.

Je tiens à remercier tous les membres du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, pour leurs remarques pertinentes et les discussions très intéressantes qu'ils ont amenées.

Je remercie aussi Philippe Muguerra, de la société SAIPEM, qui a suivi mon travail avec intérêt, avec qui j'ai collaboré pour mener à bien plusieurs études, et dont l'expérience en gestion de projet a été instructive.

Les différents interlocuteurs impliqués dans le projet ANR SETHER m'ont apporté des connaissances et des conseils appréciables tout au long de cette thèse. En particulier, les discussions avec Renaud Gicquel, professeur à l'école des Mines de Paris, ont été très enrichissantes et m'ont permis d'approfondir mes connaissances dans le domaine des turbomachines et de leur modélisation. Stéphane Burguburu, de l'ONERA, a également beaucoup apporté au projet et ses compétences ont permis d'aboutir, avec R. Gicquel, à une modélisation réaliste des turbomachines basée sur des caractéristiques de machines existantes, et adaptées aux conditions inhabituelles du procédé. Je remercie également David Smith, Jean-Pierre Bonnet, et Yasmine Marrakchi de l'ENSCI dont la bonne humeur et les compétences en céramiques ont été précieuses, Gregory Rosenblat et Céline Poulhier de la société PACT dont le savoir faire en fabrication de céramiques techniques fut essentiel, Jean-Paul Roy de la société Ferbeck & Fumitherm qui a suggéré des solutions adaptées pour la mise en place des matériaux dans les régénérateurs de la boucle CLAIRE, et enfin Damien Levecque de POWEO qui a mis en place le projet ANR SETHER et s'est occupé de sa gestion d'une façon remarquable.

Pierre Saramito, du laboratoire LMC, a également pris le temps de répondre à plusieurs questions techniques liées aux schémas de discrétisation des équations de la modélisation globale, avant mon arrivée au CEA.

Je remercie enfin tout le personnel du LETH pour l'ambiance chaleureuse qui y règne, pour sa disponibilité et pour les nombreuses discussions qui m'ont beaucoup appris, ainsi que les partages d'expériences professionnelles ou personnelles.

Résumé

Les travaux présentés dans cette thèse concernent un nouveau procédé de stockage d'électricité à échelle industrielle, sous forme de stockage de chaleur sensible. La chaleur est stockée dans deux échangeurs gaz-solide de grande taille appelés régénérateurs qui sont reliés à une paire de turbomachines (compresseur et turbine) formant ainsi un cycle thermodynamique. Selon le sens d'écoulement du fluide caloporteur, ce cycle est de type « pompe à chaleur » en stockage ou « moteur thermique » en déstockage. La modélisation complète du procédé a permis de caractériser son comportement dans un cas industriel, et de mettre en évidence les tendances principales du système. Les performances prévues se rapprochent de celles des installations existantes les plus adaptées au stockage massif d'électricité, telles que le stockage hydraulique gravitaire. Une étude CFD a permis l'optimisation d'une géométrie de canal à obstacles destinée à intensifier l'échange thermique dans les régénérateurs et qui sera testée expérimentalement à la suite de cette thèse. Les préparatifs de cette expérience sont abordés et ses objectifs sont explicités.

Mots Clefs – Stockage d'énergie, échange thermique, perte de pression, régénérateurs, cycle thermodynamique, pompe à chaleur, irréversibilités, turbomachines, rendement isentropique.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Table des matières	vii
Nomenclature.....	xi
Introduction.....	1
Chapitre I Le procédé SEPT.....	3
1 <i>Le stockage d'énergie</i>	3
1.1 Intérêt.....	3
1.1.1 Économies d'énergie, récupération d'énergie	3
1.1.2 Marché de l'électricité.....	4
1.1.3 Consommation avancée, production retardée.....	5
1.1.4 Intégration des énergies renouvelables.....	5
1.1.5 Nivellement de la charge.....	7
1.1.6 Transport d'électricité	7
1.2 État de l'art	8
1.2.1 Hydraulique gravitaire.....	8
1.2.2 CAES.....	9
1.2.3 Batteries.....	9
1.2.4 SMES	10
1.2.5 Hydrogène	11
1.2.6 Volant d'inertie	11
1.2.7 Comparaison des technologies	11
1.3 Positionnement du procédé SEPT	12
2 <i>Description du procédé SEPT</i>	12
2.1.1 Moteurs thermiques et pompes à chaleur	13
2.1.2 Résumé du fonctionnement	13
2.1.3 Agencement des composants.....	14
2.2 Principe de fonctionnement	15
2.2.1 Stockage	15
2.2.2 Déstockage	16
2.3 Définition de la capacité et du rendement	16
3 <i>Analyse thermodynamique du procédé</i>	18
3.1 Définitions	18
3.1.1 Compression et détente isentropiques	18
3.1.2 Rendement isentropique.....	18
3.2 Stockage.....	19
3.3 Déstockage.....	20
3.4 Rendement théorique du procédé	22
3.4.1 Approche par rendements polytropiques.....	23
3.4.2 Influence des températures et des rendements des machines	24
4 <i>Synthèse</i>	25
5 <i>Références</i>	26
Chapitre II Modélisation numérique.....	27
1 <i>Bibliographie</i>	27
1.1 Régénérateurs	27
1.1.1 Intérêt	28
1.1.2 Les différentes familles de régénérateurs	29
1.1.3 Les principaux modèles.....	32
1.1.4 Comportement thermique.....	33

1.2 Propriétés thermohydrauliques des matrices solides	39
1.2.1 Canal droit de section rectangulaire	40
1.2.2 Empilement de sphères uniformes.....	41
1.2.3 Empilement de graviers.....	52
1.3 Influence de la température sur les propriétés physiques de l'argon.....	58
1.4 Turbomachines.....	59
1.4.1 Généralités.....	59
1.4.2 Analyse dimensionnelle.....	61
1.4.3 Grandeurs réduites.....	62
1.4.4 Caractéristiques	62
1.4.5 Pompage et Blocage	63
1.4.6 Turbomachines en similitude.....	64
2 Description du modèle	64
2.1 Hypothèses et domaine de validité	65
2.1.1 Variation transversale de température solide	65
2.1.2 Longueur d'établissement thermique	66
2.1.3 Pertes thermiques des enceintes	66
2.1.4 Gaz parfait	67
2.1.5 Évolution thermique pendant les pauses	68
2.1.6 Échanges radiatifs.....	69
2.1.7 Convection naturelle.....	73
2.2 Équations	74
2.2.1 Équations dans les enceintes	74
2.2.2 Expressions de h_{vol} , f_D et k_{eff}	75
2.2.3 Équations des échangeurs.....	77
2.2.4 Compression/détente d'un gaz parfait	77
2.2.5 Équations des turbomachines	77
2.3 Caractéristiques des turbomachines.....	78
2.3.1 Cas des turbomachines en similitude.....	79
2.3.2 Compresseur	79
2.3.3 Turbine	81
2.4 Modèle numérique	83
2.4.1 Discrétisation des enceintes.....	83
2.4.2 Méthode numérique.....	85
2.4.3 Initialisation.....	86
2.4.4 Basculements charge/décharge.....	87
2.4.5 Régime périodique stabilisé	89
2.4.6 Schéma amont	89
2.4.7 Influence des pas de temps et d'espace selon le schéma de discrétisation ..	90
3 Cas industriel de référence	93
3.1 Cahier des charges industriel de référence.....	93
3.2 Comportement du système	94
3.2.1 Convergence vers le régime périodique stabilisé	95
3.2.2 Régime périodique stabilisé	96
4 Étude de sensibilité	101
4.1 Influences principales	101
4.1.1 Influence de la largeur des enceintes	101
4.1.2 Influence de la tolérance de basculement	102
4.1.3 Influence du débit des machines.....	102
4.2 Variation du cahier des charges	103
4.2.1 Variation du diamètre hydraulique	104
4.2.2 Variation de la hauteur des enceintes.....	107
4.2.3 Variation du rendement global.....	108
4.2.4 Variation de la porosité.....	109
4.3 Cas des milieux granulaires	110

4.3.1 Empilements de sphères	110
4.3.2 Empilements de graviers	111
4.4 Comparaison des types de matrices solide	111
4.5 Conclusion de l'étude	112
5 Synthèse	112
6 Références	113
Chapitre III Intensification des échanges	119
1 <i>État de l'art</i>	119
1.1 Gradients thermiques et coefficient d'échange	120
1.1.1 Grandeurs locales	120
1.1.2 Grandeurs moyennes et établissement	122
1.2 Stratégies d'intensification	122
1.2.1 Augmentation de la surface d'échange	122
1.2.2 Couche limite thermique et recirculations	122
1.2.3 Transition vers le régime turbulent	124
2 <i>Types de géométries envisagées</i>	126
2.1 Plaques corruguées	126
2.2 Canaux à rides transverses	130
2.3 Choix d'un type de géométrie	131
3 <i>Étude CFD d'un canal à rides transverses</i>	131
3.1 Définitions	131
3.1.1 Paramètres géométriques et contraintes	131
3.1.2 Facteur de friction, nombres de Reynolds et de Nusselt	132
3.1.3 Paramètres et géométries étudiés	132
3.2 Méthode numérique	135
3.2.1 Domaine de calcul et conditions limites	135
3.2.2 Validation sur un canal droit	136
3.2.3 Modèle de turbulence	136
3.3 Maillage	137
3.3.1 Établissement de l'écoulement	137
3.3.2 Influence du maillage	138
3.4 Résultats	139
3.4.1 Transition vers la turbulence	139
3.4.2 Facteur de friction et Nombre de Nusselt	141
3.4.3 Écoulement	142
3.4.4 Échange thermique	144
4 <i>Choix d'une géométrie</i>	146
4.1 Intégration dans la modélisation globale	146
4.1.1 Épaisseur de la plaque	146
4.1.2 Établissement des corrélations	147
4.1.3 Cas étudiés	148
4.2 Résultats	149
4.2.1 Comparaison des cas	149
4.2.2 Comparaison avec les autres types de matrices solides	149
5 Synthèse	150
6 Références	151
Chapitre IV Programme d'essais sur la boucle CLAIRE	155
1 <i>Description de la boucle CLAIRE</i>	156
1.1 Composants	157
1.1.1 Les régénérateurs	157
1.1.2 Le brûleur à gaz	157

1.1.3 Les conduites et les vannes.....	158
1.2 Procédure expérimentale	159
1.2.1 Pilotage de la boucle.....	159
2 <i>Matrices solides testées</i>	160
2.1 Plaques « Forme 3 »	160
2.1.1 Remplissage du régénérateur.....	162
2.1.2 Instrumentation.....	165
2.2 Empilement de gravier.....	166
2.2.1 Remplissage du régénérateur.....	167
2.2.2 Instrumentation.....	167
3 <i>Campagne d'essais</i>	169
3.1 Objectif	169
3.1.1 Données	170
3.1.2 Calcul du coefficient d'échange	170
3.1.3 Calcul des pertes thermiques dans l'isolant.....	170
3.1.4 Calcul des quantités d'énergies stockées et déstockées.....	171
3.1.5 L'utilisation thermique des régénérateurs.....	172
3.2 Conditions imposées.....	172
3.2.1 Débit fumées/air	173
3.2.2 Estimation de la durée d'un essai	173
4 <i>Synthèse</i>	174
5 <i>Références</i>	174
Conclusion	175
Tables	177
<i>Figures</i>	177
<i>Tables</i>	183
Annexes	185

Nomenclature

Variables :

A, B	constantes d'Ergun	[.]
a	coefficient polynomial	[.]
b	exposant (corrélations)	[.]
Bi	nombre de Biot	[.]
C	conductance	[W/K]
c	chaleur spécifique	[J/K/kg]
D	durée	[s]
d	diamètre	[m]
E	énergie	[J]
e	énergie spécifique	[J/kg]
f_D	facteur de friction de Darcy	[.]
F_{aug}	facteur d'augmentation de surface	[.]
F	matrice de facteur de forme	[.]
ff	facteur de forme	[.]
g	accélération gravitationnelle	[m/s ²]
G	débit massique surfacique	[kg/m ² /s]
h	enthalpie massique	[J/kg]
h	coefficient d'échange convectif	[W/m ² /K]
h_{vol}	coefficient d'échange volumique	[W/m ³ /K]
H	hauteur	[m]
I	nombre d'équations/d'inconnues	[.]
J	matrice Jacobienne	[.]
ℓ	coefficient polytropique	[.]
k	conductivité thermique	[W/m/K]
k_B	constante de Boltzmann	[J/K]
K	constante adimensionnelle	[.]
l	libre parcours moyen	[m]
L	largeur, longueur	[m]
L_{th}	longueur d'établissement thermique	[m]
\dot{m}	débit massique	[kg/s]
m	masse	[kg]
M_m	masse molaire	[kg/mol]
n	nombre de particules	[.]
N	vitesse de rotation	[tours/min]
N_A	nombre d'Avogadro	[.]
N_{el}	nombre d'éléments	[.]
N_r	vitesse de rotation réduite	[s ⁻¹ K ^{-½}]
Nu	nombre de Nusselt	[.]
Pe	nombre de Peclet	[.]
P	pression	[Pa]
\mathcal{P}	puissance	[W]
Pr	nombre de Prandtl	[.]
R	constante des gaz parfaits molaire	[J/K/mol]
R	résistance thermique	[K/W]
r	constante des gaz parfaits massique	[J/K/kg]
r	rayon	[m]
Re	nombre de Reynolds	[.]
R_p	rapport de pression	[.]
S	système d'équation	[.]
S	surface	[m ²]

s	entropie massique	[J/K/kg]
t	temps	[s]
T	température	[K]
Tol	tolérance	[.]
v	vitesse	[m/s]
V	volume	[m ³]
w	épaisseur	[m]
W	travail	[J]
x,y	coordonnées spatiales	[m]
\mathbf{X}	vecteur inconnu	
Y	longueur transverse	[m]
z	hauteur (coordonnée spatiales)	[m]

Variables (lettres grecques) :

α	rapport d'aspect	[.]
γ	rapport c_p/c_v	[.]
Γ	rendement du procédé	[.]
δ	épaisseur	[m]
ε	porosité	[.]
ζ	Utilisation thermique	[.]
η	rendement de turbomachine	[.]
θ	température adimensionnelle	[.]
Θ	angle	[.]
κ	efficacité	[.]
Λ	diffusivité	[m ² /s]
μ	viscosité	[Pa·s]
ξ	émissivité	[.]
ρ	masse volumique	[kg/m ³]
σ	constante de Stefan	[W/m ² /K ⁴]
τ	temps adimensionnel	[.]
ϕ	flux radiatif	[W/m ²]
φ	flux thermique	[W/m ²]
χ	distance adimensionnelle	[.]
ψ	rapport thermique de compression	[.]
ω	sphéricité	[.]
Ω	nombre d'atomes	[.]

Indices

i	indice matriciel (ligne)
j	indice matriciel (colonne)
k	indice d'un volume élémentaire
m	indice des itérations (Newton-Raphson)
n	indice des itérations temporelles

Abréviations :

amb	ambiante
amp	amplitude
ax	axial
B	basse pression
bloc	blocage
c	chauffage, compresseur, contact
CAES	stockage par air comprimé en caverne (compressed air energy storage)

CFD	mécanique des fluides numérique (computational fluid dynamics)
cin	cinétique
cold	froid
cont	contact
COP	coefficient de performance
déstock	période de déstockage
e	valeur à l'entrée
éch	valeur à l'entrée
eff	effectif
enc	enceinte
e	équivalent
f	fluide
g	gaz
h	hydraulique
H	haute pression
hot	chaud
inc	incident
int	interne, intensification
is	isentropique
lpm	libre parcours moyen
lin	linéaire
max	maximum
mél	mélange
nom	nominale
net	valeur nette
p	à pression constante, potentiel, périodicité
r	réduit, refroidissement, radial, recollement
rad	radiatif
ref	référence
RPS	régime périodique stabilisé
s	valeur à la sortie, solide
SEPT	stockage d'électricité par pompage thermique
sol	solution
stock	période de stockage
spé	spécifique
SR	Satterfield & Resnick
surge	pompage
sup	superficiel
t	turbine
tot	total
th	théorique
turb	turbine
turbo	turbomachines
v	à volume constant
0	stockage, valeur de référence, valeur initiale
1	déstockage

Notations

Δ	différence
\sim	environ
\propto	proportionnalité
$\bar{\quad}$	valeur moyenne
$\hat{\quad}$	valeur normée

Introduction

L'énergie dans son sens moderne est un concept issu de la thermodynamique, qui présente un caractère à la fois abstrait et intuitif. Abstrait car l'énergie se définit en termes de systèmes thermodynamiques et de changements d'états, mais également intuitif car elle est centrale d'un point de vue humain pour vivre et agir sur le monde.

L'homme, au cours de l'histoire, a appris à maîtriser des sources d'énergies de plus en plus variées, posant le problème de leur production et de leur stockage. L'une des premières énergies maîtrisées par l'homme est sans doute le feu, qui peut se voir comme le déstockage, par combustion, de l'énergie potentielle chimique stockée dans le bois. De ce point de vue les énergies fossiles sont une source d'énergie facilement stockable, d'autant plus que l'oxygène nécessaire à la combustion est présent dans l'air, ce qui explique leur utilisation massive. D'autres sources d'énergie, telles que l'énergie éolienne, ne sont pas aisément stockables et sont généralement exploitées sans maîtriser leur production. Toutefois, le terme de stockage sera employé dans ce mémoire pour signifier un moyen de transformer temporairement une énergie momentanément superflue sous une autre forme afin de la réutiliser plus tard, ce qui ne correspond pas au rôle que remplissent actuellement les énergies fossiles.

Dans le contexte moderne, la problématique de la gestion des ressources énergétiques est devenue un enjeu économique majeur à fort caractère politique, qui nécessite de faire des choix sur les moyens de production à mettre en œuvre pour satisfaire la demande. Bien sûr, en paraphrasant une formule dans l'air du temps, l'énergie la plus simple à produire est celle que l'on ne consomme pas, et les économies d'énergies sont un point incontournable de cette problématique, voire pour certains la remise en cause du niveau de consommation énergétique des pays développés.

Sans résoudre ces difficultés, le stockage d'énergie peut apporter des solutions en termes de flexibilité dans le management énergétique, en particulier dans le cadre d'un réseau électrique. En effet, le stockage permet une meilleure utilisation des sources d'énergies maîtrisables telles que les centrales thermiques, mais aussi des sources intermittentes qui constituent la majeure partie des énergies renouvelables. Dans le contexte énergétique actuel et devant les défis posés par la protection de l'environnement, les moyens de stockages existants risquent de devenir insuffisants pour intégrer davantage d'énergies intermittentes dans la production électrique. Cette limitation explique un intérêt récent pour les technologies de stockage, en particulier dans les régions isolées.

Le procédé SEPT (Stockage d'Électricité par Pompage Thermique), breveté en 2008 par la société SAIPEM et qui a fait l'objet de cette thèse, propose de stocker de l'énergie électrique sous forme thermique à une échelle industrielle, et sans contraintes géographiques ou environnementales particulières. Il repose sur l'emploi d'un cycle thermodynamique à haute température pouvant fonctionner alternativement en pompe à chaleur ou en machine thermique. Le système est principalement constitué d'un couple compresseur-turbine de type axial, et de deux grands échangeurs gaz-solide appelés régénérateurs permettant le stockage de la chaleur.

La société POWEO, distributrice d'énergie électrique, s'est montrée intéressée par ce procédé et s'est engagée dans un projet de recherche ANR SETHER avec la SAIPEM, le CEA, les Mines de Paris, l'ONERA et l'ENSCI. Les objectifs de ce projet consistent notamment en une recherche de matériaux de stockage adaptés, une étude de faisabilité des turbomachines, le développement d'un modèle numérique global du procédé, et la réalisation d'une validation expérimentale à échelle semi-industrielle au centre du CEA de Grenoble. La modélisation du procédé et la préparation de la validation expérimentale ont donné lieu au sujet de cette thèse, mais la confrontation à l'expérience ne pouvait en faire partie pour des raisons de disponibilité de l'installation.

Le premier chapitre de ce mémoire est une introduction à la problématique du stockage d'énergie, et présente une bibliographie succincte sur l'intérêt que représente le stockage d'électricité et sur les technologies existantes. Le procédé SEPT est ensuite comparé à ces technologies en termes de puissance, de capacité et de rendement, puis son fonctionnement est décrit. Finalement, une analyse du cycle thermodynamique prenant en compte uniquement les irréversibilités des turbomachines met en évidence leur influence sur le rendement global.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation globale du procédé. Il débute par une bibliographie d'une part sur les régénérateurs, leur modélisation et les différents milieux pouvant entrer dans leur constitution, et d'autre part sur les turbomachines et leurs fonctions caractéristiques. La modélisation globale du procédé est ensuite détaillée, puis un cahier des charges est décrit permettant de présenter le comportement du système dans un cas industriel. L'utilisation du modèle global pour atteindre les exigences du cahier des charges aboutissant à une certaine dimension des enceintes, une étude d'influence est présentée, mettant en évidence les relations entre les paramètres principaux du cahier des charges et la dimension des enceintes.

Le troisième chapitre se penche sur l'intensification du coefficient d'échange thermique dans les régénérateurs, identifié comme un moyen d'améliorer les performances du procédé dans le chapitre précédent, avec l'objectif de pouvoir tester la géométrie retenue par cette étude lors des essais expérimentaux. Une bibliographie sur l'intensification de l'échange thermique présente les phénomènes mis en jeu et les stratégies envisageables pour le procédé SEPT, puis un type de géométrie est choisi pour une étude des propriétés thermohydrauliques par CFD (mécanique des fluides numérique). Les résultats de cette étude sont analysés et interprétés au vu des constatations expérimentales de la littérature portant sur des géométries similaires, puis intégrés dans la modélisation globale afin de définir une géométrie adaptée à la fabrication d'un grand nombre de pièces.

Le quatrième chapitre présente l'installation expérimentale CLAIRE du CEA Grenoble et les objectifs de la campagne d'essais. Son fonctionnement est décrit, et les méthodes envisagées pour le maintien, la mise en place et l'instrumentation des milieux constituant l'intérieur des régénérateurs sont détaillées. Finalement, des méthodes d'estimation des bilans d'énergie à partir des mesures spécifiées sont proposées, et la durée des phases de stockage ou de déstockage est estimée en fonction des propriétés physiques des matériaux et des débits envisagés.

Cette thèse a donné lieu à deux publications scientifiques (une acceptée, une en soumission), et un brevet (en soumission).

Chapitre I

Le procédé SEPT

L'intérêt du stockage d'énergie ainsi que les technologies associées à cette problématique sont présentés. Bien que les défis posés par l'évolution de la situation énergétique mondiale soient à l'origine du regain d'intérêt récent pour le stockage, la problématique liée à la résolution de ces défis est large, complexe et possède un fort caractère politique. Cette problématique dépasse celle du stockage électrique, et ne sera pas développée dans cette thèse.

Le fonctionnement général du procédé SEPT qui a fait l'objet de cette étude est ensuite décrit et ses performances sont estimées par une analyse thermodynamique, permettant de le situer par rapport aux technologies existantes, en termes de puissance, de capacité, de rendement, de coût et de contraintes géographiques et environnementales.

1 Le stockage d'énergie

1.1 Intérêt

Depuis le début des années 2000, l'évolution de la situation énergétique mondiale a amené un regain d'intérêt pour le stockage d'énergie, et ceci pour plusieurs raisons.

1.1.1 Économies d'énergie, récupération d'énergie

Bien que la problématique des économies d'énergie ait émergée à la suite des chocs pétroliers dans les années 70, elle est toujours d'actualité, et le stockage d'énergie permet d'importantes économies dans de nombreuses applications.

Dans le domaine de la métallurgie, de la verrerie, ou de la cryogénie, les températures à atteindre sont très élevées (ou très basses), représentant d'importantes quantités d'énergie. Lorsque les gaz chauds (ou très froids) doivent être renouvelés, des *régénérateurs de chaleurs*, dispositifs de stockage de chaleur sensible, permettent de stocker une partie de l'énergie thermique des gaz rejetés. Cette énergie récupérée peut alors fournir jusqu'à 70% de l'énergie nécessaire à amener le gaz frais à sa température nominale, réduisant grandement les besoins

énergétiques. Les *échangeurs de chaleur récupératifs* remplissent le même rôle, mais pour des procédés fonctionnant en régime permanent. Il ne s'agit pas à proprement parler de stockage d'énergie, mais plutôt d'échange, ce qui justifie la distinction.

Des procédés de récupération d'énergie de freinage commencent à apparaître sur certains modèles de voitures, et également sur certains trains. Le stockage de l'énergie cinétique du véhicule plutôt que sa dissipation thermique permet de réduire la consommation du moteur au redémarrage tout en réduisant les niveaux de température que doivent supporter les systèmes de freinage.

Enfin, dans certains procédés de cogénération l'utilisation de stockage thermique permet de récupérer une partie de la chaleur excédentaire habituellement rejetée dans l'environnement, lorsque la production dépasse la consommation, et de la réutiliser pour répondre aux fortes demandes [1].

1.1.2 Marché de l'électricité

Le marché de l'électricité est actuellement engagé dans une profonde mutation :

- Le développement des énergies renouvelables conduit au raccordement sur le réseau de nombreux générateurs intermittents (éoliennes, panneaux solaires, etc.) dont la période de production ne correspond pas aux horaires de demandes d'énergie des consommateurs. La directive du parlement européen du 23/01/2008 pourrait impliquer que 35% de l'électricité en Europe soit d'origine renouvelable en 2020 au lieu de 15% aujourd'hui [2]. Or, l'expérience de l'Allemagne et du Danemark montre que la stabilité du réseau devient problématique lorsque la proportion d'électricité renouvelable intermittente dépasse 15 à 20%. Devançant l'arrivée d'une future limitation, plusieurs projets de stockage de grande capacité sont actuellement à divers stades de développement en Europe [3].
- Le développement de la consommation électrique des ménages et du secteur tertiaire et la stagnation de celle du secteur industriel en Europe augmente la variabilité horaire de la consommation électrique. Par ailleurs, la dérégulation du marché de l'électricité entraîne de fortes fluctuations du prix de l'électricité entre les heures creuses et les heures de pointe, phénomène qui s'est d'ailleurs aggravé ces dernières années. La variation de la demande d'électricité au cours de la journée nécessite d'avoir recours à des moyens de production de pointe (ex : centrale à fioul). Le coût de l'électricité produite par ces centrales est nettement plus élevé que celui des centrales fonctionnant en continu, si bien que le prix de l'électricité fluctue fortement.

La figure I-1 présente les variations journalières du prix de l'électricité, montrant une différence de prix variant d'un facteur 2 en moyenne, pouvant dépasser 10 dans les cas extrêmes.

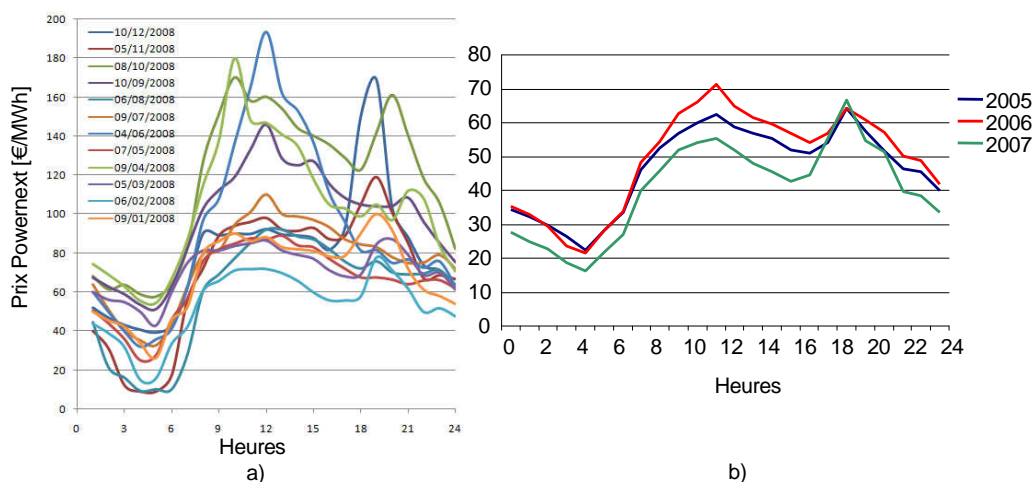


Figure I-1 : Prix journaliers de l'électricité sur le marché européen :
 a) un mercredi par mois sur l'année 2008.
 b) moyenne annuelle

Il apparaît des différences selon la période de l'année, mais en moyenne, le prix le plus bas se situe vers 4h, et deux pics apparaissent à midi et à 18h.

1.1.3 Consommation avancée, production retardée

Le stockage d'énergie peut permettre de stocker par avance, en prévision de futurs besoins. Dans un ballon d'eau chaude, la chaleur est généralement apportée pendant les heures « creuses » lorsque le prix de l'énergie est bas, ce qui réduit la facture du consommateur, ainsi que les besoins énergétiques en heures « pleines ». La production retardée utilise le même principe appliqué à la production d'énergie. C'est le cas du stockage thermique sur les centrales solaires thermodynamiques : l'énergie solaire thermique est d'abord stockée pour être ensuite transformée en électricité selon les besoins.

Bien que ces procédés ne permettent pas de stockage d'électricité, ils permettent une certaine régulation de la demande et de la production d'électricité au cours de la journée.

1.1.4 Intégration des énergies renouvelables

Les deux principales énergies renouvelables, l'énergie photovoltaïque et plus particulièrement l'énergie éolienne, sont intermittentes, ce qui pose des difficultés d'intégration dans le bouquet énergétique. En effet, les fluctuations doivent être compensées en temps réel, en ajustant la puissance des autres sources d'énergie. Parmi ces autres sources, seules les centrales hydroélectriques et certaines centrales thermiques (centrales à fioul, turbine à gaz) ont une vitesse de démarrage suffisamment rapide.

Il existe plusieurs stratégies individuelles ou combinées permettant de réduire l'amplitude de ces fluctuations. La répartition spatiale permet de moyennner le signal à l'échelle d'un parc éolien, et d'autant plus à grande échelle lorsque les mouvements des masses d'air sont plus hétérogènes [4]. Dans le contexte des pays nordiques, l'interconnexion des réseaux permet une meilleure régulation des fluctuations. Enfin, il est toujours possible de limiter la puissance éolienne en arrêtant ou en déconnectant certaines unités.

La figure I-2 présente les fluctuations typiques de la puissance d'une éolienne, et montre l'effet d'atténuation des fluctuations lors de la mise en commun d'un grand nombre d'éoliennes.

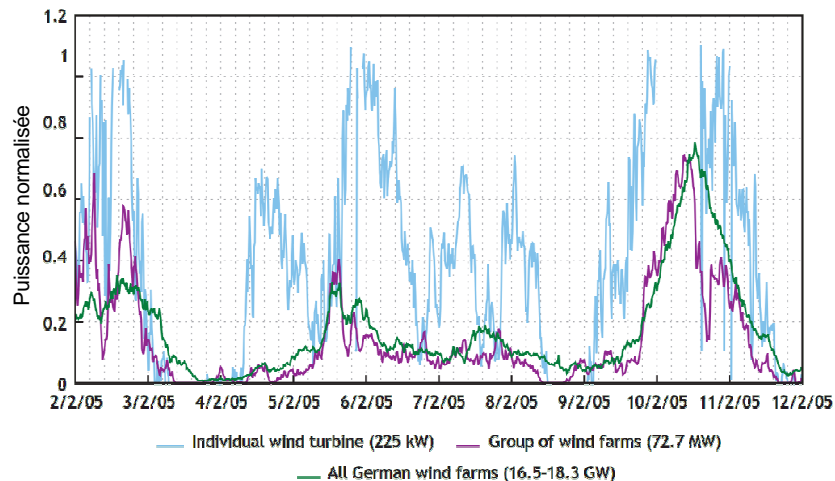


Figure I-2 : Comparaison des fluctuations de puissance électrique d'une éolienne, d'un groupe de champs d'éoliennes, et de la totalité des éoliennes allemandes [5].

La figure I-3 a) illustre la situation énergétique actuelle en Europe de l'ouest, en regroupant les différentes sources d'énergie en trois catégories. La puissance « base » représente la puissance non-ajustable : énergie nucléaire et fossile, de temps de réponse lent, mais bon marché. La puissance « middle » correspond aux centrales hydrauliques et thermiques, de temps de réponse suffisamment rapide pour compenser les fluctuations de la catégorie « Wind », correspondant à l'énergie éolienne.

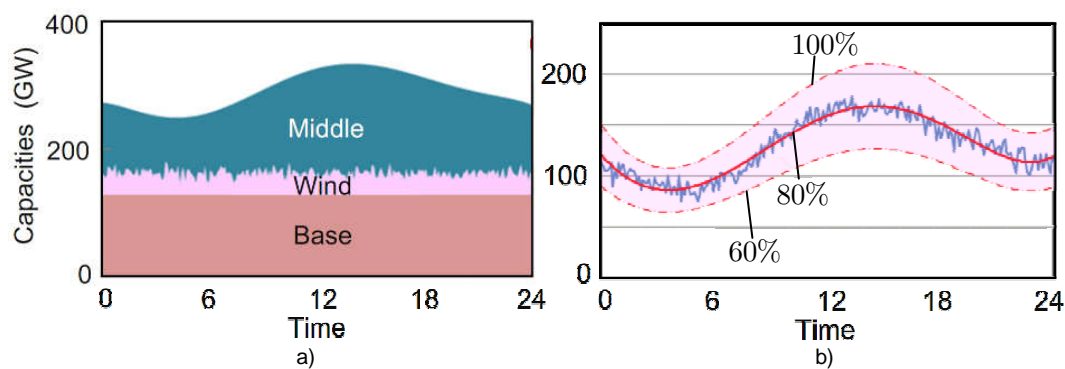


Figure I-3 : Consommation au cours d'une journée, zone « Western Europe Union », en 2010, avec une part d'énergie renouvelable de 10%.
a) répartition énergétique, b) détail de la puissance « Middle » [6].

Bien qu'elle comprenne une part d'énergie hydraulique, la production « middle » produit d'importants rejets de CO_2 et a un coût élevé. De plus, cette part hydraulique risque de diminuer dans l'avenir, étant donnés sa faible marge de progression en Europe et l'accroissement de la demande énergétique. A contrario, la part d'énergie nucléaire dans l'énergie « base » est amenée à augmenter, réduisant son impact en CO_2 et potentiellement son coût, à moins que les événements récents au Japon ne remettent en cause les investissements dans ce type d'énergie.

La figure I-3 b) présente la conséquence des fluctuations éoliennes sur la production « Middle » : elle doit être ajustée en permanence. La part d'énergie renouvelable étant assez faible (~10%), la production « Middle » reste entre 70% et 90% de sa puissance maximum, les moyens d'ajustements existants sont donc généralement suffisants.

Cependant, dans le scénario énergétique « BLUE Map » (réduction de 50% des émissions CO_2 mondiales en 2050) [7], la part d'énergie renouvelable atteint 46%, alors que la production « Middle » est inférieure à 20%. La figure I-4 présente ce scénario, où apparaît une quatrième catégorie « PV » correspondant à l'énergie photovoltaïque. La figure I-4 a) montre que cette répartition impose à la production « middle » de s'ajuster à des fluctuations bien plus importantes. On constate sur la figure I-4 b) que la demande dépasse la pleine capacité de production à certains moments, et qu'elle est négative à d'autres moments, c'est-à-dire qu'il y a surproduction d'énergie malgré l'arrêt total de production « middle ». Autrement dit, la production est incapable de s'adapter à la demande en temps réel, ce qui a des conséquences néfastes sur la qualité de l'électricité délivrée, pouvant aller jusqu'au « blackout » à grande échelle. Par exemple, le 26 février 2008, au Texas, l'emploi de mesures d'urgence, telles que la coupure de 1150 MW à certains industriels, a été nécessaire lorsque, vers 15 heures, une chute importante et inattendue de production éolienne s'est combinée avec la perte de plusieurs unités de production conventionnelles et l'arrivée précoce du pic de consommation en fin d'après-midi [8].

Concrètement, il est possible d'augmenter la production « Base », et d'arrêter une partie de la production éolienne en cas de surproduction, mais ceci est inefficace, coûteux, et incompatible avec le scénario « BLUE Map » en termes d'émission de CO_2 . De telles variations de la puissance « middle » imposent également un grand nombre de démarrages et d'arrêts de centrales tout au long de la journée, ce qui augmente encore le coût.

À l'échelle mondiale, les installations de stockage représentent actuellement 100 GW, principalement sous forme hydroélectrique. D'après l'IEA, considérant ces moyens de stockage et ceux de production, le scénario « BLUE Map » dans lequel la part d'énergies renouvelables atteindra 46% implique des besoins de stockage supplémentaires mondiaux entre 100 et 200 GW selon l'ampleur des fluctuations (respectivement 15% et 30%) [6].

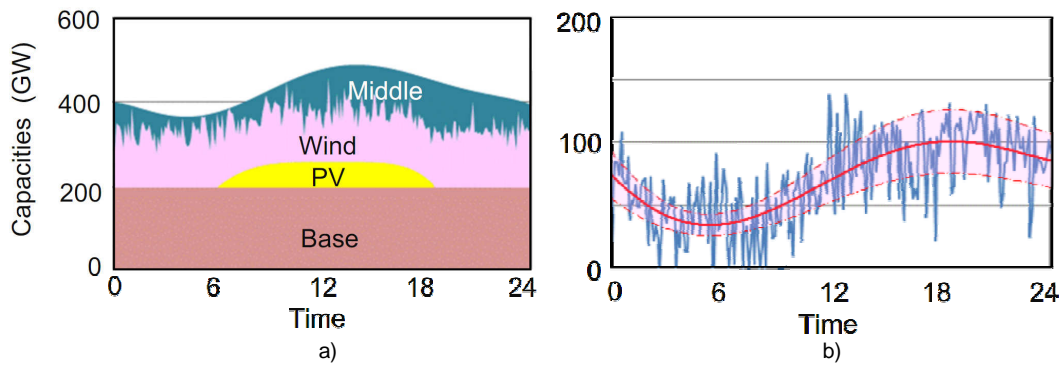


Figure I-4 : équivalente à la figure I-3, mais en 2050, avec une part d'énergie renouvelable de 35% [6].

1.1.5 Nivellement de la charge

Le principe de consommation avancé et de production retardée mentionné précédemment peut se généraliser aux procédés de stockage d'électricité à grande échelle : l'énergie est stockée en heure creuse et déstockée en heures pleines. La figure I-5 illustre une situation où l'énergie est stockée de 3h à 13h et déstockée le reste de la journée [9].

Le nivellement peut avoir plusieurs bénéfices :

- figure I-5 a), le gaspillage dû à la surproduction d'énergie renouvelable peut être évité,
- figure I-5 b), la capacité maximum nécessaire de production « middle » peut être réduite,
- le nombre de démarrage/arrêt est réduit car la production « middle » est plus constante,
- il est possible d'augmenter la part de production « Base », en stockant la surproduction et en la déstockant dans l'après-midi, ce qui réduit la production « middle » nécessaire.

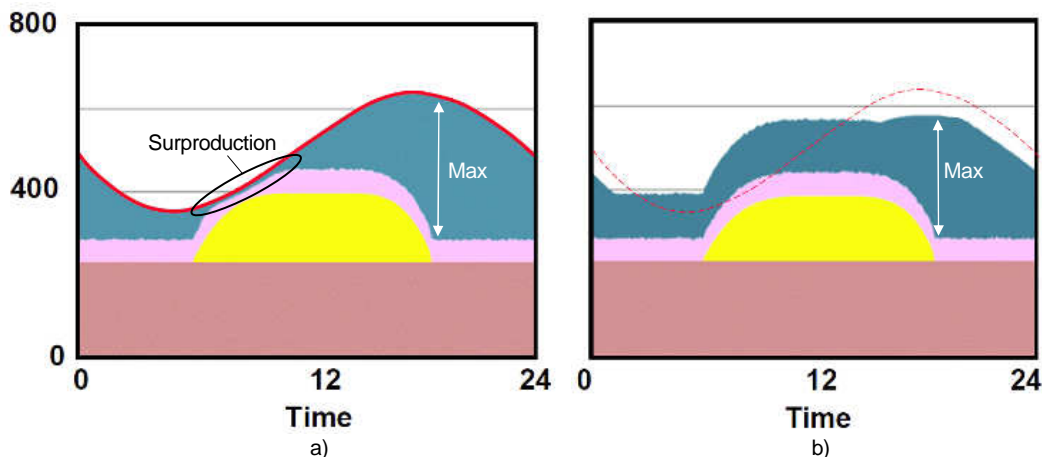


Figure I-5 : Répartition énergétique en fonction du temps :
a) sans nivellement, b) avec nivellement. [9]

1.1.6 Transport d'électricité

Le stockage permet également de réduire la charge des systèmes de transport et de distribution électrique aux heures de pointe [10]. En effet, stocker localement l'électricité à l'endroit où une forte demande est anticipée permet de diminuer la quantité d'électricité à transporter pendant le pic de consommation. Ce désengorgement du réseau reposant sur la proximité du stockage et de la consommation, les technologies de stockage présentant de forts prérequis géographiques, géologiques ou d'importants impacts environnementaux sont en général inadaptées. De plus, le transport de l'électricité a un coût, qui peut devenir rédhibitoire lorsque le stockage de l'électricité a lieu à trop loin de sa production.

En Allemagne, les moyens de stockages reposent principalement sur des installations hydrauliques restreintes aux zones montagneuses du sud du pays, alors que l'électricité est principalement produite dans le nord, ce qui réduit l'intérêt du stockage électrique.

1.2 État de l'art

Les principales technologies de stockage électrique peuvent être classées en fonction du type d'énergie mis en œuvre :

- Stockage mécanique :
 - Hydraulique gravitaire
 - Air comprimé (CAES : Compressed Air Energy Storage)
 - Volant d'inertie
- Stockage électromagnétique :
 - Stockage d'énergie magnétique supraconductrice (SMES : Superconducting Magnetic Energy Storage)
- Stockage chimique :
 - Batteries
 - Hydrogène

Dans cette section, on s'intéresse plus particulièrement aux technologies applicables au stockage électrique massif, affichant des temps de décharge de l'ordre d'une heure.

1.2.1 Hydraulique gravitaire

Le stockage hydraulique gravitaire repose sur l'utilisation de deux réserves d'eau d'altitudes différentes pour stocker et déstocker de l'énergie électrique sous forme d'énergie potentielle gravitaire. Un système de pompes et de turbines hydroélectriques permet de pomper l'eau vers le bassin supérieur en stockage puis de restituer l'énergie potentielle ainsi acquise lors du déstockage, comme l'illustre la figure I-6.

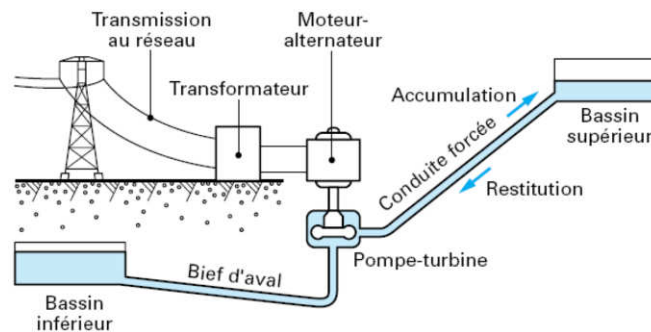


Figure I-6 : Schéma d'une installation de stockage hydraulique gravitaire [11].

Une installation présente typiquement une puissance de 1 GW pour une capacité de 10 GWh, un temps de réaction de quelques minutes avec un rendement de l'ordre de 70% [12]. Ce procédé est utilisé depuis plus de 70 ans, et la capacité de stockage électrique mondiale atteint aujourd'hui 88 GW disponibles (2010), plus 20 GW en construction et 40 GW en étude. Le rendement élevé et le démarrage rapide rendent cette technologie très intéressante pour la régulation du réseau. De plus, certaines installations ont récemment été équipées de turbomachines à vitesse variable, permettant de réguler la puissance échangée avec le réseau électrique en temps réel [11]. L'installation de Kanagawa au Japon présente une puissance de 1,4 GW et une capacité de 30 GWh, et affichera 2,8 GW en 2016 lorsque 3 unités de supplémentaires seront mises en service, ce qui en fera l'installation la plus puissante au monde [13].

La nécessité de disposer de grands réservoirs est cependant une contrainte géographique forte, car peu de barrages disposent d'un réservoir aval suffisant, et la création de réservoirs artificiels a un coût écologique important. De plus, en Europe, la plupart des sites adaptés sont déjà exploités laissant peu de progression possible dans la capacité de stockage hydraulique.

Pour contourner ces problèmes géographiques et écologiques, certaines installations utilisent des réservoirs avals artificiels souterrains, ce qui a toutefois un prix. Dans les régions côtières, la mer peut servir de réservoir aval, mais des efforts de conceptions sont nécessaires pour résoudre les problèmes de corrosion liés à l'utilisation d'eau de mer [6].

1.2.2 CAES

Le procédé CAES (Compressed Air Energy Storage) consiste à stocker dans une caverne de l'air comprimé électriquement, qui peut ensuite être mélangé à du gaz naturel pour alimenter une turbine à gaz selon les besoins. Dans une centrale thermique de type turbine à gaz classique, le compresseur consomme 60% de la puissance thermique apportée par la combustion. Le procédé CAES utilisant de l'énergie électrique pour cette compression, la consommation de gaz naturel ne représente que 40% de la consommation classique. De plus, l'air peut être comprimé en heures creuses et utilisé en période de pointe (figure I-7 b). Toutefois, la chaleur qu'il gagne lors de la compression est perdue.

Deux installations industrielles existent actuellement dans le monde. L'installation de Huntorf en Allemagne, présentée figure I-7, en opération depuis plus de 20 ans, délivre jusqu'à 290 MW avec une capacité de 870 MWh, et stocke jusqu'à 90 MW avec une capacité de 720 MWh [14].

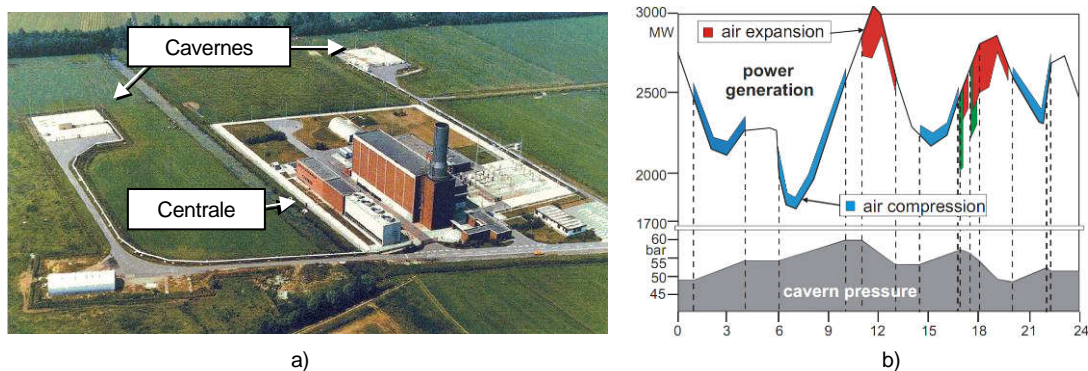


Figure I-7 : a) Installation de stockage CAES, Huntorf, Allemagne.
b) Demande d'énergie et pression au cours d'une journée [14].

La figure I-8 décrit le procédé AA-CAES (Advanced Adiabatic CAES) en cours d'étude, qui prévoit d'ajouter au système un stockage thermique permettant de stocker la chaleur de compression en amont de la caverne pendant la période de stockage. Cette chaleur est ensuite restituée en déstockage avant le passage dans la turbine, ce qui permet de se passer de gaz naturel, amenant le rendement énergétique global à 70% et supprimant les rejets de CO₂.

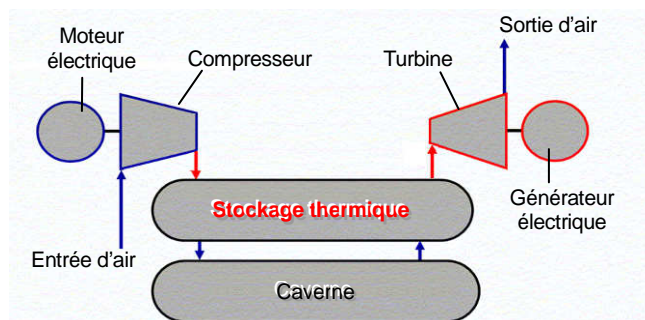


Figure I-8 : Procédé AA-CAES avec stockage thermique.

Le procédé CAES souffre malgré tout de contraintes géographiques et géologiques liées aux pressions et aux volumes nécessaires (~ 50 bars dans $300\,000\text{ m}^3$). L'AA-CAES est de plus un challenge technologique, du point de vue de la température atteinte en sortie de compresseur, et des fortes pressions que doit supporter le composant de stockage thermique.

1.2.3 Batteries

Les batteries stockent l'énergie par l'intermédiaire d'une réaction chimique réversible, et peuvent être classées en fonction des éléments chimiques employés.

- Les batteries au plomb sont utilisées depuis plus d'un siècle dans de nombreuses applications, et représentent encore aujourd'hui l'essentiel du stockage électrochimique à petite et moyenne échelle. Elles offrent un coût bas, une puissance importante, et un bon

- rendement, ce qui les rend attractives notamment pour les véhicules à moteur thermique, en fournissant la forte puissance que requiert le démarreur. Elles contiennent cependant des produits hautement toxiques et présentent des risques d'explosion, en plus d'afficher une durée de vie et une densité énergétique faibles. La plus grande installation est celle de Chino, en Alaska, de 10 MW et 40 MWh, destinée au nivellement de la consommation.
- Les batteries nickel-cadmium (NiCd) bénéficient de meilleures densités et durées de vie, mais sont de moins en moins utilisées car elles restent coûteuses et polluantes, et leur capacité diminue rapidement si la décharge n'est pas complète. Elles pourraient de plus être interdites dans un futur proche.
 - Les batteries sodium-soufre (NaS), malgré un investissement coûteux, sont considérées comme les plus rentables pour la régulation électrique, en termes de durée de vie, de densité et de rendement. C'est la technologie utilisée dans la plus grande installation de stockage électrique au monde (hormis le stockage hydraulique et le CAES), qui offre 34 MW et 245 MWh pour stabiliser un champ d'éoliennes de 51 MW, au nord du Japon. EDF envisage l'installation de 150 MW, d'ici cinq ans, pour la stabilisation des énergies intermittentes sur plusieurs îles méditerranéennes [15].
 - Les batteries lithium-ion ont été commercialisées par Sony en 1991, et leur utilisation a progressé exponentiellement grâce à de très bonnes performances, en termes de rendement, de densités, et de durée de vie. Le prix reste cependant élevé, et d'importants équipements de sécurité sont nécessaires. La société Eagle-Picher Technologies a annoncé la construction d'une unité de 60 MWh, occupant la taille d'un terrain de football, pour le stockage éolien dans le Kansas, aux États-Unis.
 - Les batteries au bromure de zinc (ZBR) sont un type particulier de batteries, appelé batteries à circulation, où au moins l'un des deux électrolytes liquide est stocké dans un réservoir externe, et circule dans le réacteur pour produire ou stocker l'énergie. Il en résulte une indépendance entre la puissance et la capacité du système, à la différence des batteries conventionnelles où la capacité dépend du temps de décharge. Les batteries ZBR affichent des performances satisfaisantes. Une installation située à Kyushu au Japon permet de stocker 1 MW et 4 MWh [15].
 - Les batteries vanadium-Brome, aussi appelées « vanadium redox batteries » (VRB) sont un autre type de batteries à circulation, et bénéficient d'une grande durée de vie et d'un rendement satisfaisant. L'ajout d'unités de volume ou de puissance permet une modularité appréciable, mais la faible densité énergétique implique d'importants volumes.

Bien que les batteries soient adaptées à du stockage à petite ou moyenne échelle, le concept « Vehicle to Grid » (V2G) envisage d'utiliser les batteries des voitures électriques immobilisées comme stockage, dans le cadre d'une utilisation massive de voitures électriques à moyen terme [16]. Ce concept permet de bénéficier des avantages des batteries, principalement leur temps de réponse rapide et leur bons rendements, mais à grande échelle, en réutilisant les batteries et les infrastructures construites pour la voiture électrique.

1.2.4 SMES

Cette technologie assez récente (1980) stocke l'énergie dans le champ magnétique d'un anneau supraconducteur, affichant d'excellentes performances, avec des temps de réponse très rapides (~1 ms), et des rendements autour de 90%, sans contraintes géographiques ou impacts environnementaux. La figure I-9 présente l'installation expérimentale ayant actuellement la plus grande capacité.



Figure I-9 : Prototype de 10 MW/5.5 kWh, Nikko, Japon.

Bien que cette technologie soit pour l'instant utilisée pour assurer la qualité du courant, avec des temps de charge/décharge de l'ordre de la seconde, des applications de stockage massif sont envisagées à moyen terme, affichant des capacités de l'ordre du GWh, avec une puissance 100 à 200 MW [17]. Le principal frein au développement de telles applications est le coût d'investissement très important par kilowatt heure.

1.2.5 Hydrogène

Le stockage par hydrogène diffère des autres technologies car la production, le stockage et l'utilisation de l'hydrogène sont des procédés séparés. Les applications envisagées à long terme dépassent le stockage électrique, allant jusqu'à une « économie hydrogène », où l'hydrogène remplace le pétrole comme vecteur énergétique.

Cependant, plusieurs contraintes entravent le développement de la filière hydrogène, nécessitant d'importants efforts de recherche. Étant donnée la faible densité volumétrique de l'hydrogène, la compression, voire la liquéfaction nécessaire pour atteindre un encombrement raisonnable a un coût énergétique important, en plus du coût du réservoir et éventuellement du système de stockage cryogénique. De plus, les piles à hydrogène utilisent le platine comme catalyseur, trop coûteux pour des applications à grande échelle. Il existe cependant des piles fonctionnant à haute température pouvant se passer du catalyseur en platine. Enfin, la durée de vie des piles est faible : de l'ordre 10 000 heures pour les applications fixes.

Étant données ces contraintes, peu d'installations de stockage électrique par hydrogène existent. L'installation d'Utsira, en Norvège, est la première construite, et actuellement la plus grande. Elle couple une éolienne de 600 kW avec un électrolyseur de 48 kW, une pile à combustible de 10 kW, et un réservoir de 12 m³, permettant d'alimenter une dizaine de foyer pendant deux à trois jours sans vent [15].

Le prix au kWh étant élevé et le rendement assez faible (40%), le stockage électrique par hydrogène n'est rentable que dans un contexte de forte intégration d'énergies intermittentes. Cependant, dans le contexte d'une « économie hydrogène », la possibilité d'utiliser la surproduction éolienne (ou solaire) pour alimenter les transports routiers et maritimes est un atout.

1.2.6 Volant d'inertie

Un volant d'inertie stocke l'énergie fournie par un moteur électrique sous forme d'énergie cinétique de rotation, et peut la déstocker en entraînant un générateur électrique. La réduction des frottements étant primordiale, les volants d'inertie utilisent des électroaimants qui maintiennent le disque et son axe en lévitation, et l'ensemble est maintenu sous vide. Les principaux avantages de cette technologie sont le temps de réponse rapide (de l'ordre de la milliseconde), des rendements allant jusqu'à 95%, et l'absence de contraintes géographique et de risques environnementaux. Toutefois, les risques d'accidents liés à la rupture du disque nécessitent un confinement limitant la densité, et l'autodécharge importante, entre 55% et 100% par jour, rend cette technologie peu adaptée au stockage journalier [15].

Les volants d'inertie sont utilisés dans l'industrie comme réserve énergétique en cas de défaillance des générateurs, et pour stabiliser les fluctuations des sources énergétiques. Ils commencent à être utilisés pour réguler la puissance de champ d'éoliennes, permettant un lissage des fluctuations les plus rapides, éventuellement en combinaison avec un système de stockage de temps de réponse plus lent.

1.2.7 Comparaison des technologies

Les installations de stockage électrique existantes correspondant aux technologies présentées sont comparées figure I-10, en termes de puissance et de capacité, faisant apparaître le temps de décharge. Pour les applications à grande échelle, l'hydraulique gravitaire (PHS) et l'air comprimé (CAES) sont les procédés les mieux adaptés : grandes puissances et capacités, et affichant les plus faibles coûts au kilowatt heure. Par comparaison, les batteries offrent des

performances très intéressantes mais souffrent du prix élevé au kilowatt heure, malgré la maturité de la technologie. Le stockage par hydrogène n'affiche pas actuellement des coûts et des rendements attractifs pour le stockage électrique, bien qu'il puisse trouver sa place dans l'intégration des énergies intermittentes en milieu isolé. Les volants d'inertie sont inadaptés pour des raisons de coût, d'encombrement, et d'autodécharge journalière importante. Enfin, la technologie SMES, bien que prometteuse, n'est pas mature et reste aujourd'hui limitée aux applications de régulation de la qualité du courant.

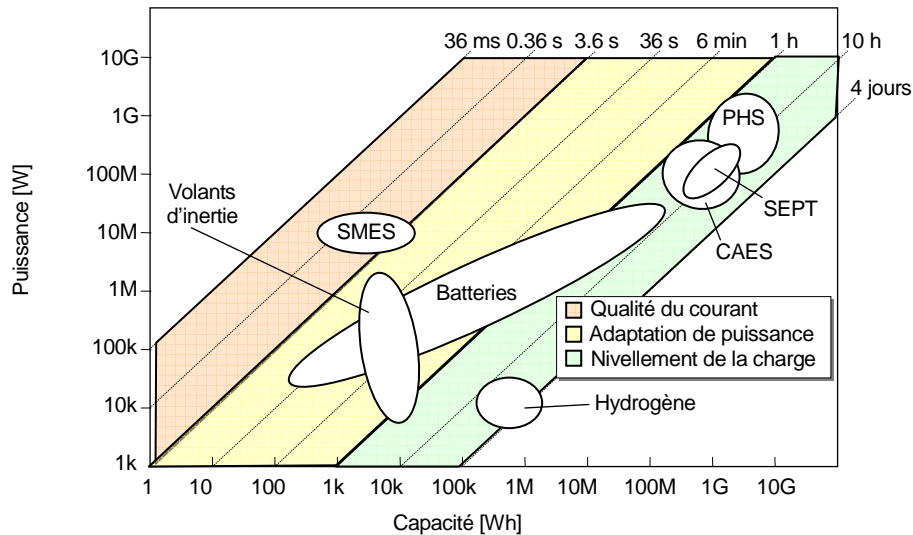


Figure I-10 : Installations existantes des technologies citées, et positionnement de SEPT.

1.3 Positionnement du procédé SEPT

Le procédé SEPT est un procédé breveté [18] qui permet le stockage d'énergie électrique sous forme thermique, avec une capacité de plusieurs centaines de MWh, une puissance de l'ordre de 100 MW, et un rendement voisin de 70%. Il se situe donc, figure I-10, dans les applications de stockage à grande échelle, adaptées au nivellement de la consommation, au même titre que l'hydraulique gravitaire (PHS) et l'air comprimé (CAES), avec des temps de décharge de l'ordre de quelques heures.

Cependant le rendement énergétique du procédé CAES est inférieur, à cause du gaz naturel utilisé pour réchauffer l'air en déstockage, et la présence de cavernes adaptées est nécessaire. L'hydraulique gravitaire requiert également des sites adaptés, plutôt rares et souvent déjà exploités dans les pays occidentaux, avec d'importants impacts environnementaux. L'intérêt du procédé SEPT est de pouvoir atteindre des rendements, capacité et puissances similaires sans contraintes géographique ou géologique et sans risques environnementaux particuliers.

2 Description du procédé SEPT

Le fonctionnement général du procédé SEPT repose sur l'utilisation d'un gaz neutre comme fluide caloporteur dans un cycle thermodynamique de Brayton, également appelé cycle de Joule. Ce cycle est généralement employé dans les centrales de production électrique de type « turbine à gaz », qui décrivent un cycle *moteur*, c'est-à-dire fournissant du travail. Cependant, ce cycle peut aussi correspondre à une pompe à chaleur selon le sens de circulation du gaz.

Bien que les machines thermiques motrices aient un rendement idéal limité par le rendement de Carnot, la méthode de stockage employée dans le procédé SEPT est idéalement réversible, c'est-à-dire de rendement unitaire. Dans le cas réel, son rendement est limité par différentes sources d'irréversibilités, principalement dues aux imperfections des turbomachines lors de la

compression et de la détente, mais aussi à l'échange thermique et aux pertes de pression dans les régénérateurs.

Quelques notions sur les machines thermiques doivent être définies avant d'aller plus loin.

2.1.1 Moteurs thermiques et pompes à chaleur

Du point de vue des flux énergétiques globaux, un moteur thermique consomme une énergie E_{chaud} à la source chaude et rejette E_{froid} à la source froide, comme le montre la figure I-11. Le premier principe de la thermodynamique stipule que le travail W fourni est la différence $E_{\text{chaud}} - E_{\text{froid}}$. Le rendement est défini comme le rapport de l'énergie consommée E_{chaud} sur le travail fourni W . Ce rendement ne peut être qu'inférieur ou égal au rendement de Carnot :

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - T_{\text{froid}}/T_{\text{chaud}} \quad (\text{I-1})$$

et vaut typiquement 0,35 pour un moteur de voiture.

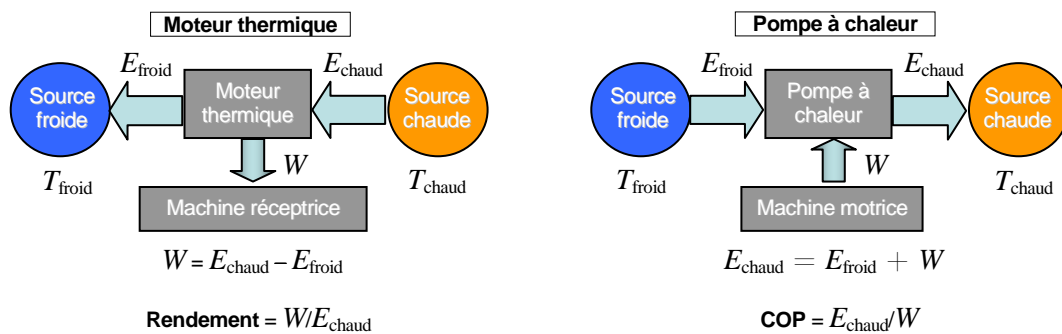


Figure I-11 : Schéma des flux d'énergie d'un moteur thermique et d'une pompe à chaleur.

Une pompe à chaleur correspond au fonctionnement inverse : l'énergie E_{froid} est « pompée » à la source froide et s'ajoute au travail fourni W pour apporter l'énergie E_{chaud} à la source chaude. Le rapport de l'énergie apportée E_{chaud} sur le travail W est appelé coefficient de performance (COP) plutôt que rendement, car il est supérieur à 1. Le coefficient de performance est alors inférieur ou égal à l'inverse du rendement de Carnot.

La figure I-11 permet d'illustrer le fonctionnement des machines thermiques, mais cette description ne fait apparaître ni le cycle thermodynamique sous-jacent, ni le caractère transitoire du procédé SEPT dans lequel les composants de stockage thermique constituent les sources thermiques. En fonctionnement de type « pompe à chaleur », l'énergie fournie par la source froide implique qu'elle subit un refroidissement, pendant que la source chaude se réchauffe, mais ces échanges de chaleur n'ont pas lieu uniformément dans les sources. Les termes *source chaude* et *source froide*, adaptés aux usages conventionnels des machines thermiques, peuvent alors prêter à confusion dans le cadre du procédé SEPT. Les sources thermiques seront donc désignées par les termes « haute pression » et « basse pression », abrégés H et B.

2.1.2 Résumé du fonctionnement

En stockage, le cycle fonctionne en pompe à chaleur, consommant de l'énergie d'origine électrique pour transférer de l'énergie thermique depuis une enceinte basse pression « B » vers une enceinte haute pression « H ». Ces enceintes sont des régénérateurs (échangeurs thermiques gaz-solide), au travers desquels passe le gaz caloporteur, entraîné par une paire de turbomachines reliées à un moteur électrique. La figure I-12 a) illustre le transport thermique assuré par le gaz lors de son passage dans la matrice solide des enceintes, qui se traduit par un refroidissement du bas vers le haut de l'enceinte B et un réchauffement du haut vers le bas de l'enceinte H. Les flèches en pointillés représentent le sens de circulation du gaz, et les flèches pleines représentent les flux d'énergie globaux de la figure I-11.

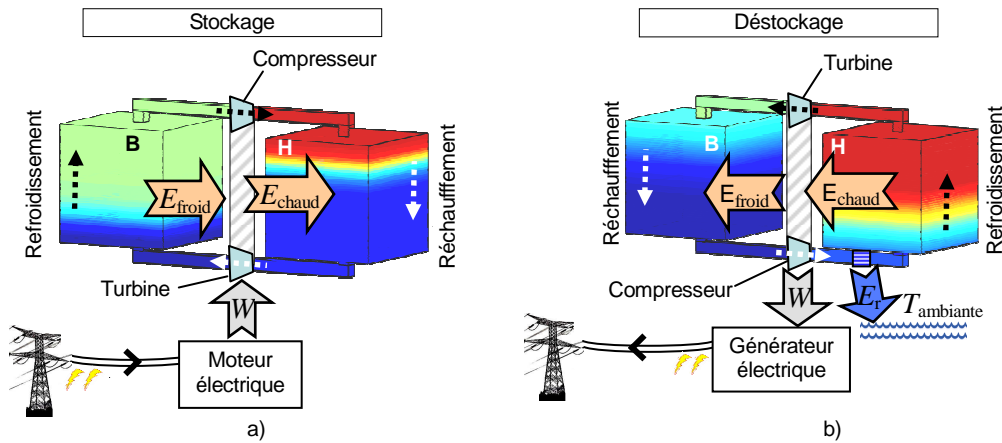


Figure I-12 : Illustration du fonctionnement en stockage et en déstockage.

En déstockage, le cycle fonctionne en moteur thermique, transférant de l'énergie thermique de l'enceinte H à l'enceinte B pour restituer de l'énergie électrique. La figure I-12 b) montre l'évolution inverse de la figure a), à ceci près qu'un échangeur thermique ramène le gaz à la température ambiante. Ce refroidissement E_r est rendu nécessaire par les irréversibilités du cycle thermodynamique liées aux imperfections des turbomachines et aux échanges thermiques dans les enceintes.

Bien que les rendements des cycles thermodynamiques moteurs soient limités au rendement idéal de Carnot, égal à $1 - T_{\text{froid}}/T_{\text{chaud}}$, le rendement idéal (i.e. sans irréversibilités) de ce procédé est unitaire. En effet, le COP d'une pompe à chaleur idéale est l'inverse du rendement de Carnot. Le produit de ce rendement et de celui d'un moteur idéal est donc égal à 1, dans la mesure où les niveaux de température sont les mêmes. Cependant, le système n'est pas idéal, ce qui oblige à rejeter l'énergie E_r à chaque cycle, faisant baisser le rendement.

2.1.3 Agencement des composants

Dans la suite, les températures et pressions seront notées avec des indices se rapportant aux points 0, 1, 2, et 3 de la figure I-13, et qui correspondent aux quatre extrémités des régénérateurs. L'indice « nom » indique une température nominale de référence.

Le procédé SEPT comprend :

- deux *régénérateurs thermiques*, qui sont les enceintes H et B, constitués de matériaux réfractaires assurant le support physique de l'énergie stockée,
- deux *échangeurs thermiques*, nommés « échangeur froid » et « échangeur chaud » en référence à leur température de consigne respective, la température nominale $T_{0\text{nom}} = T_{\text{ambiante}}$, et la température nominale $T_{2\text{nom}} \approx 500^\circ\text{C}$. L'échangeur chaud permet un fonctionnement plus stable du point de vue des températures, mais n'est pas essentiel au fonctionnement du procédé.
- quatre turbomachines : une paire compresseur/turbine pour le stockage et une autre pour le déstockage.

La figure I-13 présente l'agencement des principaux composants du système. Pour ne pas alourdir le schéma, une seule paire compresseur/turbine est représentée. En réalité, un système de vannes permet de basculer de la paire compresseur/turbine de stockage à celle de déstockage. Le gaz neutre utilisé est l'argon.

Le gaz circule dans le sens des aiguilles d'une montre en stockage, la turbomachine chaude étant alors un compresseur et la turbomachine froide une turbine, et dans le sens inverse en déstockage, la turbomachine chaude devenant une turbine et la turbomachine froide un compresseur.

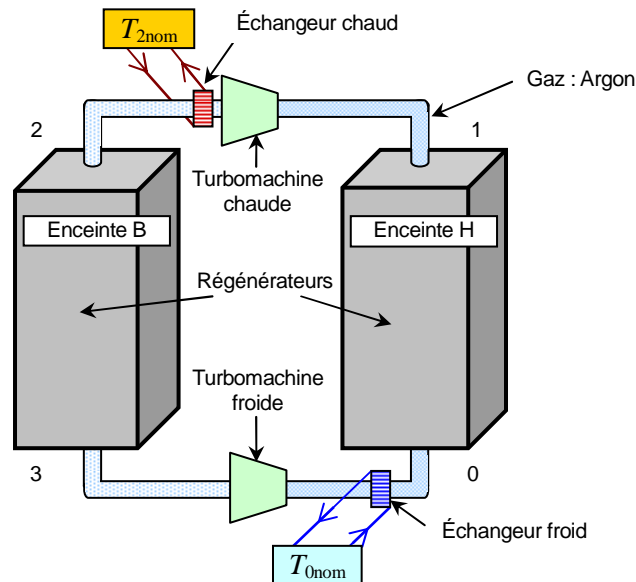


Figure I-13 : Schéma de fonctionnement du procédé SEPT.

2.2 Principe de fonctionnement

2.2.1 Stockage

La figure I-14 schématise le fonctionnement en stockage, indiquant le sens de circulation du gaz et celui de propagation des fronts thermiques.

Les turbomachines font circuler le gaz dans le sens 0, 3, 2, 1, décrivant un cycle de type « pompe à chaleur », consommateur d'énergie. Les échangeurs ne sont pas représentés sur la figure I-14, car leur température d'entrée est égale à leur températures de consigne, mis à part en fin de stockage.

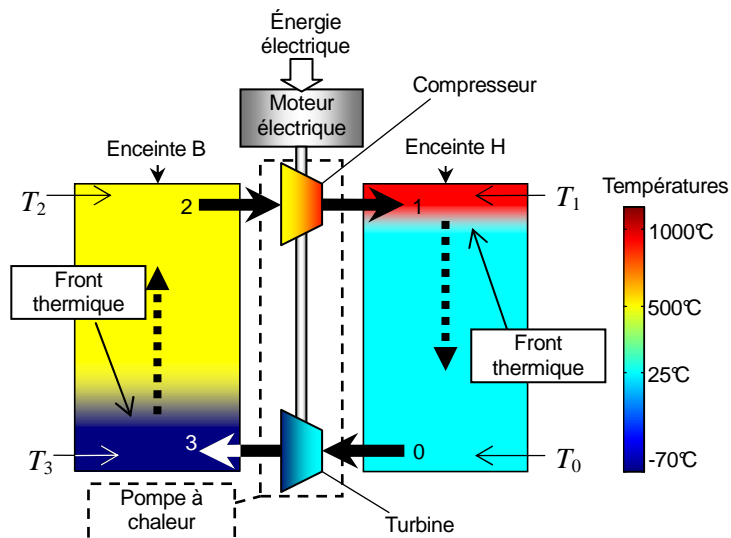


Figure I-14 : Pendant le stockage, le gaz décrit un cycle correspondant à une pompe à chaleur, consommatrice d'énergie.

L'enceinte H, initialement à $T_{0nom} \approx 20^\circ\text{C}$, est alimentée en gaz chaud à $T_1 \approx 1000^\circ\text{C}$ par le haut et se réchauffe progressivement du haut vers le bas. Cependant, le profil de température dans l'enceinte ne pouvant être discontinu, une zone de transition existe, se traduisant par une variation progressive de T_1 à T_{0nom} . Par la suite, cette zone de transition sera appelée « front thermique ». De la même façon, l'enceinte B, initialement à $T_{2nom} \approx 500^\circ\text{C}$, est alimentée en gaz froid à $T_3 \approx -70^\circ\text{C}$ par le bas et se refroidit progressivement du bas vers le haut. Comme pour l'enceinte H, une zone de transition (un front thermique) apparaît entre T_{2nom} et T_3 .

La vitesse du gaz dans les enceintes est de l'ordre du mètre par seconde, alors que la vitesse de progression des fronts thermiques est bien plus faible, valant typiquement 1 mètre par heure. Le stockage dure jusqu'à ce que ces fronts aient atteint l'extrémité des enceintes. Un critère de tolérance sur les écarts aux températures nominales en sortie des enceintes permet de décider de l'arrêt du stockage. Finalement l'énergie thermique E_{chaud} apportée à l'enceinte H est la somme de l'énergie thermique E_{froid} extraite de l'enceinte B et du travail W consommé par la pompe à chaleur (i.e. le compresseur et la turbine). E_{chaud} est donc supérieur à E_{froid} , ce qui veut dire que le système a emmagasiné l'énergie W sous forme thermique dans les matériaux réfractaires constituant les enceintes.

2.2.2 Déstockage

La figure I-15 schématise le fonctionnement en déstockage, indiquant le sens de circulation du gaz et de propagation des fronts thermiques.

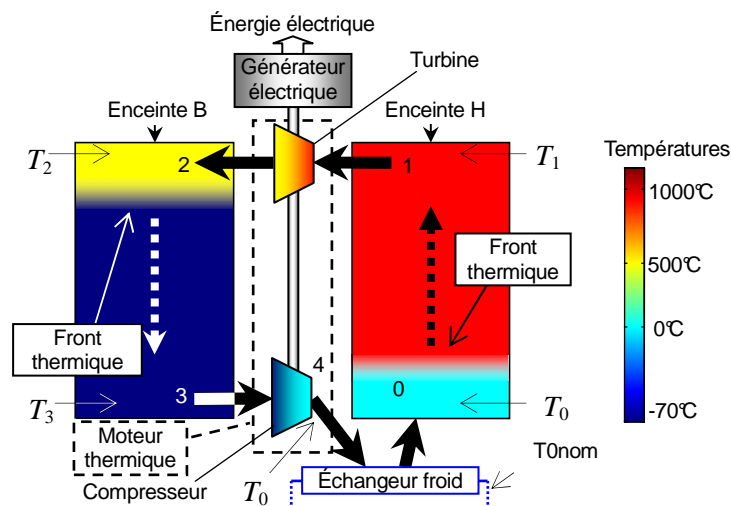


Figure I-15 : Pendant le déstockage, le gaz circule en sens contraire, décrivant un cycle correspondant à un moteur thermique, générateur d'énergie mécanique convertie en électricité.

Au début du déstockage, la température de sortie de l'enceinte H est $T_1 \approx 1000^\circ\text{C}$, alors que la température de sortie de l'enceinte B est $T_3 \approx -70^\circ\text{C}$. Le gaz suit le cycle 1, 2, 3, 0 décrivant un cycle de type « moteur thermique », qui va produire de l'énergie mécanique à partir de l'énergie thermique.

De la même façon qu'en stockage, deux fronts thermiques se propagent, vers le haut dans l'enceinte H et vers le bas dans l'enceinte B. Comme en stockage, une tolérance sur les écarts aux températures nominales permet de décider de l'arrêt du déstockage.

2.3 Définition de la capacité et du rendement

Le paragraphe précédent a présenté le régime établi du dispositif mais celui-ci a besoin d'un certain nombre de cycles stockage/déstockage « transitoires » avant d'atteindre un régime périodique stabilisé. Lors du premier cycle, il y a apparition des fronts thermiques, qui vont avoir tendance à s'élargir, jusqu'à l'obtention d'un équilibre entre cet élargissement et les corrections de température du gaz dans les échangeurs en fin de période. Durant les premiers cycles le rendement et la capacité du procédé peuvent subir des variations importantes.

La figure I-16 représente les flux d'énergie échangés avec l'extérieur lors du stockage et du déstockage. La transformation de l'énergie électrique en énergie mécanique est considérée comme ayant un rendement de 100%, de même que la transformation de l'énergie électrique en énergie thermique dans l'échangeur chaud. Sur cette figure, l'échangeur chaud est présent, mais le procédé peut fonctionner sans, auquel cas $E_{c1} = E_{c2} = 0$.

Par définition les énergies apportées au système ou consommée par le système sont positives, et celles cédées ou restituées par le système sont négatives.

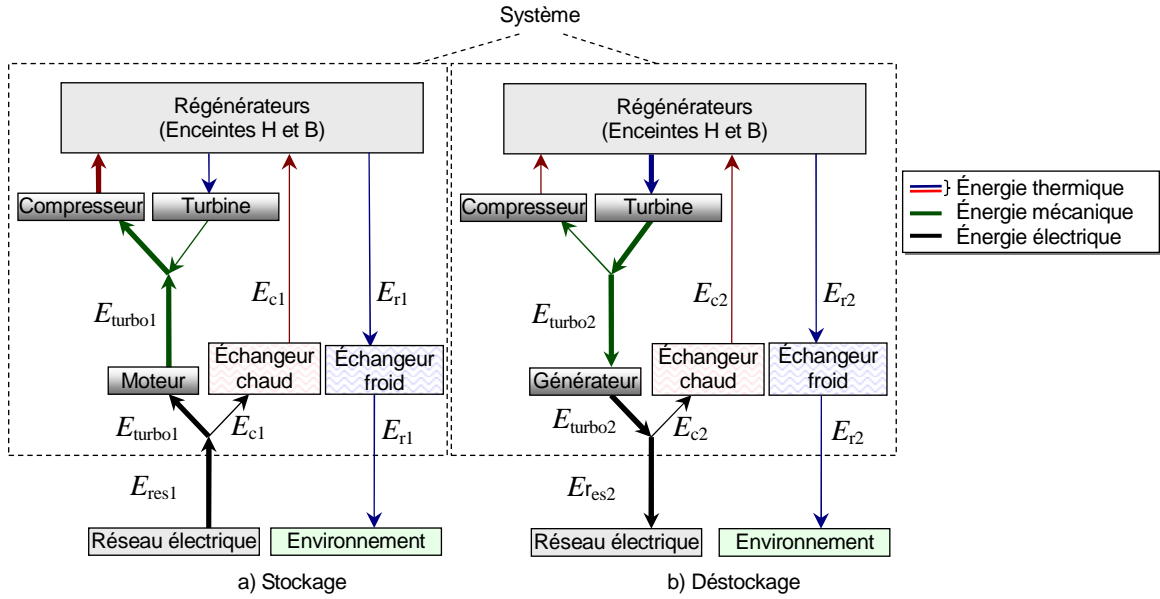


Figure I-16 : Flux d'énergie échangée avec l'extérieur.

On définit :

- Les indices 1 pour stockage, et 2 pour déstockage
- $E_{\text{turbo1}}, E_{\text{turbo2}}$: Énergie apportée/cédée par les turbomachines
- E_{c1}, E_{c2} : Énergie apportée par chauffage dans les échangeurs,
- E_{r1}, E_{r2} : Énergie cédée par refroidissement dans les échangeurs
- $E_{\text{res1}}, E_{\text{res2}}$: Énergie consommée en stockage/restituée en déstockage
- Γ : Rendement du procédé, défini comme le rapport $-E_{\text{res2}}/E_{\text{res1}}$

D'après la figure I-16, on a :

$$\begin{aligned} E_{\text{res1}} &= E_{\text{turbo1}} + E_{c1} \\ E_{\text{res2}} &= E_{\text{turbo2}} + E_{c2} \end{aligned} \quad (\text{I-2})$$

où, $E_{\text{res1}}, E_{\text{turbo1}}, E_{c1}$ et E_{c2} sont positives, alors que E_{res2} et E_{turbo2} sont négatives.

En régime périodique stabilisé, la variation d'énergie totale du système ΔE_{tot1} pendant le stockage est la même que pendant le déstockage mais de signe opposé :

$$\Delta E_{\text{tot1}} = \underbrace{E_{\text{res1}} + E_{r1}}_{\text{énergie entrante (stockage)}} = -\Delta E_{\text{tot2}} = -\underbrace{(E_{\text{res2}} + E_{r2})}_{\text{énergie sortante (déstockage)}} \quad (\text{I-3})$$

où E_{res1} est positive, alors que E_{res2}, E_{r1} et E_{r2} sont négatives.

Les équations I-2 et I-3 impliquent alors :

$$\Delta E_{\text{tot1}} = E_{\text{turbo1}} + E_{c1} + E_{r1} = -(E_{\text{turbo2}} + E_{c2} + E_{r2}) \quad (\text{I-4})$$

La capacité du procédé est définie comme la valeur E_{res2} .

Le rendement peut s'écrire :

$$\Gamma = \frac{-E_{\text{res2}}}{E_{\text{res1}}} = \frac{E_{\text{res1}} + E_{r1} + E_{r2}}{E_{\text{res1}}} = 1 + \frac{E_{r1} + E_{r2}}{E_{\text{res1}}} = 1 - \frac{|E_{r1}| + |E_{r2}|}{E_{\text{res1}}} \quad (\text{I-5})$$

où E_{res1} est positive, alors que E_{r1} et E_{r2} sont négatives.

Il est important de noter qu'il y a principalement trois contributions aux irréversibilités du système. L'une provient des turbomachines, et se traduit par un apport de chaleur supplémentaire par rapport au cas isentropique (réversible), qu'il faut évacuer du système.

Cette évacuation correspond à la majeure partie de l'énergie E_{r2} . La deuxième contribution aux irréversibilités est l'échange thermique dans les enceintes, se traduisant par un élargissement des fronts thermiques, qu'il faut compenser par des corrections en température aux extrémités des enceintes, sans quoi la stratification thermique qui permet le stockage se perd petit à petit. Ces corrections correspondent aux énergies E_{c1} , E_{c2} , E_{r1} , et la partie restante de E_{r2} , qui sont consommées principalement en fin de période lorsque les fronts thermiques atteignent les extrémités des enceintes. Enfin, la dernière contribution est celle des frottements visqueux du gaz dans les enceintes, qui se traduisent par une surconsommation du compresseur pour vaincre les pertes de pression, et une énergie restituée par la turbine moindre.

3 Analyse thermodynamique du procédé

Les irréversibilités dues aux turbomachines ayant un impact important sur le rendement du stockage, elles doivent être prises en compte lors de la compression et de la détente. Les pertes de pression et l'élargissement des fronts thermiques ne sont pas pris en compte dans cette analyse, qui donne donc un rendement maximum théorique en fonction des températures et des rendements des turbomachines. De plus, les températures aux bornes des enceintes T_0 , T_1 , T_2 , et T_3 sont supposées constantes, mais en réalité elles sont sujettes à d'importantes variations en début et fin de périodes.

Dans un premier temps les lois de compression/détente sont définies pour un gaz parfait dans le cas réversible, c'est-à-dire isentropique.

3.1 Définitions

3.1.1 Compression et détente isentropiques

Pour alléger les notations, on définit le « rapport thermique de compression isentropique » ψ [19] :

$$\psi = \left(\frac{P_H}{P_B} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{I-6})$$

où P_H est la haute pression, P_B la basse pression, et γ le rapport c_p/c_v du gaz.

Comme son nom l'indique, ψ est le rapport de la température chaude sur la température froide, lors de la compression (ou détente) isentropique d'un gaz parfait :

$$\text{Compression : } T_{\text{sortie}} = \psi T_{\text{entrée}} \quad (\text{I-7})$$

$$\text{Détente : } T_{\text{sortie}} = T_{\text{entrée}} / \psi \quad (\text{I-8})$$

3.1.2 Rendement isentropique

Le rendement isentropique η des machines mesure l'efficacité, en termes de travail échangé avec l'extérieur, d'une turbomachine réelle par rapport au cas idéal isentropique, c'est-à-dire sans irréversibilité. Ainsi dans le cas d'une compression $\eta = W(\text{isentropique})/W(\text{réel})$ et dans le cas d'une détente (turbine) $\eta = W(\text{réel})/W(\text{isentropique})$ [20].

$$\text{Compression : } \eta = \frac{(h_{\text{sortie}})_{\text{isentropique}} - h_{\text{entrée}}}{h_{\text{sortie}} - h_{\text{entrée}}} \quad (\text{I-9})$$

$$\text{Détente : } \eta = \frac{h_{\text{entrée}} - h_{\text{sortie}}}{h_{\text{entrée}} - (h_{\text{sortie}})_{\text{isentropique}}} \quad (\text{I-10})$$

où h est l'enthalpie massique, égale à $c_p T$, avec c_p la capacité thermique massique à pression constante, indépendante de la température pour un gaz parfait.

On a donc :

$$\text{Compression : } \eta = \frac{\Delta T_{\text{is}}}{\Delta T} \quad (\text{I-11})$$

$$\text{Détente : } \eta = \frac{\Delta T}{\Delta T_{\text{is}}} \quad (\text{I-12})$$

où $\Delta T = T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}$, et $\Delta T_{\text{is}} = (T_{\text{sortie}})_{\text{isentropique}} - T_{\text{entrée}}$.

Pour une compression non isentropique, c'est-à-dire irréversible, on a :

$$\text{Compression : } T_{\text{sortie}} = T_{\text{entrée}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta} \right) \quad (\text{I-13})$$

$$\text{Détente : } T_{\text{sortie}} = T_{\text{entrée}} \left[1 + \eta \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right] \quad (\text{I-14})$$

Dans le cas isentropique, $\eta = 1$, et on retrouve les équations I-7 et I-8. Dans le cas irréversible, $\eta < 1$, et la température de sortie du gaz est alors supérieure au cas isentropique, que ce soit en compression ou en détente. Cela traduit le fait qu'une partie du travail échangé est transformée en chaleur.

Dans la suite, le rendement des machines sera noté :

- En stockage :
 - Compresseur : η_{c1}
 - Turbine : η_{t1}
- En déstockage :
 - Compresseur η_{c2}
 - Turbine : η_{t2}

3.2 Stockage

La circulation du gaz, supposé parfait, décrit un cycle thermodynamique de Brayton, qui consiste en 4 évolutions thermodynamiques (compression, détente et deux isobares), reliant les quatre points du cycle (0, 1, 2, 3). La figure I-17 donne le diagramme thermodynamique du cycle de stockage, en coordonnées (T, s) , dans le cas isentropique (réversible) où η est égal à 1, et dans le cas irréversible ($\eta < 1$). Un diagramme enthalpique serait proportionnel à ce diagramme (T, s) , car l'enthalpie se calcul en multipliant la température par la capacité thermique à pression constante c_p , qui ne dépend pas de la température pour un gaz parfait.

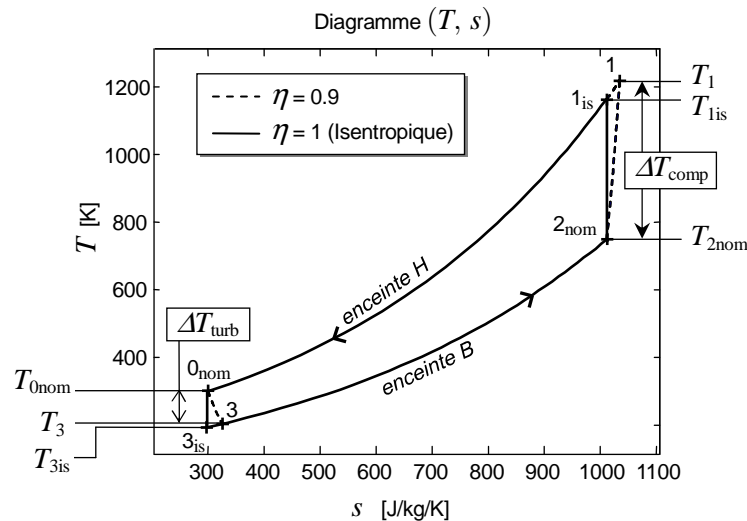


Figure I-17 : Cycle thermodynamique de Brayton utilisé en stockage, de type « pompe à chaleur ».

Le gaz suit les évolutions représentées figure I-17 :

$2_{\text{nom}} \rightarrow 1$: Compression adiabatique irréversible de rendement η_{c1} :

$$T_1 = T_{2\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) \quad (\text{I-15})$$

$1 \rightarrow 0_{\text{nom}}$: Isobare correspondant au passage du gaz au travers de l'enceinte H initialement à $T_{0\text{nom}}$.

$$T_0 = T_{0\text{nom}} \quad (\text{I-16})$$

$0_{\text{nom}} \rightarrow 3$: Détente adiabatique irréversible de rendement η_{t1} :

$$T_3 = T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-17})$$

$3 \rightarrow 2_{\text{nom}}$: Isobare correspondant au passage du gaz au travers de l'enceinte B initialement à $T_{2\text{nom}}$:

$$T_2 = T_{2\text{nom}} \quad (\text{I-18})$$

On a donc :

$$\Delta T_{\text{comp}} = T_1 - T_{2\text{nom}} = T_{2\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) - T_{2\text{nom}} = T_{2\text{nom}} \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \quad (\text{I-19})$$

$$\Delta T_{\text{turb}} = T_3 - T_{0\text{nom}} = T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) - T_{0\text{nom}} = T_{0\text{nom}} \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \quad (\text{I-20})$$

L'énergie massique mise en jeu lors du stockage s'écrit donc :

$$e_{\text{stock}} = c_p (\Delta T_{\text{comp}} + \Delta T_{\text{turb}}) = c_p \left[T_{2\text{nom}} \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} + T_{0\text{nom}} \eta_{t1} \left(1 - \frac{1}{\psi} \right) \right] \quad (\text{I-21})$$

3.3 Déstockage

La figure I-18 montre la superposition des diagrammes (T, s) de stockage et de déstockage. Bien que l'aire d'un cycle réversible soit égale au travail fourni, cette équivalence aire/travail disparaît dans le cas des cycles irréversibles [19], ce qui explique pourquoi l'aire du cycle de déstockage n'est pas inférieure à celle du cycle de stockage malgré un travail restitué plus faible. De plus, les énergies calculées étant massiques, cette analyse suppose une masse totale de gaz débitée égale en stockage et en déstockage.

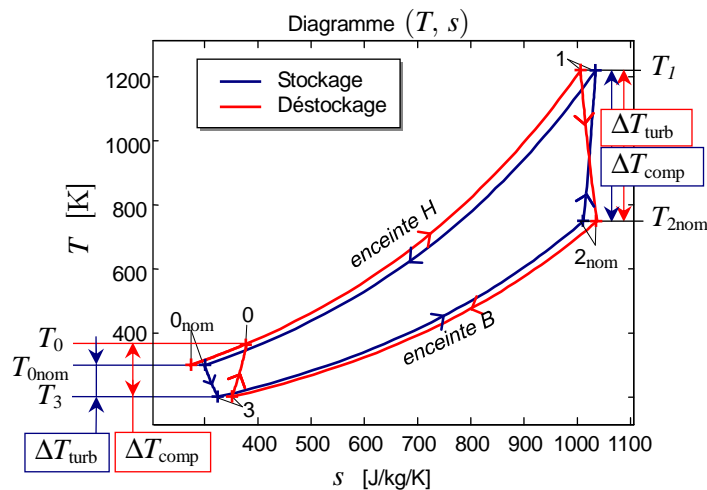


Figure I-18 : Cycle de déstockage, de type « moteur thermique », superposé avec le cycle de stockage.

En déstockage, le gaz circule dans le sens opposé. Ce qui était une compression de $T_{2\text{nom}}$ à T_1 lors du stockage devient une détente de T_1 à T_2 . On a :

$$T_2 = T_1 \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-22})$$

En substituant T_1 , la température atteinte par les réfractaires de l'enceinte H en stockage, par son expression donnée équation I-15, on obtient :

$$T_2 = T_{2\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-23})$$

De façon similaire,

$$T_0 = T_{0\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c2}} \right) \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-24})$$

On voit que les irréversibilités ($\eta < 1$) se traduisent par le fait que $T_2 > T_{2\text{nom}}$ et $T_0 > T_{0\text{nom}}$. Il est donc nécessaire d'évacuer cette chaleur supplémentaire générée par les irréversibilités des turbomachines, afin d'éviter que les températures du système n'augmentent à chaque cycle. Cela va se traduire par l'insertion d'échangeurs dans le cycle, chargés de refroidir le gaz, en le ramenant à sa température nominale.

D'un point de vue industriel, évacuer de la chaleur se fait bien plus aisément à la température de l'échangeur froid $T_{0\text{nom}}$, égale à l'ambiante, qu'à la température $T_{2\text{nom}}$, environ égale à 500°C . Il serait donc souhaitable que $T_2 = T_{2\text{nom}}$, afin d'éviter tout refroidissement à $T_{2\text{nom}}$ et de pouvoir se passer de l'échangeur chaud.

D'après l'équation I-23, cela implique :

$$\left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) = 1 \quad (\text{I-25})$$

Cette équation impose que les rendements η_{c1} et η_{t2} soient tout deux égal à 1, ou que l'un d'eux soit supérieur à 1, ce qui est en pratique impossible. Cependant, si on introduit un rapport thermique de compression de déstockage $\psi_{\text{déstock}}$ différent de celui de stockage ψ , les équations I-23 et I-24 deviennent :

$$T_2 = T_{2\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi_{\text{déstock}}} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-26})$$

$$T_0 = T_{0\text{nom}} \left(1 + \frac{\psi_{\text{déstock}} - 1}{\eta_{c2}} \right) \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-27})$$

$T_2 = T_{2\text{nom}}$ implique alors :

$$\left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}} \right) \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi_{\text{déstock}}} - 1 \right) \right) = 1 \quad (\text{I-28})$$

C'est-à-dire :

$$\psi_{\text{déstock}} = \frac{\eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1)}{1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1)} \quad (\text{I-29})$$

η_{c1} et η_{t2} étant inférieurs à 1, $\psi_{\text{déstock}}$ est supérieur à ψ . Autrement dit, le rapport de pression de déstockage est plus important que celui de stockage.

En conséquence :

$$T_0 = T_{0\text{nom}} \left(\frac{\eta_{c2}}{1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1)} \right) \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \quad (\text{I-30})$$

En choisissant le rapport thermique de compression de déstockage défini dans l'équation I-29, l'écart entre T_2 et $T_{2\text{nom}}$ s'annule, alors que l'écart entre T_0 et $T_{0\text{nom}}$ s'agrandit. Cela permet d'évacuer la totalité de la chaleur irréversible à la température ambiante $T_{0\text{nom}}$. Le changement de rapport de pression nécessite une paire de turbomachines de déstockage différente, n'ayant pas tout à fait les mêmes caractéristiques que la paire de stockage. La différence de rapport de pression entre le stockage et le déstockage est aussi la raison pour laquelle les isobares du cycle de stockage et de déstockage ne se superposent pas sur la figure I-18. Pour des machines ayant un rendement de 0,9, le rapport de pression typique vaut 3 en stockage, et 4 en déstockage.

Finalement, les évolutions thermodynamiques du cycle de déstockage présenté figure I-18 sont :

- $1 \rightarrow 2_{\text{nom}}$: Détente adiabatique irréversible de rendement η_{t2} :

$$T_2 = T_{2\text{nom}} = T_1 \left(1 + \eta_{t2} \left(\frac{1}{\psi_{\text{déstock}}} - 1 \right) \right) = T_1 \left(1 + \frac{1 - \psi}{\eta_{c1} + \psi - 1} \right) \quad (\text{I-31})$$

- $2_{\text{nom}} \rightarrow 3$: Isobare correspondant au passage dans l'enceinte B
- $3 \rightarrow 0$: Compression adiabatique irréversible de rendement η_{c2} :

$$T_0 = T_3 \left(1 + \frac{\psi_{\text{déstock}} - 1}{\eta_{c2}} \right) = T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{c2}(1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1))} \right) \quad (\text{I-32})$$

- $0 \rightarrow 0_{\text{nom}}$: Isobare correspondant au passage dans l'échangeur froid à T_{amb}
- $0_{\text{nom}} \rightarrow 1$: Isobare correspondant au passage dans l'enceinte H

Les différences de température entrée-sortie ΔT_{comp} et ΔT_{turb} sont alors :

$$\Delta T_{\text{comp}} = T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \left(\frac{\psi - 1}{\eta_{c2}(1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1))} \right) \quad (\text{I-33})$$

$$\Delta T_{\text{turb}} = T_{2\text{nom}} \left(\frac{1 - \psi}{\eta_{c1}} \right) \quad (\text{I-34})$$

On retrouve, comme indiqué figure I-18, que ΔT_{turb} en déstockage est égal à $-\Delta T_{\text{comp}}$ en stockage.

L'énergie massique mise en jeu lors du déstockage s'exprime alors :

$$\begin{aligned} e_{\text{déstock}} &= c_p (\Delta T_{\text{comp}} + \Delta T_{\text{turb}}) \\ &= c_p \left[T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \left(\frac{\psi - 1}{\eta_{c2}(1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1))} \right) + T_{2\text{nom}} \frac{1 - \psi}{\eta_{c1}} \right] \end{aligned} \quad (\text{I-35})$$

3.4 Rendement théorique du procédé

Les équations I-21 et I-35 permettent d'exprimer le rendement énergétique théorique Γ_{th} du procédé :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{th}}(T_{0\text{nom}}, T_{2\text{nom}}, \psi, \eta_{c1}, \eta_{t1}, \eta_{c2}, \eta_{t2}) &= \frac{-e_{\text{déstock}}}{e_{\text{stock}}} \\ &= \frac{T_{0\text{nom}} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \left(\frac{\psi - 1}{\eta_{c2}(1 - \psi + \eta_{t2}(\eta_{c1} + \psi - 1))} \right) + T_{2\text{nom}} \frac{1 - \psi}{\eta_{c1}}}{T_{0\text{nom}} \eta_{t1} \left(1 - \frac{1}{\psi} \right) + T_{2\text{nom}} \frac{\psi - 1}{\eta_{c1}}} \end{aligned} \quad (\text{I-36})$$

T_1 étant limitée par la température maximum que peut supporter la turbomachine chaude, il est intéressant d'exprimer Γ_{th} en fonction de T_1 plutôt que T_{2nom} :

$$\Gamma_{th}(T_1, T_{0nom}, \psi, \eta_{c1}, \eta_{t1}, \eta_{c2}, \eta_{t2}) = \frac{T_{0nom} \left(1 + \eta_{t1} \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \left(\frac{\psi - 1}{\eta_{c2} (1 - \psi + \eta_{t2} (\eta_{c1} + \psi - 1))} \right) + T_1 \frac{1 - \psi}{\eta_{c1} + \psi - 1}}{T_{0nom} \eta_{t1} \left(1 - \frac{1}{\psi} \right) + T_1 \frac{\psi - 1}{\eta_{c1} + \psi - 1}} \quad (I-37)$$

Bien entendu, ce rendement théorique Γ_{th} est la limite supérieure du rendement réel Γ , puisqu'il ne prend en compte que les pertes liées aux irréversibilités des turbomachines. Les pertes supplémentaires telles que le refroidissement nécessaire pour compenser l'élargissement des fronts thermiques, ou encore les défauts d'isolation thermique des enceintes, vont faire baisser ce rendement.

De plus, ce rendement suppose que les masses totales de gaz débitées sont les mêmes en stockage et en déstockage.

3.4.1 Approche par rendements polytropiques

La même analyse peut être effectuée, mais en modélisant les irréversibilités des machines par des rendements polytropiques, définis ainsi :

$$\text{Compression : } \eta_{comp} = \frac{dT_{is}}{dT} = \frac{\kappa_{comp}}{\kappa_{comp} - 1} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \leq 1 \quad (I-38)$$

$$\text{Détente : } \eta_{turb} = \frac{dT}{dT_{is}} = \frac{\kappa_{turb} - 1}{\kappa_{turb}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \leq 1 \quad (I-39)$$

où κ_{comp} et κ_{turb} sont les coefficients polytropiques de la turbine et du compresseur, γ est le rapport c_p/c_v , T_{is} la température de l'évolution isentropique. Dans le cas isentropique, $\eta = 1$, $dT = dT_{is}$, et $\kappa_{comp} = \kappa_{turb} = \gamma$ et dans le cas réel $\eta < 1$, et $\kappa_{turb} < \gamma < \kappa_{comp}$ [19].

Le rendement polytropique est le rapport entre l'évolution infinitésimale dT et l'évolution infinitésimale isentropique dT_{is} . La température finale se calcule en intégrant dT de la température initiale à finale :

$$\text{Compression : } T_{finale} = T_{initiale} \psi^{1/\eta_{comp}} \quad (I-40)$$

$$\text{Détente : } T_{finale} = T_{initiale} \psi^{-\eta_{turb}} \quad (I-41)$$

En reprenant le même raisonnement qu'avec les rendements isentropiques, on calcule :

– L'énergie massique mise en jeu lors du stockage :

$$e_{stock} = c_p \left[T_2 \left(\psi^{1/\eta_{c1}} - 1 \right) + T_0 \left(\psi^{-\eta_{t1}} - 1 \right) \right] \quad (I-42)$$

– L'énergie massique mise en jeu lors du déstockage :

$$e_{déstock} = c_p \left[T_{0nom} \left(\psi^{1/(\eta_{t2} \eta_{c1} \eta_{c2}) - \eta_{t1}} - \psi^{-\eta_{t1}} \right) + T_{2nom} \left(1 - \psi^{1/\eta_{c1}} \right) \right] \quad (I-43)$$

– Le rendement théorique du procédé :

$$\Gamma_{th}(T_{0nom}, T_1, \lambda_{th}, \eta_{c1}, \eta_{t1}, \eta_{c2}, \eta_{t2}) = 1 + \frac{T_{0nom} \left(1 - \psi^{1/(\eta_{t2} \eta_{c1} \eta_{c2}) - \eta_{t1}} \right)}{T_1 \left(1 - \psi^{-1/\eta_{c1}} \right) + T_{0nom} \left(\psi^{-\eta_{t1}} - 1 \right)} \quad (I-44)$$

Cette approche est physiquement plus justifiée que celle utilisant le rendement isentropique, car elle considère une compression progressive au fur et à mesure de l'avancée du gaz dans la turbomachine. Par exemple, un compresseur à plusieurs étages ayant chacun le même rendement isentropique affiche un rendement isentropique total inférieur, pour une turbine il est supérieur. Au contraire, une turbomachine de rendement polytropique uniforme affiche un

rendement polytropique total égal [19]. Connaissant le rendement polytropique et le rapport thermique de compression, on peut calculer le rendement isentropique équivalent :

$$\text{Compression : } \eta_{\text{is}} = \frac{\psi - 1}{\psi^{1/\eta_{\text{pol}}} - 1} \quad (\text{I-45})$$

$$\text{Détente : } \eta_{\text{is}} = \frac{\psi^{-\eta_{\text{pol}}} - 1}{\psi - 1} \quad (\text{I-46})$$

Cependant, c'est le rendement isentropique qui est employé dans l'industrie, car il utilise directement des différences de température, plus facilement mesurables et manipulables, ce qui a dicté son utilisation dans la modélisation du procédé.

3.4.2 Influence des températures et des rendements des machines

Les deux approches sont comparées, sur les figures I-19 et I-20. La figure I-19 présente les tracés de Γ_{th} en fonction de T_1 donnés par les équations I-37 et I-44, et la figure I-20 fait apparaître l'influence du rendement de chaque machine. On constate que dans les conditions de cette analyse, la différence entre les deux approches est faible.

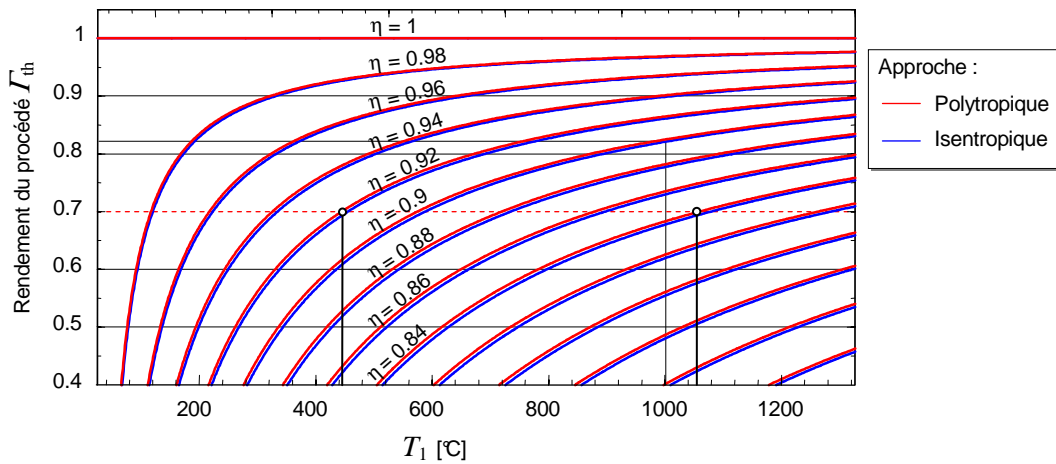


Figure I-19 : Rendement théorique du procédé en fonction de T_1 et η , avec $T_{0\text{nom}} = 300\text{K}$, $\psi = 1.55$, $\eta_{c1} = \eta_{t1} = \eta_{c2} = \eta_{t2} = \eta$, et pour différentes valeurs de η comprises entre 0.8 et 1.

Un même rendement Γ_{th} , par exemple 70%, peut être obtenu à rendement polytropique η élevé (0.92) et température T_1 moyenne ($\approx 450^\circ\text{C}$), ou à η moyen (0.84) et T_1 élevée ($\approx 1065^\circ\text{C}$), comme on peut le voir sur la figure I-19. Le choix des turbomachines fait donc apparaître un compromis entre rendements polytropiques et résistance aux températures élevées. Avec des machines performantes ($\eta = 0.9$) et à haute température ($T_1 = 1000^\circ\text{C}$), ce rendement théorique atteint 82%.

Il apparaît également figure I-20 que ce sont les rendements des turbomachines de déstockage qui ont le plus d'influence, en particulier celui de la turbine. Le rendement du compresseur de stockage est celui qui a le moins d'influence. Ce résultat est bienvenu, car ce compresseur, du fait de sa température de fonctionnement élevée, est une machine non-standard dont le rendement n'est pas connu avec précision. Malgré un compresseur chaud de rendement médiocre (0.6), on peut obtenir un rendement théorique de 70% si les autres turbomachines affichent des rendements élevés (0.9).

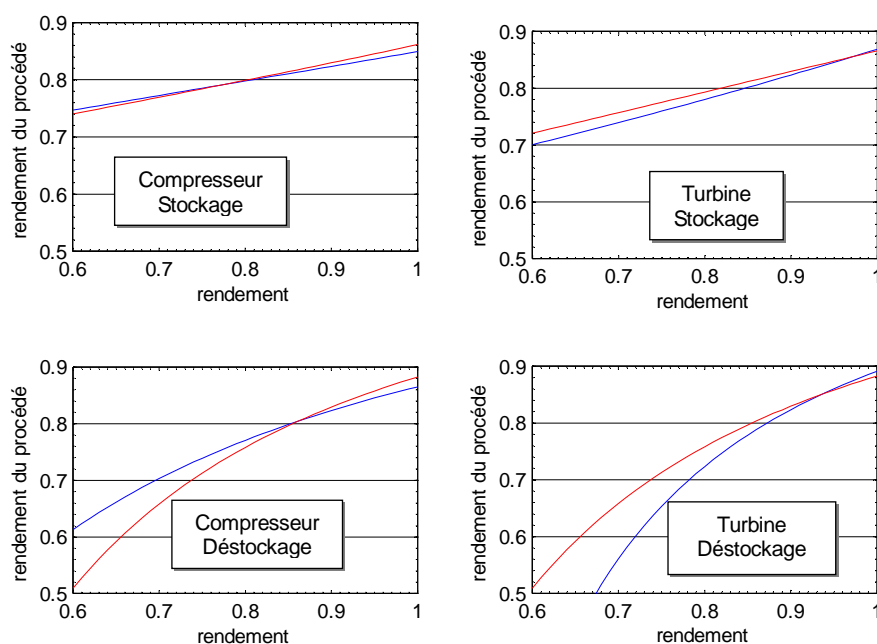


Figure I-20 : Influence du rendement de chacune des quatre turbomachines sur le rendement global du procédé : rendements isentropiques (lignes bleues) et polytropiques (lignes rouges). Tous les rendements valent 0.9, sauf celui de la machine considérée.

4 Synthèse

L'intérêt que représente le stockage d'énergie dans les applications de gestion de réseaux électriques a été mis en évidence par une étude bibliographique, montrant que le stockage permet une meilleure utilisation des ressources énergétiques, en offrant la possibilité de niveler la consommation électrique, de désengorger le réseau électrique, ou de lisser les fluctuations des énergies intermittentes. Les différentes technologies existantes ont été décrites, permettant de situer le procédé SEPT par rapport à ces technologies.

Son fonctionnement a ensuite été décrit, et son rendement énergétique a été estimé par une analyse de son cycle thermodynamique prenant en compte les irréversibilités des turbomachines. Les performances du procédé SEPT se rapprochent de celles d'une installation de stockage hydraulique gravitaire (PHS) ou de stockage par air comprimé en caverne (CAES), et suggèrent qu'il est en mesure d'assumer le même rôle.

Le chapitre suivant est consacré à la modélisation globale du procédé, qui complète la prise en compte des irréversibilités des turbomachines avec celles relatives à l'échange thermique et aux pertes de pression dans les régénérateurs.

5 Références

- [1] Erik Thorsteinson, « Bore Thermal Energy Storage of Cogeneration Waste Heat », 2010.
- [2] Yves Bamberger, « Electricity networks and Electricity storage ». [Online]. Available: <http://www.oecd.org/dataoecd/12/54/36746569.pdf>.
- [3] Bernard Multon et Jacques Ruer, Stocker l'énergie, oui c'est indispensable et c'est possible. club ECRIN, 2007.
- [4] P.D. Lund et J.V. Paatero, « Energy storage options for improving wind power quality », presented at the Nordic Wind Power Conference, Espoo, Finland, 2006.
- [5] International Energy Agency, Empowering Variable Renewables. 2008.
- [6] International Energy Agency, « Prospects for Large-Scale Energy Storage in Decarbonised Power Grids ». 2009.
- [7] International Energy Agency, « Energy technology perspectives ». 2008.
- [8] E. Ela et B. Kirby, ERCOT Event on February 26, 2008: Lessons Learned. National Renewable Energy Laboratory, 2008.
- [9] International Energy Agency, Modelling Load Shifting Using Electric Vehicles in a Smart Grid Environment. 2010.
- [10] Paul Denholm, Erik Ela, Brendan Kirby, et Michael Milligan, The Role of Energy Storage with Renewable Electricity Generation. National Renewable Energy Laboratory, 2010.
- [11] Cédric FERLAT et Agence Régionale de l'Énergie Réunion, Le stockage hydraulique gravitaire et la production hydroélectrique sur les pentes réunionnaises – Etude du stockage de l'énergie photovoltaïque. 2009.
- [12] Björn Bolund, Urban Lundin, et Mats Leijon, EUSUSTEL WP3 Report[Storage]. Sweden: Uppsala University, 2006.
- [13] Annual Report 2010. Tokyo Power Electric Company, 2010.
- [14] Fritz Crotagino, Klaus-Uwe Mohmeyer, et Roland Scharf, Huntorf CAES: More than 20 Years of Successful Operation. 2001.
- [15] M. Beaudin, H. Zareipour, A. Schellenberglabe, et W. Rosehart, « Energy storage for mitigating the variability of renewable electricity sources: An updated review », *Energy for Sustainable Development*, vol. 14, no. 4, p. 302-314, déc. 2010.
- [16] W. Kempton et J. Tomic, « Vehicle-to-grid power implementation: From stabilizing the grid to supporting large-scale renewable energy », *Journal of Power Sources*, vol. 144, no. 1, p. 280-294, juin. 2005.
- [17] S. Nomura, T. Shintomi, S. Akita, T. Nitta, R. Shimada, et S. Meguro, « Technical and Cost Evaluation on SMES for Electric Power Compensation », *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 20, no. 3, p. 1373-1378, 2010.
- [18] J. Ruer, « installation et procédés de stockage et restitution d'énergie électrique », FR2916101 (A1), 2008.
- [19] René Bidard et Jacques Bonnin, *Energétique et turbomachines*. EYROLLES, 1979.
- [20] Renaud Gicquel, *Systèmes énergétiques*, vol. 1, 4 vol. Les presses de l'Ecole des Mines, 2001.

Chapitre II

Modélisation numérique

L'analyse thermodynamique effectuée en I.3 néglige de nombreux phénomènes physiques, en particulier l'élargissement des fronts thermiques par diffusion, et les pertes de pression par frottements visqueux lors du passage du gaz dans les enceintes. De plus, le caractère instationnaire ne permet pas une modélisation en régime permanent comme il est d'usage dans les outils habituels de simulation de procédé.

Un modèle numérique monodimensionnel instationnaire a donc été développé pour étudier l'évolution thermodynamique du système jusqu'à l'obtention d'un régime périodique stabilisé. Les régénérateurs sont discrétisés par une méthode de type « volumes finis », et l'introduction de caractéristiques de turbomachines permet de simuler un fonctionnement réaliste. Ce modèle prend en compte les rendements isentropiques des turbomachines, les phénomènes d'échange thermique par conduction et convection forcée, et les pertes de pression. Les impacts d'autres phénomènes physiques tels que les défauts d'isolation ou les échanges radiatifs sont estimés afin de justifier leur non-prise en compte, et les hypothèses sous-jacentes sont explicitées.

Une étude bibliographique sur les turbomachines, les régénérateurs et leur modélisation fait l'objet de la première partie, suivie de la description du modèle et d'une étude de son comportement pour un cas industriel de référence. Enfin, une analyse d'influence avec cahier des charges, où sont imposés la grande majorité des paramètres du modèle et des résultats à atteindre, fait apparaître l'influence de certains paramètres clés sur le dimensionnement des enceintes et des turbomachines.

1 Bibliographie

1.1 Régénérateurs

Le régénérateur est un dispositif de stockage d'énergie thermique dans lequel la chaleur est transférée d'un fluide à un autre par l'intermédiaire d'un stockage temporaire sous forme de chaleur sensible [1]. Contrairement à un échangeur, dans lequel deux fluides isolés par des parois circulent simultanément en échangeant leur chaleur, un régénérateur ne fonctionne

jamais en régime permanent, car par définition son fonctionnement comprend deux périodes. La période dite « chaude » pendant laquelle le gaz chaud circule et se refroidit au contact des parois correspond à un stockage de chaleur, et la « période froide », pendant laquelle le gaz froid circule et se réchauffe correspond à la récupération de la chaleur stockée.

En vue de leur modélisation, les propriétés géométriques (porosité, uniformité), thermiques (transferts par convection et conduction) et hydrauliques (pertes de pression par frottement) de la matrice solide du régénérateur sont ensuite détaillées, en comparant les différents modèles et corrélations proposés dans la littérature, et en envisageant des géométries de type « canaux parallèles », « empilement de sphères » et « empilement de graviers ».

Les principaux usages des régénérateurs consistent en la récupération de chaleur pour l'industrie énergétique et de transformation (*process industry*), lorsqu'il est nécessaire d'avoir un équipement de transfert de chaleur compact [1]. Les applications des régénérateurs se trouvent dans le moteur Stirling [2], en métallurgie et verrerie [1], dans certains brûleurs et incinérateurs [3] [4], en cryogénie et liquéfaction de gaz [1], dans certaines turbines à gaz [1], en climatisation [4], et dans certaines centrales solaires [5].

1.1.1 Intérêt

La figure II-1 illustre comment l'énergie thermique est stockée puis récupérée dans une application de type « régénérateur de haut fourneau » (*blast furnace stoves*) utilisée en sidérurgie.

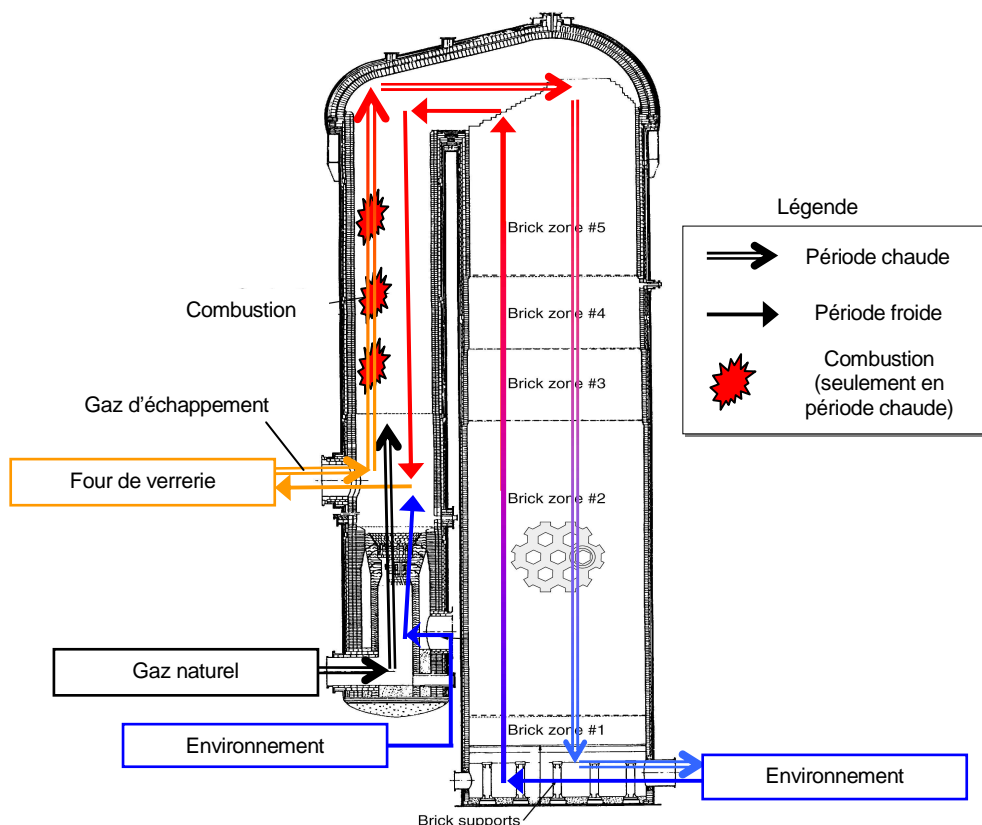


Figure II-1 : Régénérateur de type « blast furnace stoves » [6].

Pendant la période chaude, les briques constituant chaque « brick zone » sont chauffées par un gaz résultant de la combustion d'un mélange de gaz naturel et de gaz d'échappement combustibles provenant du haut fourneau. Pendant la période froide, de l'air circule dans le sens opposé et se réchauffe au contact des briques chaudes, avant d'être mélangé à de l'air ambiant dans la chambre de combustion, afin de contrôler la température de sortie.

La température des gaz rejetés dans l'environnement est bien moins chaude en sortie du régénérateur qu'en sortie du haut fourneau, et la chaleur ainsi stockée permettra ensuite de

préchauffer le gaz d'entrée. Cette réutilisation thermique permet une réduire jusqu'à 70 % des besoins énergétiques d'un tel procédé.

Dans cet exemple, l'installation dans son ensemble alterne les périodes chaudes et froides, alors que dans un certain nombre d'applications, les régénérateurs sont employés par paires, permettant un fonctionnement « en continu » (l'un est en période chaude pendant que l'autre est en période froide). La figure II-2 présente une application de type brûleur à gaz, dans laquelle deux brûleurs sont utilisés alternativement, chacun rattaché à un régénérateur.

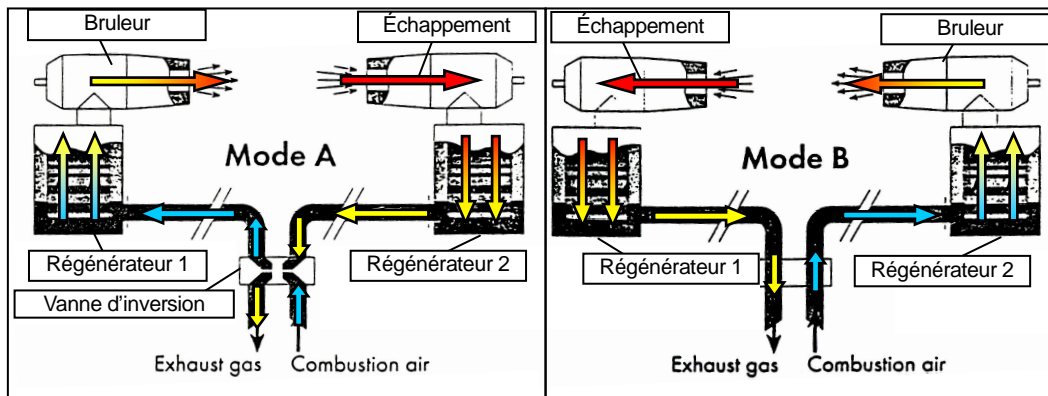


Figure II-2 : Deux brûleurs régénératifs reliés à une vanne d'inversion, permettant alimentation continue d'un four en gaz chaud [3].

En mode A, le gaz d'entrée froid (*combustion air*) se réchauffe en refroidissant le régénérateur 1 initialement chaud, alors que le gaz d'échappement chaud (*Exhaust gas*) se refroidit en réchauffant le régénérateur 2 initialement froid. Le mode A correspond donc à la période froide pour le régénérateur 1, et à la période chaude pour le régénérateur 2. A la fin de cette période, le régénérateur 1 sera devenu froid, et le régénérateur 2 sera devenu chaud.

En mode B, le sens de l'écoulement du gaz est inversé, le gaz chaud se refroidit en réchauffant le régénérateur 1 initialement froid, et le gaz froid se réchauffe en refroidissant le régénérateur 2 initialement chaud. Ainsi, que ce soit en mode A ou B, la chaleur du gaz d'échappement est en partie récupérée, puis réutilisée à la période suivante pour préchauffer l'air de combustion.

D'une manière générale, l'emploi de régénérateurs combinés avec des vannes de bascule, comme sur la figure II-3, permet d'alterner l'alimentation des régénérateurs en gaz chaud ou en gaz froid, et d'alterner les périodes chaudes et froides sans qu'il soit nécessaire que l'installation dans son ensemble marche en alternance. Ce fonctionnement se rapproche de celui d'un échangeur thermique classique.

1.1.2 Les différentes familles de régénérateurs

Il existe principalement trois familles de régénérateurs, les régénérateurs à matrice fixe (*fixed matrix*), qui peuvent être de type « canaux parallèles » ou à milieux granulaire, et ceux de type rotatifs [7].

▪ Matrice fixe canaux parallèles

Le terme « fixe » souligne le fait que l'ensemble est statique, par opposition aux régénérateurs rotatifs. Ces régénérateurs peuvent être vus comme constitués d'un grand nombre de canaux de géométrie plus ou moins complexe, en parallèle. La partie solide du régénérateur, nommée « matrice », est généralement en métal ou en matériau réfractaire. La figure II-4 présente des matrices en céramique, le « Panel A » montrant des canaux carrés réguliers, alors que le « Panel B » montre une structure plus irrégulière. Le fluide circule perpendiculairement au plan de coupe.

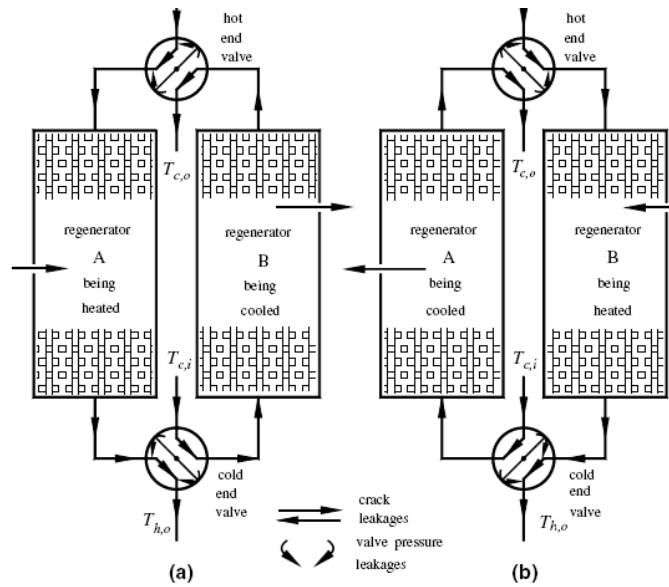


Figure II-3 : Régénérateurs utilisés par paires, autorisant un fonctionnement « en continu ».

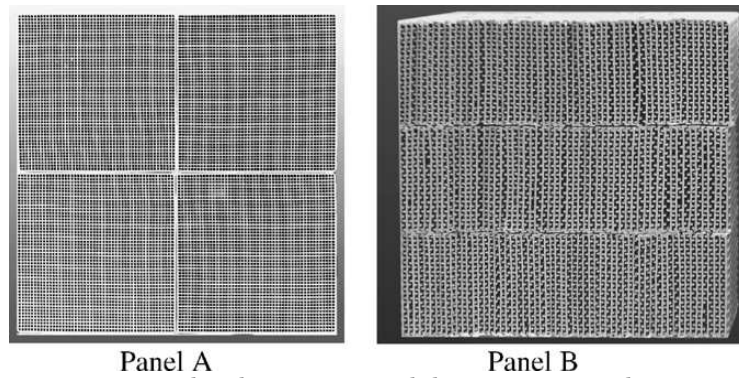


Figure II-4 : Coupes transversales de matrices solides constituées de canaux en céramique [8].

La figure II-5 montre des matrices également en céramique, mais de formes hexagonales, typiquement employées dans les applications sidérurgiques, comme celle présentée figure II-1, et assemblées sur place.

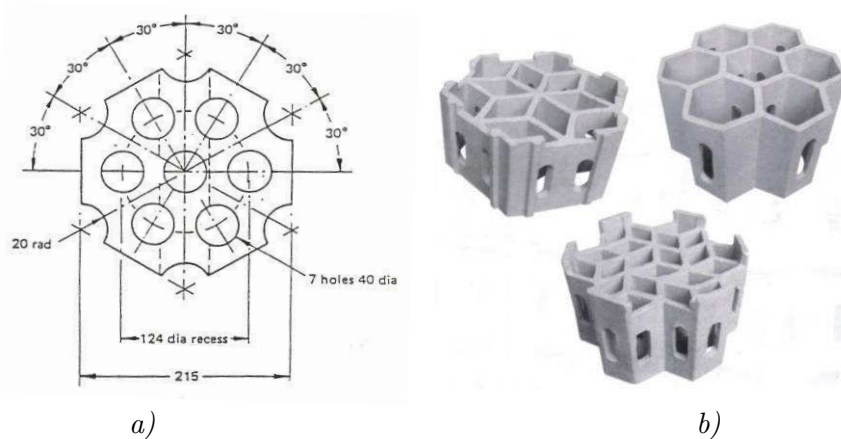


Figure II-5 : Exemples pièces empilables, a) extrait de [9], b) fabricant chinois « Elaiter ».

Enfin, la figure II-6 montre un autre type de matrice en céramique, sous forme d'un empilement régulier de formes simples, souvent des parallélépipèdes rectangles, dont la géométrie dépend de la façon dont sont empilés les éléments.

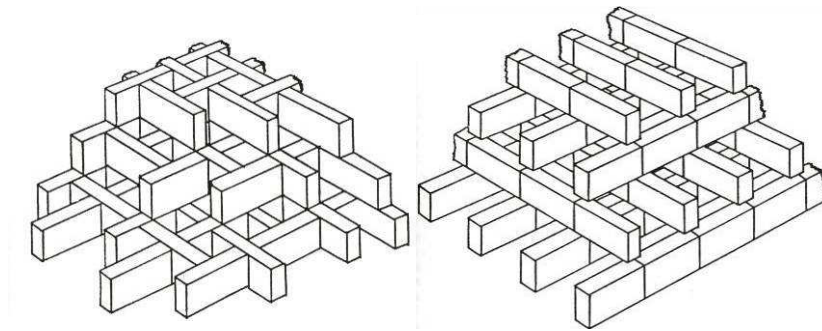


Figure II-6 : Exemple de géométries d'empilements.

Pendant au moins l'une des deux périodes, les gaz passant à travers ces matrices sont souvent des fumées encrassantes qui obligent à laisser un diamètre de passage important, supérieur à 10 cm.

■ Matrice fixée à milieu granulaire

L'avantage des milieux granulaires est qu'il est possible d'utiliser des matériaux bon marché, et que la densité de l'échange thermique est augmentée. Par contre, les pertes de pression sont plus importantes, et les caractéristiques de l'empilement sont moins bien déterminées, en termes de coefficient d'échange convectif, de porosité, de surface d'échange, de pertes de pression, et de conductivité thermique effective. De nombreux articles [10-36] proposent des corrélations permettant d'estimer ces grandeurs.

La figure II-7 illustre ce à quoi peut ressembler un régénérateur constitué d'un milieu granulaire, mais il existe une grande variété de configurations utilisées et étudiées dans l'industrie, allant des « lits de poudre » (*powder bed*), aux empilements de billes métalliques, en verre ou en matériaux réfractaires, jusqu'aux lits de graviers.

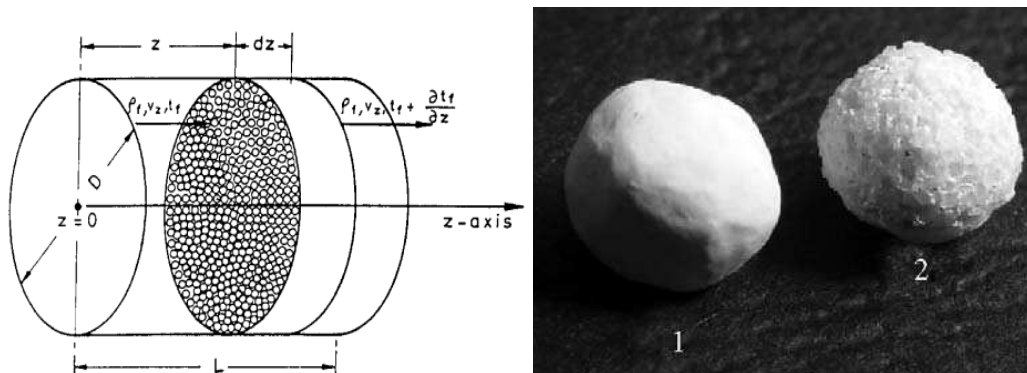


Figure II-7 : A gauche : illustration d'un régénérateur constitué d'un empilement de sphères. A droite : deux types de billes d'alumine employées dans les régénérateurs à milieux granulaires. La bille n°1 a une surface lisse alors que la bille n°2 est rugueuse, incrustée avec des particules de corundum (cristal d'oxyde d'aluminium $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) [21].

■ Régénérateurs rotatifs

Les régénérateurs rotatifs permettent une utilisation « en continu » mentionnée précédemment, sans l'encombrement que requiert l'emploi de deux régénérateurs classiques. Physiquement, on a bien à faire à un régénérateur et non à un échangeur, car la rotation de la roue permet à chaque secteur de subir une période chaude en alternance avec une période froide. Cependant, ce type de régénérateur ne convient pas aux grandes capacités, et souffre de quelques inconvénients, tels que les fuites qui ont lieu au passage du gaz dans la roue. La figure II-8 donne un exemple de régénérateur rotatif.

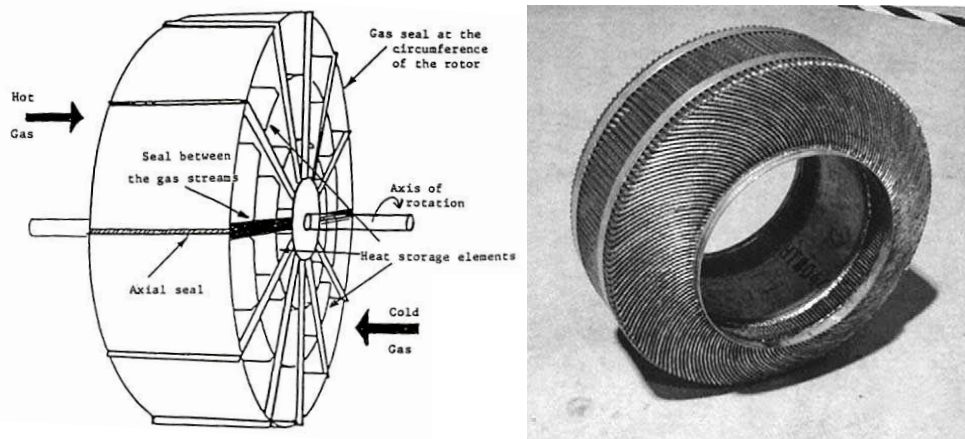


Figure II-8 : A gauche : schéma de régénérateur rotatif [9]. A droite : régénérateur rotatif de microturbine [37].

1.1.3 Les principaux modèles

Le régénérateur est une invention des frères Robert et James Stirling, dont le brevet est déposé depuis 1816. L'analyse du transfert thermique dans les régénérateurs est plutôt complexe car ces équipements ne fonctionnent jamais en régime permanent [1].

▪ Modèles résolus analytiquement

Un des premiers modèles résolus analytiquement est proposé par Schumann en 1929 [9]. Il correspond à la résolution d'un système de deux équations différentielles monodimensionnelles portant sur les températures du gaz et du solide. La résolution analytique nécessite de nombreuses hypothèses, notamment une température initiale de l'enceinte uniforme, un débit et une température d'entrée n'évoluant pas, ainsi que des propriétés physiques indépendantes de la température.

Les solutions sont sous forme d'intégrales de fonctions de Bessel, et ne sont valides que lors de la première période, du fait de l'hypothèse de température initiale uniforme. Par conséquent, le fonctionnement en régime périodique établi est inconnu.

En 1928, W. Nusselt propose une méthode dite *fermée (closed method)* équivalente au modèle de Schumann, mais qui permet de calculer analytiquement le fonctionnement en régime périodique établi, en imposant que les profils de température au début de la période chaude et à la fin de la période froide soient égaux. Toutefois, la résolution de la méthode nécessite les hypothèses de conditions d'entrées indépendantes du temps et de propriétés thermiques indépendantes de la température [9]. De plus, la complexité des outils mathématiques nécessaires a limité son usage en ingénierie.

K. Rummel a proposé en 1930 un modèle plus simple que les modèles précédents, mais basé sur le concept controversé de « pseudo-recuperator » [2], qui consiste à estimer qu'en régime périodique établi, le régénérateur est équivalent à un « récupérateur » (échangeur standard, utilisé à des fins de récupération de la chaleur des fluides chauds rejetés dans l'environnement). Dans un certain nombre de cas « simples », cette méthode facilite et accélère le dimensionnement.

H. Hausen a proposé dans les années 1930 d'utiliser un coefficient d'échange convectif modifié, appelé « lumped heat transfer coefficient », permettant de modéliser la conduction thermique dans le solide perpendiculairement à l'écoulement. Cependant, sa résolution étant elle aussi complexe [38], son application reste délicate.

▪ Modèles résolus numériquement

L'arrivée de l'outil informatique, à partir des années 60, a permis à J. Willmott de présenter une résolution du modèle de Schumann par différences finies [9]. F. Schmidt a fait de même, avec la prise en compte de la conductivité thermique perpendiculairement à l'écoulement. Dans

les années 1980 et par la suite, différents modèles sont résolus numériquement, avec la possibilité de s'affranchir de plusieurs hypothèses du modèle de Schumann uniquement nécessaires à la résolution analytique. Cela permet d'imposer une température et un débit d'entrée variables, des propriétés physiques dépendantes de la température, voire des pertes thermiques vers l'extérieur, des fuites de gaz, des échanges thermiques radiatifs, etc.

Les figures II-9 a) et b) présentent la résolution numérique d'un modèle de Schumann, où un régime périodique est atteint. Les deux figures correspondent aux deux régénérateurs dans un fonctionnement « en continu ». Les courbes en trait plein correspondent aux profils de température à la fin des périodes chaudes et froides, alors que les courbes en traits pointillés sont les profils de température à différents instants du cycle.

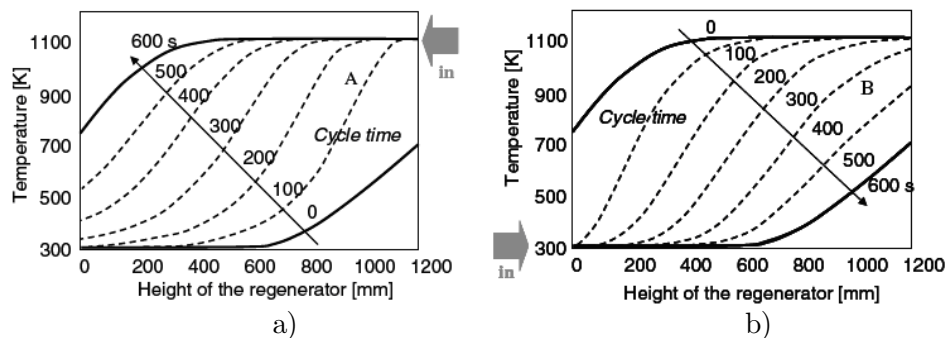


Figure II-9 : Exemple de résolution numérique d'un modèle de type Schumann [8].

La figure II-9 illustre un phénomène fondamental dans le comportement d'un régénérateur : la diffusion du front thermique, qui apparaît même en imposant une conductivité nulle dans le gaz et le solide. Cela se traduit par un gradient thermique plus important à 100 secondes qu'à 600 secondes. On voit également qu'entre 0 et 100 secondes, au lieu de diffuser le gradient thermique commence par croître. En effet, lorsque le gaz à 1000 °C commence à entrer, à 0 secondes sur la figure a), le solide à l'entrée n'est qu'à 700°C, ce qui se traduit par une grande différence de température et un échange thermique intense. La température du solide croît donc plus rapidement à l'entrée de l'enceinte, ce qui « rétrécit » le front thermique et accroît son gradient.

Il apparaît de plus en plus de simulations numériques de régénérateurs basées sur une approche « volumes finis » [39-44], avec résolution des équations simplifiées de thermohydraulique, en une, deux voire trois dimensions, parfois avec le logiciel Fluent. Cependant, avec la puissance de calcul des ordinateurs de bureau actuels, un modèle multidimensionnel et transitoire de type « CFD » demande un temps qui reste long, en particulier lorsqu'il faut résoudre avec une relative précision chacun des cycles nécessaires pour atteindre un régime périodique. Par comparaison, un modèle monodimensionnel demande un temps de calcul raisonnable, et réduit grandement la complexité de la discrétisation ainsi que les problèmes liés à la résolution du champ de pression. Les hypothèses, moins contraignantes que celles nécessaires à une résolution analytique, permettent de simuler une plus large gamme de processus industriels, par exemple dans des applications de type centrale solaire avec stockage d'énergie où les régénérateurs sont soumis à des conditions d'entrée variables.

Les particularités du procédé SEPT font qu'aucune hypothèse d'indépendance temporelle ne peut être faite sur les débits, les températures d'entrée, les pressions, etc. Une méthode plus générale de type CFD monodimensionnelle [43] a donc été développée.

1.1.4 Comportement thermique

Les deux principaux aspects du comportement thermique d'un régénérateur, la progression et la diffusion du front thermique, sont illustrés par l'application du modèle de Schumann à un régénérateur de dimensions compatibles avec le procédé SEPT.

▪ Le modèle de Schumann

Le modèle de Schumann est monodimensionnel, et tient compte de deux équations aux dérivées partielles, correspondant à la conservation de l'énergie du gaz et du solide dans une tranche d'épaisseur dy perpendiculaire à l'écoulement, faisant intervenir le transfert thermique entre les deux milieux [9]. Ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{hS_{\text{éch}}}{\dot{m}_f c_{p,f} L} (T_s - T_f) - \frac{m_f}{\dot{m}_f L} \frac{\partial T_f}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{hS_{\text{éch}}}{m_s c_{p,s}} (T_f - T_s) \quad (\text{II-2})$$

où T_f est la température du fluide, T_s celle du solide, y la coordonnée spatiale, t la coordonnée temporelle, $S_{\text{éch}}$ la surface totale d'échange, h le coefficient d'échange thermique, m_f la masse totale de fluide, $c_{p,f}$ sa capacité thermique massique à pression constante et \dot{m}_f son débit massique, L la longueur totale de l'échangeur, $c_{p,s}$ sa capacité thermique massique à pression constante, et m_s sa masse totale (solide).

Une résolution analytique de ces équations emploie les changements de variables suivants [9] :

$$\chi = \frac{hS_{\text{éch}}}{\dot{m}_f c_{p,f} L} y \quad (\text{II-3})$$

$$\tau = \frac{hS_{\text{éch}}}{m_s c_{p,s}} \left(t - \frac{m_f y}{\dot{m}_f L} \right) \quad (\text{II-4})$$

$$\theta_s = \frac{T_s - T_{s,0}}{T_{f,e} - T_{s,0}} \quad (\text{II-5})$$

$$\theta_f = \frac{T_f - T_{s,0}}{T_{f,e} - T_{s,0}} \quad (\text{II-6})$$

Avec $T_{f,e}$ la température d'entrée du fluide, et $T_{s,0}$ la température initiale du solide. θ_s et θ_f sont les températures adimensionnelles respectivement du solide et du fluide, pouvant varier de 0 à 1. χ est une distance adimensionnelle, et τ un temps adimensionnel.

La solution peut alors s'écrire :

$$\theta_f(\chi, \tau) = 1 - e^{-\tau} \int_0^\chi e^{-\chi} J_0(2i\sqrt{\chi\tau}) d\chi \quad (\text{II-7})$$

$$\theta_s(\chi, \tau) = 1 - \theta_f(\tau, \chi) \quad (\text{II-8})$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0 de première espèce.

L'intérêt de ce modèle est qu'une fois calculées θ_f et θ_s , la solution s'applique à n'importe quel régénérateur défini par $S_{\text{éch}}$, h , \dot{m}_f , L , $c_{p,f}$, $c_{p,s}$ et m_s , grâce aux équations II-3 et II-4 qui définissent χ et τ .

Les courbes (ou abaquages) ainsi obtenues sont présentées figure II-10, alors que la figure II-11 montre ce que l'on obtient en ramenant ces courbes dans les unités de départ, avec un coefficient d'échange convectif h de 5 (traits pleins) et de 20 W/m²/K (traits discontinus).

Ces figures montrent qu'un front thermique est généré par le transfert thermique, dû à la différence de température entre le gaz et le solide. Il apparaît que ce front se déplace tout en se diffusant dans la direction axiale : le gradient dT/dy au milieu du front diminue petit à petit au cours du temps. Le modèle décrit par les équations II-1 et II-2 revient donc à la translation d'un profil thermique, accompagné de sa diffusion. Les figures II-10 et II-11 montrent en fait la translation et la diffusion d'un profil de type « marche », formé par les conditions initiales de température uniforme et de température d'entrée constante nécessaires à la résolution

analytique. Cependant, le même phénomène de translation-diffusion aurait lieu avec un profil thermique initial de forme quelconque.

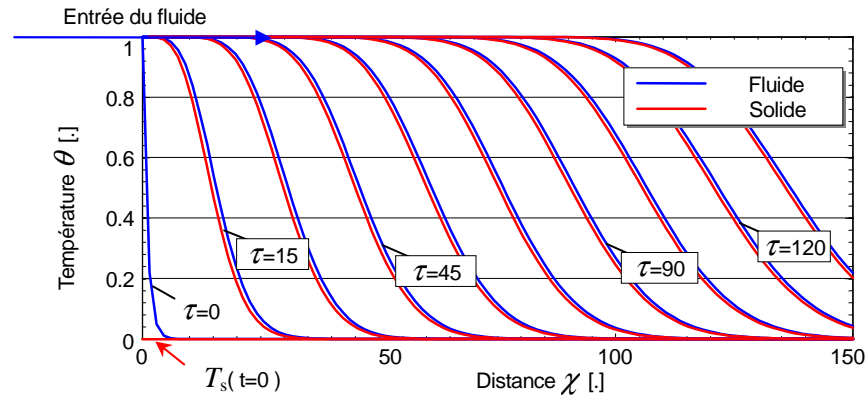


Figure II-10 : Comportement d'un régénérateur d'après le modèle de Schumann, en coordonnées adimensionnelles.

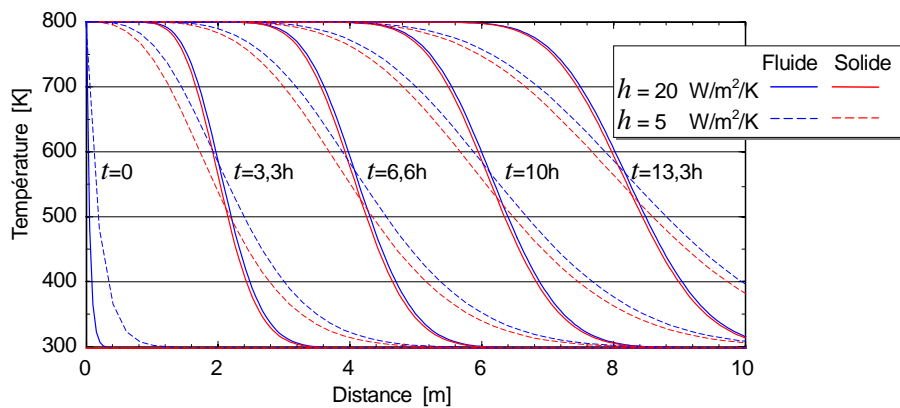


Figure II-11 : Modèle de Schumann avec $h = 5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ en traits pleins et $20 \text{ W/m}^2/\text{K}$ en traits discontinus.

On constate également sur la figure I-11 que, lorsque le coefficient d'échange convectif est plus élevé, la différence de température entre le fluide et le solide est plus petite et le gradient dT/dy plus important, ce qui se traduit par un front moins étendu spatialement, autrement dit moins « diffusé ». On obtient quasiment la même température de sortie à $t = 13,3$ heures avec $h = 20 \text{ W/m}^2/\text{K}$ qu'à $t = 10$ heures avec $h = 5 \text{ W/m}^2/\text{K}$, ce qui veut dire qu'un meilleur coefficient d'échange h permet d'arrêter le stockage plus tard, donc de stocker plus d'énergie, sans pour autant rejeter plus de chaleur dans l'environnement. C'est la raison pour laquelle le coefficient d'échange convectif, et de la même manière la surface totale d'échange, sont des facteurs clés lors du design d'un régénérateur.

On peut faire ici le rapprochement entre diffusion du front, échange de chaleur et irréversibilité. La thermodynamique stipule que pour qu'un échange de chaleur soit réversible, il faut qu'il ait lieu entre deux fluides à la même température : c'est le cas idéal de l'échange thermique isotherme. Dans le cas réel, un échange de chaleur nécessite une différence de température, qui est une source d'irréversibilité pour le système, et l'entropie créée s'exprime :

$$\Delta S = \Delta E \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_p} \right) \quad (\text{II-9})$$

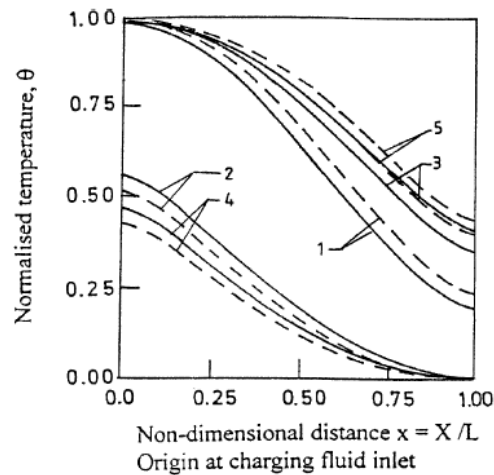
où ΔS est l'entropie générée par l'échange de la quantité de chaleur ΔE entre le fluide à la température T_f et la paroi à la température T_p .

Le cas idéal isotherme correspond à un coefficient d'échange infini impliquant une température du fluide égale à celle de la paroi, et une entropie générée nulle, ce qui se traduit par l'absence de diffusion thermique. Dans le cas réel, plus le coefficient d'échange est faible, plus la

différence de température augmente entre le fluide et la paroi, comme le montrent les figures II-11 et II-12, plus l'entropie générée est grande et la diffusion importante. Avec de très grandes valeurs du coefficient d'échange h , on peut observer un profil thermique de type créneau avancer sans se déformer, mais en CFD ce cas limite n'est modélisable qu'avec certaines méthodes explicites monodimensionnelles où les pas de temps et d'espaces sont constants et ajustés exactement en fonction du débit de fluide afin que ce dernier progresse d'un élément à chaque pas de temps. Ce type de modèle ne peut cependant pas être appliqué lorsque le débit n'est pas constant.

▪ Modèle de dispersion axiale

Une méthode plus complexe utilise un modèle dit « axial dispersion model » [1], résolu analytiquement dans le domaine fréquentiel par transformée de Laplace. La transformée inverse (calculée numériquement) donne la solution du problème. La figure II-12 présente les profils de température du solide (traits pleins) et du gaz (traits discontinus) ainsi obtenus, lors de basculements entre période froide et période chaude. Les nombres 1, 2, 3, 4, et 5 représentent les basculements successifs.



1,2,3,4,5 - Represents alternate charging discharging blows

Figure II-12 : Profils de température dans un régénérateur [1].

A partir du cinquième basculement, les profils se superposent et ne sont donc pas représentés. Autrement dit, à partir du cinquième cycle, le régénérateur fonctionne en régime périodique stabilisé. Il apparaît à nouveau que le front thermique a globalement un gradient thermique dT/dy qui devient plus faible au cours des cycles, jusqu'à atteindre un équilibre.

▪ Efficacité d'un régénérateur

La définition la plus courante de l'efficacité thermique est empruntée à celle d'un échangeur. En fait, deux efficacités sont définies, selon que l'on soit en période chaude ou en période froide.

En définissant ΔT_{tot} comme la différence de température entre l'entrée du fluide chaud et celle du fluide froid, et ΔT_{hot} comme la différence de température entre l'entrée et la sortie du fluide chaud en fin de période, on a :

$$\kappa_{\text{hot}} = \frac{\Delta T_{\text{hot}}}{\Delta T_{\text{tot}}} \quad (\text{II-10})$$

Il en est de même pour ΔT_{cold} :

$$\kappa_{\text{cold}} = \frac{\Delta T_{\text{cold}}}{\Delta T_{\text{tot}}} \quad (\text{II-11})$$

La figure II-13 illustre ces définitions avec des profils de température simplifiés et montre que pour une application de stockage, elles ont l'inconvénient de ne pas prendre en compte le

comportement thermique interne du régénérateur, donnant ainsi le même résultat pour des quantités d'énergie effectivement stockées différentes (figure II-13 b).

Pour mesurer l'efficacité des enceintes en termes d'énergie thermique stockée, on utilisera dans la suite un « facteur d'utilisation thermique » noté ζ :

$$\zeta = \frac{\overline{\Delta T}}{\Delta T_{\text{tot}}} \quad (\text{II-12})$$

$$\text{avec } \overline{\Delta T} = \frac{1}{H} \int_0^H (T_{\text{hot}}(z) - T_{\text{cold}}(z)) dz \quad (\text{II-13})$$

ζ est également le rapport des aires des quadrilatères hachurés sur la figure II-13 b), où $\zeta_1 > \zeta_2$ du fait du gradient thermique plus important aux extrémités.

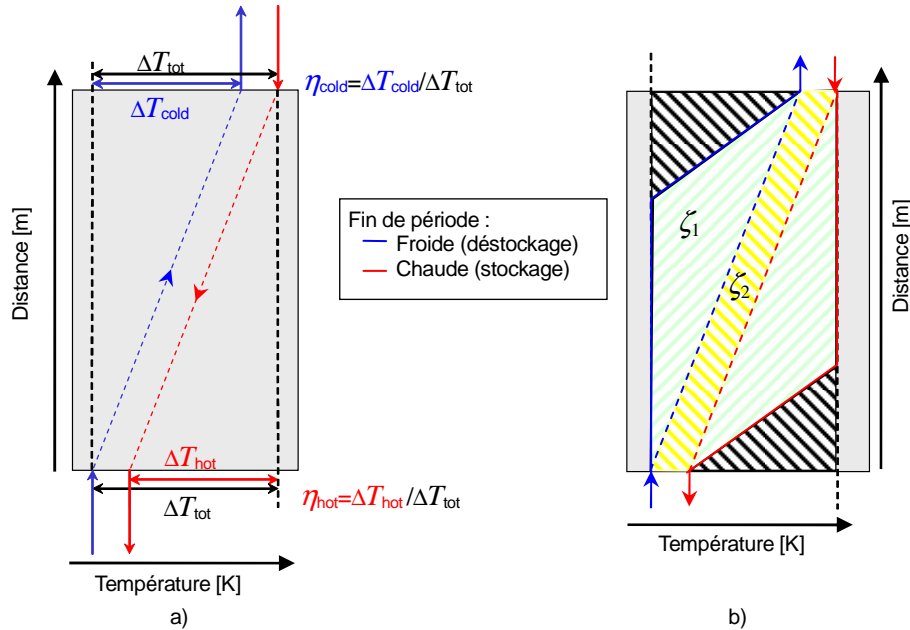


Figure II-13 : a) définition habituelle de l'efficacité thermique d'un régénérateur, b) différentes utilisations thermiques ζ de l'enceinte donnant la même efficacité κ .

▪ Conductivité du solide perpendiculairement à l'écoulement

Le modèle de Schumann fait l'hypothèse que l'influence de la conductivité du solide perpendiculairement à l'écoulement est négligeable. Plus précisément, cela revient à dire que la résistance au transfert thermique perpendiculairement à l'écoulement est dominée par la résistance à l'interface fluide/solide :

$$R_{\text{interface}} = \frac{1}{h\delta} \quad (\text{II-14})$$

où δ est l'épaisseur de la paroi.

La résistance au transfert thermique dans le solide s'exprime :

$$R_s = \frac{1}{k_s} \quad (\text{II-15})$$

Le nombre de Biot Bi permet de quantifier l'importance du transfert par échange convectif à l'interface ramené au transfert par conduction dans le solide :

$$Bi = \frac{h\delta}{2k_s} \quad (\text{II-16})$$

où le facteur 2 est du au fait que la paroi d'épaisseur δ échange de la chaleur par ses deux faces, comme le montre la figure II-14.

Un nombre de Biot inférieur à 0.1 assure un comportement réaliste aux modèles de type Schumann [9]. Dans le cas contraire, un « lumped heat transfer coefficient » peut être utilisé, notamment dans le modèle de Hausen. Ce modèle considère la température du solide moyennée dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, notée $T_{s,m}$:

$$T_{s,m} = \frac{1}{w} \int_0^w T_s(x) dx \quad (\text{II-17})$$

où x est la coordonnée transversale, et w est la demi-épaisseur de la paroi, illustré figure II-14.

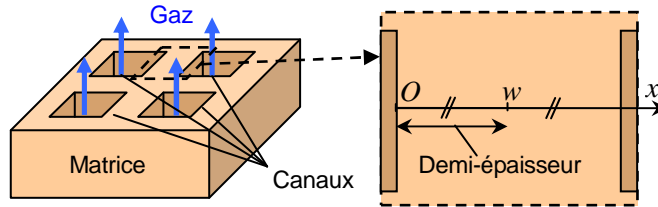


Figure II-14 : Demi-épaisseur sur laquelle est moyennée la température du solide.

Le modèle se base également sur l'hypothèse suivante :

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{\partial T_s}{\partial t} = \text{constante} \quad (\text{II-18})$$

Il est alors possible d'intégrer l'équation de Fourier :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = A_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (\text{II-19})$$

avec A_s la diffusivité thermique du solide.

Soit les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} T_s(0) = T_{s,o} \\ T_s(2w) = T_{s,o} \\ \frac{\partial T_s}{\partial x}(w) = 0 \end{cases} \quad (\text{II-20})$$

On réécrit les équations II-1 et II-2, en remplaçant T_s par une température moyenne $T_{s,m}$, A_s par $k_s/(\rho_s c_{p,s})$, et h par le « lumped heat transfer coefficient » \bar{h} :

$$\frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{\bar{h} S_{\text{éch}}}{\dot{m}_f c_{p,f} L} (T_{s,m} - T_f) - \frac{m_f}{\dot{m}_f L} \frac{\partial T_f}{\partial t} \quad (\text{II-21})$$

$$\frac{\partial T_{s,m}}{\partial y} = \frac{\bar{h} S_{\text{éch}}}{m_s c_{p,s}} (T_f - T_{s,m}) \quad (\text{II-22})$$

En développant les équations précédentes, on obtient l'équation d'Hausen :

$$\frac{1}{\bar{h}} = \frac{1}{h} + \frac{w}{3k_s} \quad (\text{II-23})$$

La résolution des équations II-21 et II-22, permet de prendre en compte la conductivité du solide perpendiculaire à l'écoulement, grâce au coefficient \bar{h} , donnée par l'équation II-23. La figure II-15 présente les profils résultants de la modélisation de la variation de température perpendiculaire à l'écoulement dans le solide, juste après le basculement de la période chaude à la période froide.

L'inertie thermique du solide provoque un « retard thermique » à l'intérieur du solide : jusqu'à la fin de la période chaude (ligne rouge sur la figure II-15), le solide est plus froid au milieu que sur les bords. Juste après la fin de la période chaude (ligne bleue), le milieu du solide continue de se réchauffer alors que les bords ont déjà commencé à se refroidir. Petit à petit, le profil transversal de température retrouve la forme parabolique qu'il avait avant le basculement (ligne verte), mais avec une température plus chaude au milieu que sur les bords. Le basculement de la période chaude à la période froide se traduit par un retournement du profil transversal de température peu après le basculement, ce qui peut diminuer les performances d'un régénérateur.

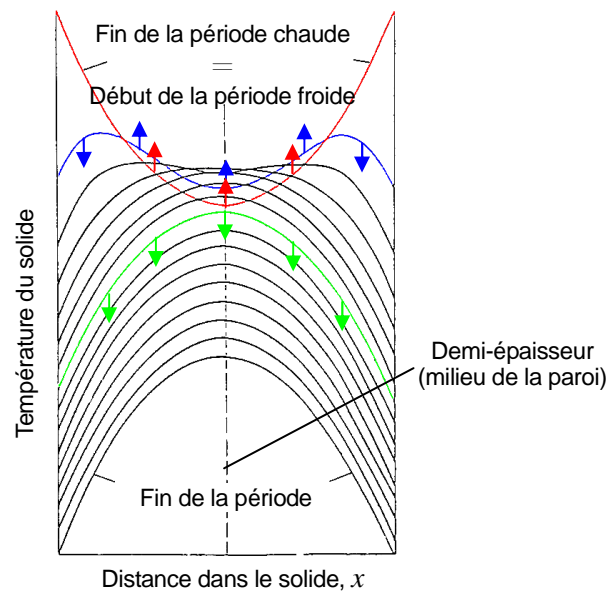


Figure II-15 : modélisation de la variation de température dans le solide, perpendiculairement à l'écoulement [9].

1.2 Propriétés thermohydrauliques des matrices solides

Trois types de matrice ont été étudiés : les canaux droits parallèles de section rectangulaire, les empilements de sphères uniformes, et les empilements de graviers. Par soucis de généralité, les propriétés thermohydrauliques sont prises en compte par trois grandeurs : le nombre de Nusselt Nu , le facteur de friction de Darcy f_D , et la conductivité effective k_{eff} .

Le nombre de Nusselt est le rapport la puissance thermique de convection sur celle de conduction. Ce nombre étant adimensionnel, il ne varie pas lorsqu'on applique un facteur d'échelle à une géométrie. Il caractérise l'échange thermique convectif, et permet d'exprimer le coefficient d'échange thermique par convection forcée, h :

$$h = \frac{k_f Nu}{d} \quad (\text{II-24})$$

où k_f est la conductivité thermique du fluide, et d la dimension caractéristique de l'écoulement. Dans un canal carré, d est égal au côté du carré.

- Le facteur de friction de Darcy f_D est également adimensionnel, et caractérise les pertes de pression linéaires :

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = - \frac{f_D}{d} \frac{\rho_f v^2}{2} \quad (\text{II-25})$$

où ρ_f est la masse volumique, et v la vitesse du fluide.

- La conductivité effective est la conductivité apparente de la matrice, considérée comme un milieu poreux constitué d'une phase solide et d'une phase gazeuse ou liquide.

Dans le cas général, ces grandeurs dépendent du *régime d'écoulement*, caractérisé par le nombre de Reynolds Re , défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho_f v d}{\mu} \quad (\text{II-26})$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide.

Lorsque Re est faible, l'écoulement est stable car les perturbations ont une énergie cinétique négligeable devant l'amortissement visqueux : c'est le régime dit *laminaire*, où Nu et k_{eff} sont constants, et f_D est inversement proportionnel à Re . À haut Reynolds, l'écoulement est instable car les effets d'inertie des perturbations dominent l'amortissement visqueux et engendrent des structures tourbillonnaires complexes et instationnaires : c'est le régime *turbulent*, où Nu , k_{eff} et $Re \times f_D$ sont généralement croissants selon Re .

Entre ces deux régimes, on parle de *régime de transition*, où des phénomènes de bifurcation, de turbulence intermittente et de sensibilité chaotique aux conditions limites sont rencontrés et encore mal compris [45]. Par conséquent, les méthodes prédictives souffrent généralement d'une grande imprécision dans ce régime.

L'application de ces trois grandeurs (nombre de Nusselt, facteur de friction, conductivité effective) à une géométrie donnée nécessite également de connaître la fraction du volume total dont dispose le gaz pour circuler, c'est-à-dire la porosité ε .

1.2.1 Canal droit de section rectangulaire

Les propriétés thermohydrauliques des écoulements en canaux droits sont largement étudiées dans la littérature. Il existe un consensus sur les corrélations à utiliser pour les géométries simples, lié à leur emploi dans beaucoup de domaines industriels depuis plus d'un siècle.

En canal, la transition vers le régime turbulent se situe à un nombre de Reynolds voisin de 2300. Étant données les vitesses atteintes par le gaz dans les conditions du procédé SEPT, le régime turbulent n'est jamais atteint, et n'est donc pas détaillé.

▪ Géométrie

La géométrie d'un régénérateur à canaux droits rectangulaires étant uniforme selon la direction de l'écoulement, elle peut se définir par trois grandeurs :

- un rapport d'aspect α :

$$\alpha = \frac{L_{\text{longueur}}}{L_{\text{largeur}}} \quad (\text{II-27})$$

- un diamètre équivalent de passage du gaz appelé *diamètre hydraulique* noté d_h . Pour des canaux rectangulaires il s'exprime :

$$d_h = 2 \frac{L_{\text{longueur}} L_{\text{largeur}}}{L_{\text{longueur}} + L_{\text{largeur}}} = \frac{2\alpha}{1+\alpha} L_{\text{longueur}} \quad (\text{II-28})$$

- une porosité ε , qui est le rapport du volume occupé par le fluide sur le volume total de l'enceinte, donnant la section de passage du gaz ramenée à la section totale du régénérateur :

$$S_{\text{passage}} = \varepsilon S_{\text{enceinte}} = \frac{V_f}{V_{\text{tot}}} S_{\text{enceinte}} \quad (\text{II-29})$$

- Pertes de pression

En régime laminaire, pour un canal rectangulaire de rapport d'aspect α , le facteur de friction s'écrit [46] :

$$f_D = 4\text{Re}^{-1} \times 24 (1 - 1.3553\alpha + 1.9467\alpha^2 - 1.7012\alpha^3 + 0.9564\alpha^4 - 0.2537\alpha^5) \quad (\text{II-30})$$

- Transfert convectif

Le nombre de Nusselt dans la zone thermiquement établie s'exprime [47] :

$$\text{Nu} = 7,541 (1 - 2,610\alpha + 4,970\alpha^2 - 5,119\alpha^3 + 2,702\alpha^4 - 0,548\alpha^5) \quad (\text{II-31})$$

- Conductivité thermique effective

La conductivité effective du solide est proportionnelle à la fraction de solide :

$$k_{\text{eff}_s} = k_s (1 - \varepsilon) \quad (\text{II-32})$$

1.2.2 Empilement de sphères uniformes

Les empilements de sphères et de gravier font partie des milieux dits *granulaires*, dont la géométrie n'est ni périodique, ni homogène, ni uniforme selon la direction de l'écoulement comme c'est le cas des canaux. Pour réduire cette complexité, des grandeurs dites *effectives*, *superficielles* ou encore *apparentes* sont généralement introduites, et définies comme les propriétés d'un milieu homogène équivalent au milieu granulaire considéré. Des grandeurs dites *hydrauliques* sont reliées à ces grandeurs superficielles par l'intermédiaire de la porosité ε .

Les définitions suivantes sont en partie basées sur la revue bibliographique d'Achenbach sur les lits granulaires [18] :

- Le diamètre hydraulique s'exprime :

$$d_h = d \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (\text{II-33})$$

où d est le diamètre des sphères.

- La vitesse superficielle du fluide :

$$v_{\text{sup}} = \varepsilon v \quad (\text{II-34})$$

où v est la vitesse moyenne réelle du fluide dans les interstices.

- Le nombre de Reynolds superficiel :

$$\text{Re}_{\text{sup}} = \frac{\rho v_{\text{sup}} d}{\mu} \quad (\text{II-35})$$

- Le nombre de Reynolds hydraulique :

$$\text{Re}_h = \frac{\rho v d_h}{\mu} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \text{Re}_{\text{sup}} \quad (\text{II-36})$$

- Le nombre de Nusselt superficiel :

$$\text{Nu}_{\text{sup}} = \frac{hd}{k_f} \quad (\text{II-37})$$

avec h le coefficient d'échange convectif et k_f la conductivité thermique du fluide.

- Le nombre de Nusselt hydraulique :

$$\text{Nu}_h = \frac{hd_h}{k_f} = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \text{Nu}_{\text{sup}} \quad (\text{II-38})$$

- La surface spécifique,

$$S_{\text{spé}} = \frac{S_{\text{éch}}}{V} \quad (\text{II-39})$$

avec $S_{\text{éch}}$ la surface d'échange, et V le volume occupé.

- Le coefficient d'échange convectif :

$$h = \frac{\text{Nu}_{\text{sup}} k_f}{d} = \frac{\text{Nu}_h k_f}{d_h} \quad (\text{II-40})$$

- Le coefficient d'échange convectif volumique :

$$h_{\text{vol}} = \frac{hS_{\text{échange}}}{V} = hS_{\text{spé}} \quad (\text{II-41})$$

où $S_{\text{spé}}$ est la surface spécifique en m^{-1} .

▪ Géométrie

Un empilement de sphères uniformes peut avoir plusieurs géométries internes.

Lorsque les sphères ont un arrangement périodique, ce qui n'arrive jamais rigoureusement dans un empilement réel, il est possible de déterminer mathématiquement le taux de vide. Il existe de nombreux arrangements périodiques, le plus simple étant l'arrangement « cubique », présenté figure II-16 a), et le plus dense le « cubique à faces centrées », aussi appelé « hexagonal compact » présenté figure II-16 b).

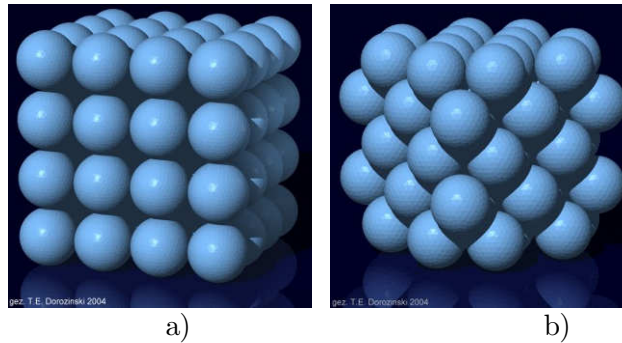


Figure II-16 : a) Empilement « cubique », b) Empilement « cubique à faces centrées ».

Pour l'arrangement « cubique », la porosité est égale à $1 - \pi/6 \approx 0,4764$, alors qu'elle est égale à $1 - \pi/(3\sqrt{2}) \approx 0,2595$ pour l'arrangement « cubique à faces centrées » [48].

Lorsque des sphères sont empilées dans une enceinte sans précautions particulières, il n'apparaît aucune périodicité, comme le montre la figure II-17, et l'empilement est dit « aléatoire ».

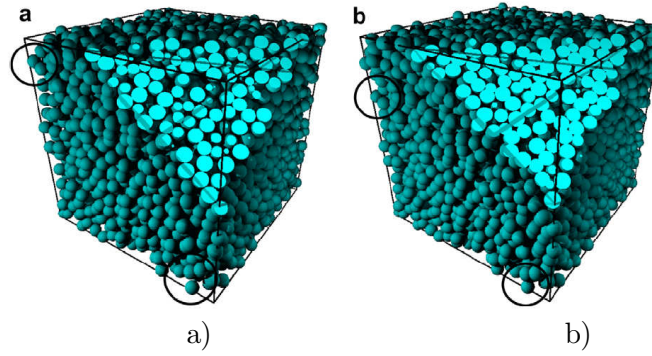


Figure II-17 : Exemple d'empilement aléatoire : a) Empilement lâche b) Empilement compact [52].

Dans ce cas, les valeurs de porosité moyenne rapportées par les différents auteurs sont voisines de 0,38. Plus précisément, la plus faible valeur expérimentale a été rapportée dans [49], où un empilement est soumis à des vibrations verticales, jusqu'à atteindre une porosité de 0,363. Numériquement, des algorithmes d'empilement aléatoire ont atteint des porosités de 0,351 [11], et même 0,32 [50]. Cependant, ces algorithmes ne prennent pas en compte la friction entre les sphères, qui limite la densification de l'empilement [51]. La valeur expérimentale maximale rapportée est de 0,4. De manière générale, on peut considérer qu'un empilement aléatoire de sphères uniformes a une porosité comprise entre 0,36 et 0,4.

Il existe également un effet de bord qui tend à augmenter la porosité à proximité des parois de l'empilement. La corrélation standard pour prédire la porosité globale d'un empilement de sphères a été développée dans [53], et s'exprime :

$$\varepsilon = 0.4 + 0.05 \frac{d}{L} + 0.412 \left(\frac{d}{L} \right)^2 \quad (\text{II-42})$$

où d est le diamètre des sphères, et L le diamètre de l'empilement.

Dans le cadre du procédé SEPT, d est de l'ordre du centimètre, alors que L est de l'ordre de la dizaine de mètres. La correction relative à apporter à la porosité est alors de l'ordre de 10^{-6} , et peut donc être négligée.

▪ Pertes de pression

L'équation d'Ergun, publiée en 1952, est largement utilisée pour quantifier les pertes de pression en milieux granulaires [31]. L'équation originale s'écrit :

$$\frac{\Delta P}{L} = A \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu v_{\text{sup}}}{d^2} + B \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho v_{\text{sup}}^2}{d} \quad (\text{II-43})$$

où A et B sont les constantes d'Ergun, ΔP la perte de pression, L la longueur du régénérateur, μ la viscosité du fluide, v_{sup} la vitesse superficielle, et d le diamètre des sphères.

Cette équation peut également se mettre sous la forme :

$$\frac{\Delta P}{L} = f_D \frac{\rho v_{\text{sup}}^2 (1-\varepsilon)}{2d \varepsilon^3} = f_D \frac{\rho v^2}{2d_h} \quad (\text{II-44})$$

avec :

$$f_D = 2(A/\text{Re}_h + B) \quad (\text{II-45})$$

Par exemple, pour un écoulement laminaire en conduite lisse,

$$f_D = 64/\text{Re}_h \Rightarrow \begin{cases} A = 32 \\ B = 0 \end{cases} \quad (\text{II-46})$$

Les constantes A et B données initialement par Ergun valent respectivement 150 et 1.75 et correspondent à un empilement de sphères. Cependant, la généralité de ces valeurs ainsi que leur caractère constant ont été remis en question par de nombreux auteurs [3]. Des valeurs différentes ont été proposées, selon la nature et la géométrie des « granules » considérés. Dans [12], MacDonald *et al.* comparent de nombreux résultats expérimentaux de la littérature, dans de nombreuses configurations (nature, formes et diamètres des sphères, dimensions de l'empilement, etc.), alors que Yu *et al.* [3] s'intéressent uniquement à des granules de forme sphérique. Achenbach se base sur une sélection de résultats expérimentaux issus de la littérature, et met en avant le rôle de la porosité. Hicks [31] compare des résultats expérimentaux provenant de quatre publications antérieures, traitant le cas de sphères. Du Plessis & Woudberg [54] proposent une dérivation plus théorique de l'équation d'Ergun (II-43), en se basant sur un modèle nommé « Rectangular Unit Cell », où les coefficients A et B sont fonctions de la porosité, et d'un facteur c_d qui est cependant déterminé empiriquement.

Les corrélations obtenues par ces différents auteurs sont résumées table II-1 en les ramenant aux deux coefficients A et B de l'équation II-45.

Auteurs	Corrélation	Validité
Ergun [55]	$A = 150, B = 1.75$	
Achenbach [18]	$A = 160, B = 3 \times (1 - \varepsilon)^{0.1} \text{Re}_{\text{sup}}^{-0.1}$	$\text{Re}_{\text{sup}}/(1 - \varepsilon) < 50000$
MacDonald <i>et al.</i> [12]	$A = 180, B = 1.8$	
Yu <i>et al.</i> [3]	$A = 203, B = 1.95$	$750 < \text{Re}_{\text{sup}} < 2500$
Hicks [31]	$A = 0, B = 6.8 \times (1 - \varepsilon)^{0.2} \text{Re}_{\text{sup}}^{-0.2}$	$300 < \text{Re}_{\text{sup}}/(1 - \varepsilon) < 60000$
Du Plessis & Woudberg [54]	$\begin{cases} A = \frac{254\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^{2/3}(1-(1-\varepsilon)^{1/3})(1-(1-\varepsilon)^{2/3})^2} \\ B = \frac{\varepsilon^2 c_d}{2(1-(1-\varepsilon)^{2/3})^2} \end{cases}$	
Avec $c_d = 1,9$		

Table II-1 : Constantes d'Ergun A et B selon différents auteurs.

Dans le cas de la corrélation proposée par Prieur du Plessis & Woudberg, et pour des valeurs de porosité proches de l'expérience d'Ergun, A et B prennent respectivement les valeurs 175,208 et 1,824.

En se plaçant dans des conditions similaires à celles du cas de référence industriel SEPT décrit par la suite et pour des billes de 1 cm de diamètre, la figure II-18 présente les pertes de pression prédites par ces différentes corrélations, ainsi que celles prédites dans des canaux lisses de section carrée et de même diamètre hydraulique, en fonction du nombre de Reynolds superficiel, que l'on fait varier par l'intermédiaire du débit imposé.

Les différences entre les corrélations proposées peuvent venir de l'effet de bord le long des parois de l'enceinte, qui provoque un « bypass effect » et une surestimation des pertes de pression, d'un manque de prise en compte des incertitudes de mesure [25], et de la variété des matériaux constituant les granules, de leurs dimensions, et de leur état de surface.

Lorsque le nombre de Reynolds est élevé, l'accord entre les corrélations est médiocre, mais les conditions de fonctionnement du procédé affichent un nombre de Reynolds moyen de 200 où le désaccord est inférieur à 10%, et les pertes de pression se situent autour de 5×10^3 Pa (0,05 bar). On constate aussi que, par comparaison avec le cas d'un réseau de canaux lisses en

parallèle, la perte de pression dans un milieu granulaire est supérieure de un à deux ordres de grandeur.

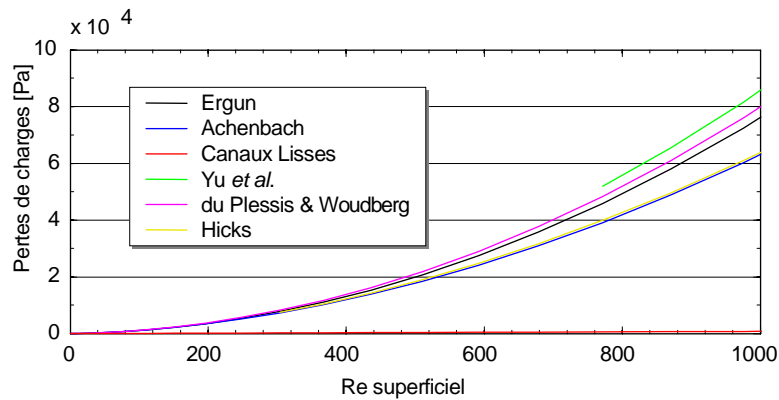


Figure II-18 : Pertes de pression totales d'un empilement de sphères, en fonction du nombre de Reynolds superficiel, dans une configuration industrielle du procédé SEPT, d'après différentes corrélations de la table II-2.

La figure II-19 présente les mêmes résultats, mais pour nombre de Reynolds de 200, et en faisant varier le diamètre hydraulique des sphères.

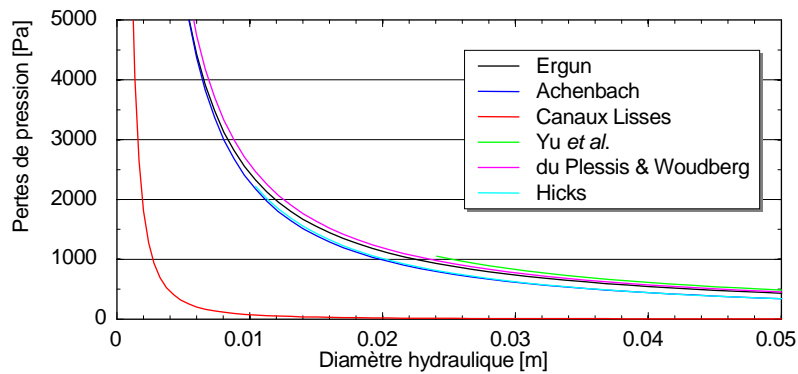


Figure II-19 : Pertes de pression totales, en fonction du diamètre hydraulique.

Les différentes corrélations sont en relativement bon accord, d'autant plus que le diamètre des billes est petit. En dessous de 1 cm, l'écart entre les corrélations est inférieur à 15%.

Les figures II-18 et II-19 montrent que l'équation d'Ergun est une moyenne raisonnable des différentes corrélations. De plus, si la porosité est comprise entre 0.35 et 0.55 [13], elle s'accorde bien aux données expérimentales (erreur < 10%) pour les empilements de sphères uniformes, d'après plusieurs auteurs [12], [13], [56-58].

La figure II-20 montre que, dans le cas des sphères (○ et ★), l'équation d'Ergun est satisfaisante, et que dans les autres cas, l'ajustement des constantes A et B est nécessaire. Par conséquent l'équation d'Ergun sera retenue pour modéliser les pertes de pression dans un empilement de sphères.

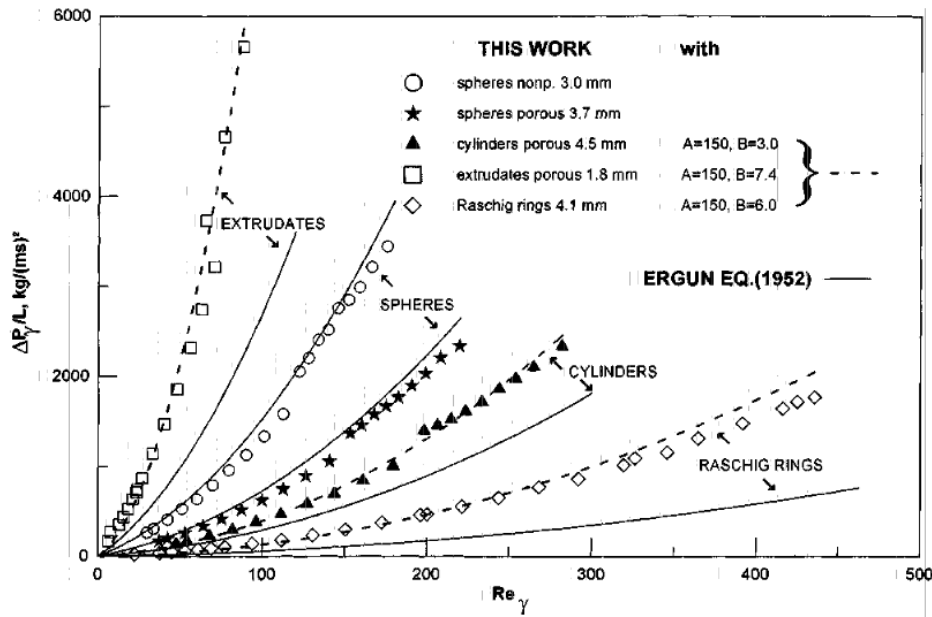


Figure II-20 : Comparaison des pertes de pression mesurées et prédites par l'équation d'Ergun [57].

▪ Transfert convectif

De nombreuses études ont été menées sur le transfert convectif en milieux poreux, mais la comparaison des différents résultats est délicate. En effet, le transfert thermique est influencé par de nombreux paramètres, tels que le nombre de Reynolds et de Prandtl, la porosité, le rapport du diamètre du tube étudié sur celui des billes (équation II-42), la proximité de la paroi, etc. Il est difficile de généraliser les résultats au cas idéal d'un milieu granulaire infini, et les conditions expérimentales sont rarement adaptées et suffisamment détaillées pour permettre leur application aux conditions du procédé SEPT.

Achenbach propose une corrélation basée sur les résultats d'expériences utilisant la méthode de sublimation de naphtalène dans l'air. Dans les conditions expérimentales employées, le nombre de Prandtl vaut 0.71, la porosité 0,387, le diamètre des sphères 60 mm, le diamètre et la hauteur de l'empilement étant respectivement de 0,98 et 0.84 mètres. De Acetis & Thodos [22] proposent une corrélation par détermination expérimentale de la vitesse d'évaporation (dans un flux d'air) de l'eau contenue dans les particules, avec un nombre de Prandtl de 0.72, une porosité d'environ 0,38, un diamètre de sphères de 16 mm, et un diamètre d'empilement de 9,37 cm. D'autres corrélations sont proposées [59-65], mais les conditions expérimentales ne sont pas suffisamment détaillées.

La table II-2 rassemble ces différentes corrélations, avec leur intervalle de validité en fonction du nombre de Reynolds.

Auteur	Corrélation	Validité
Achenbach [18]	$Nu_{sup} = \left((1.18Re_{sup}^{0,58})^4 + (0.23Re_h^{0,75})^4 \right)^{1/4}$	$Re_{sup} > 1$
Khan <i>et al.</i> [59]	$Nu_{sup} = 1.8Pr^{1/3}Re_{sup}^{0,585}$	$250 < Re_{sup} < 780$
De Acetis & Thodos [22]	$Nu_{sup} = 1.1 \frac{Pr^{1/3}Re_{sup}}{Re_{sup}^{0,41} - 1.5}$	$13 < Re_{sup} < 2100$
Bird <i>et al.</i> [60]	$Nu_{sup} = 0.61 \times Pr^{1/3} Re_{sup}^{0,59} (6(1 - \epsilon))^{0,41}$	$750 < Re_{sup} < 2500$
Gupta & Thodos [61]	$Nu_{sup} = \frac{Pr^{1/3}}{\epsilon} (2.879 + 0.3023Re_{sup}^{0,65})$	$Re_{sup} > 10$

Auteur	Corrélation	Validité
Gupta <i>et al.</i> [62]	$\text{Nu}_{\text{sup}} = \frac{\text{Pr}^{1/3}}{\varepsilon} \text{Re}_{\text{sup}} \left(0.0108 + \frac{0.929}{\text{Re}_{\text{sup}}^{0,58} - 0.483} \right)$	$\text{Re}_{\text{sup}} > 20$
Satterfield & Resnick [63]	$\text{Nu}_{\text{sup}} = 0.922 \times \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_{\text{sup}}^{0,66}$	$\text{Re}_{\text{sup}} > 10$
Wakao & Kaguei [64]	$\text{Nu}_{\text{sup}} = 2 + 1.1 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_{\text{sup}}^{0,6}$	
Eckert & Drake [65]	$\text{Nu}_{\text{sup}} = 0.8 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_{\text{sup}}^{0,7}$	$\text{Re}_{\text{sup}} > 500$

Table II-2 : Corrélations du nombre de Nusselt selon différents auteurs.

Les nombres de Nusselt hydrauliques donnés par ces corrélations sont tracés en fonction du nombre de Reynolds, figure II-21 en faisant varier le débit, et en considérant des billes de 1 cm de diamètre.

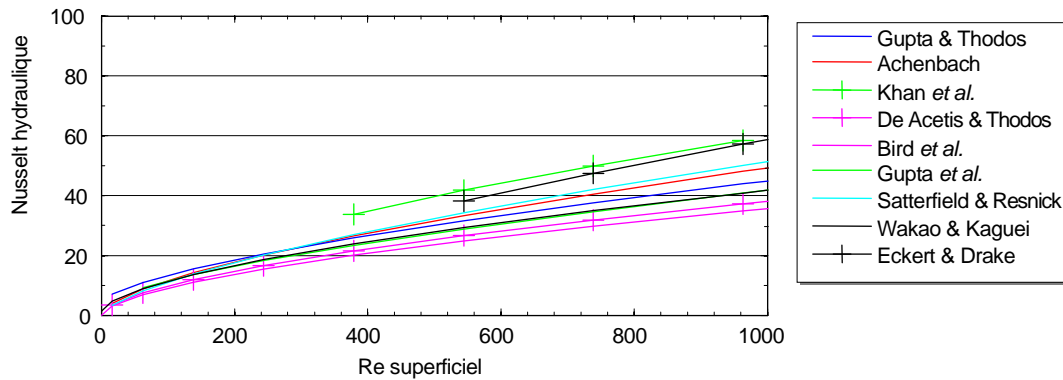


Figure II-21 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes corrélations.

Il apparaît, pour les raisons mentionnées précédemment, une relativement grande dispersion des résultats. Dans les conditions du cas de référence du procédé SEPT, l'écart entre les corrélations est d'environ 50%.

La figure II-22 présente l'évolution nombre de Nusselt hydraulique en fonction du diamètre des sphères.

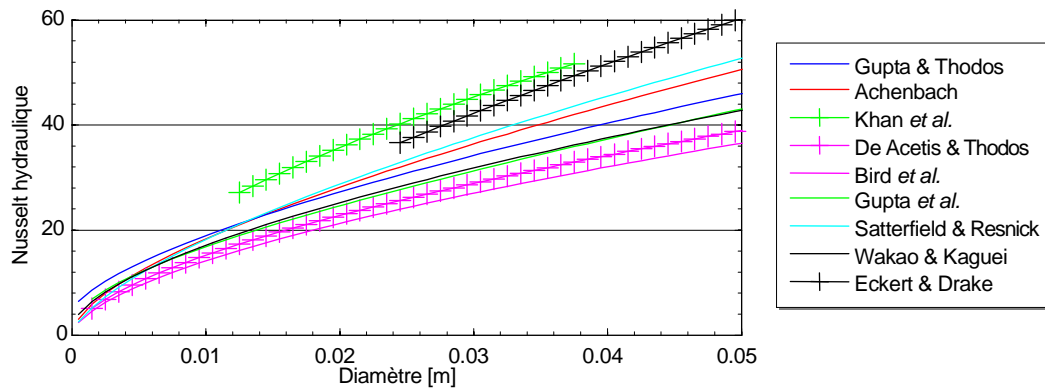


Figure II-22 : Nombre de Nusselt hydraulique en fonction du diamètre des sphères, pour différentes corrélations.

Parmi les différents protocoles expérimentaux, celui décrit par Achenbach est à la fois suffisamment détaillé (en termes de dimensions et formes des particules, dimensions et porosité de l'empilement, et plage de Reynolds étudiée), et le plus proche des conditions du procédé SEPT (enceintes grandes par rapport aux particules). La corrélation qu'il propose étant en bon accord avec [14], [61-63], et située dans la moyenne des corrélations étudiées, elle sera retenue pour la modélisation du transfert convectif dans un empilement de sphères.

Pour comparer le transfert thermique entre un milieu granulaire et une matrice de canaux en parallèle, la grandeur pertinente à considérer est la puissance échangée par degrés, qui est le produit du coefficient d'échange convectif par la surface d'échange, homogène à une conductance thermique

La figure II-23 trace cette grandeur en fonction du diamètre hydraulique des sphères (corrélation d'Achenbach appliquée à un empilement de sphères) ou du diamètre hydraulique des canaux (loi classique dans un canal, appliqué à une matrice de canaux).

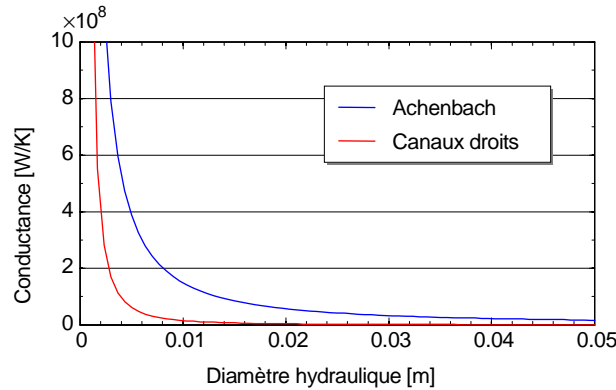


Figure II-23 : Conductance obtenue avec la corrélation d'Achenbach, et comparaison avec la conductance en canaux droits.

Dans ces conditions, les corrélations en milieu granulaire affichent une conductance environ 10 fois supérieure à celle d'une matrice de canaux parallèles. La différence vient de deux contributions : celle du nombre de Nusselt, et celle de la surface d'échange. En milieu granulaire, pour des sphères de 1 cm de diamètre hydraulique, le nombre de Nusselt vaut environ 15 et la surface d'échange est de $5,8 \times 10^6 \text{ m}^2$, alors que dans des canaux carrés de 1 cm de diamètre hydraulique, le nombre de Nusselt est constant égal à 3,66 et la surface d'échange vaut $2,6 \times 10^6 \text{ m}^2$.

▪ Conductivité effective

La conductivité thermique dans un milieu granulaire n'est pas une propriété intrinsèque, car elle dépend des conditions d'écoulement, des conditions de transfert de chaleur, et des dimensions des particules. On qualifie donc cette conductivité d'effective, noté k_{eff} , en considérant le milieu granulaire comme quasi-continu, k_{eff} permettant alors de calculer le flux de chaleur par conduction.

Cette conductivité effective est séparée en deux contributions : la conductivité en gaz stagnant k_0 , et celle due aux effets macroscopiques de l'écoulement, $k_{\text{mél}}$:

$$k_{\text{eff}} = k_0 + k_{\text{mél}} \quad (\text{II-47})$$

$k_{\text{mél}}$ prend en compte la dispersion due à l'écoulement, et est donc liée au nombre de Peclet, alors que k_0 est due à plusieurs contributions : la conduction dans le gaz, celle dans le solide, le rayonnement solide-solide, et la conduction aux zones de contact. De plus, en gaz raréfié, il existe un effet dit « Smoluchowski » lié à l'augmentation du libre parcours moyen des molécules et correspondant à une baisse de la conductivité thermique du gaz.

Ces différentes contributions sont illustrées figure II-24.

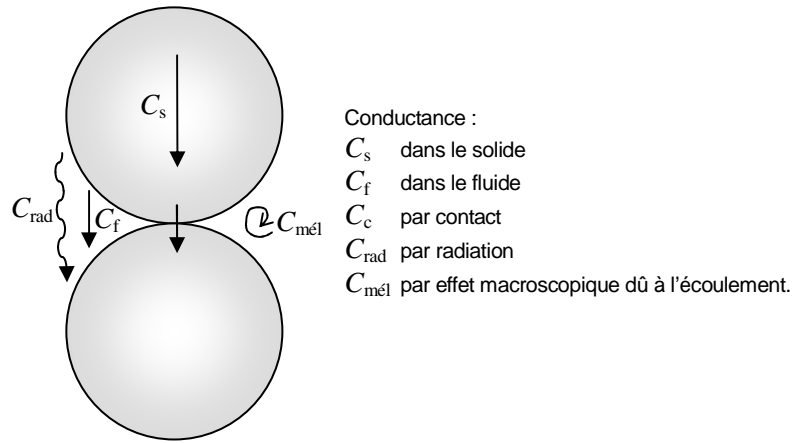


Figure II-24 : Illustration des contributions à la conductivité effective.

- Conduction par effet macroscopique dû à l'écoulement $k_{mél}$:

La conduction $k_{mél}$ due aux effets macroscopiques de l'écoulement est estimée dans [66] :

$$\frac{k_{mél}}{k_f} = \frac{Pe}{K} \quad (\text{II-48})$$

où K est une constante qui dépend de la géométrie de l'empilement, et qui peut prendre une valeur différente selon la direction axiale ou transverse.

Cette équation corrèle linéairement le terme de dispersion avec le nombre de Peclet. Toutefois, dans le cadre de nombreux modèles de régénérateurs [9], les auteurs font l'hypothèse d'un « écoulement piston » (« Plug flow »), où le gaz est supposé se déplacer à vitesse constante et uniforme dans tout le volume. Cette approximation correspond à $k_{mél} = 0$.

Pour la constante K , une corrélation expérimentale a été donnée dans le cas radial (perpendiculairement à l'écoulement) [67] :

$$K_r = 8 \left[2 - \left(1 - 2 \frac{d}{L} \right)^2 \right] \quad (\text{II-49})$$

où d est le diamètre des sphères et L le diamètre de l'empilement.

Dans le cas axial (parallèlement à l'écoulement), la valeur de $K_{ax} = 2$ a été rapportée [26], [67].

Dans les conditions du procédé SEPT, on obtient une conductivité radiale $k_{mél}$ de l'ordre de 0,3 W/m/K, et dans le cas axial $k_{mél}$ de l'ordre de 0,1 W/m/K. Étant donnée la nature monodimensionnelle de la modélisation, la conductivité radiale n'est pas prise en compte, quant à l'axiale, sa faible valeur entraîne un flux de conduction négligeable par rapport aux flux convectifs. L'hypothèse « Plug Flow » est donc justifiée, et $k_{mél}$ sera négligée.

- Conductivité effective en gaz stagnant k_0 :

Pour estimer la conductivité effective en gaz stagnant k_0 , les résultats expérimentaux concernant la conductivité effective des milieux granulaires sont nombreux dans la littérature, mais les configurations proposées aussi. Trouver des résultats correspondant aux conditions voulues n'est en général pas possible (en termes de température, forme et diamètre des particules, nature des matériaux et du gaz, présence ou non d'un écoulement, compression et porosité de l'empilement, pression du gaz), aussi un certain nombre de modèles existent. Selon les modèles, les différentes contributions schématisées figure II-24 sont estimées ou négligées, et les conductances sont associées en parallèle ou en série.

▪ Conductance par rayonnement C_{rad}

Étant donnée l'application visée de stockage de chaleur à haute température, les modèles ne prenant pas en compte la conductance par rayonnement C_{rad} ne sont pas pertinents, et n'ont pas été étudiés. Les autres modèles utilisent la loi de Stephan-Boltzmann en considérant que les sphères sont des corps gris et que le fluide est transparent. Ils montrent généralement une conductance radiative qui reste négligeable jusqu'à plusieurs centaines de degrés.

▪ Conductance dans le solide et dans le fluide

La conductance dans le solide C_s et dans le gaz C_f sont prises en compte par tous les modèles étudiés. Cependant, le modèle proposé par Slavin *et al.* [68] sépare C_f en deux contributions, en considérant qu'il existe deux régions : une région « intérieure » lorsque la distance entre les sphères est inférieure à $2l/3$ (l étant le libre parcours moyen des molécules de gaz) et une région « extérieure » dans le cas contraire. Cela permet de prendre « naturellement » en compte l'effet Smoluchowski.

▪ Conductance par contact

La conductance par contact C_c est estimée, par l'intermédiaire de la conductivité du solide et de la surface de contact entre sphères. Le modèle de Slavin *et al.* traite le contact différemment, en considérant que les sphères sont rugueuses, et qu'il existe une région de hauteur H formée de micro-espaces dans laquelle ont lieu des échanges par conduction, radiation et contact. C_c s'exprime alors :

$$C_c = k_s S_{\text{cont}} / (2H) \quad (\text{II-50})$$

où S_{cont} est la surface de contact, k_s la conductivité du solide, et H est la hauteur moyenne des rugosités, ou plutôt la taille moyenne des interstices, comme l'illustre la figure II-25.

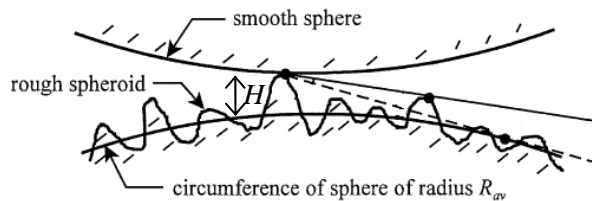


Figure II-25 : Illustration des interstices aux contacts entre sphères [68].

Le modèle proposé par Weidenfeld *et al.* [15] comprend un terme supplémentaire au niveau de la conductance C_c permettant la prise en compte de la compression subie par les sphères. Ce modèle suggère, avec résultats expérimentaux à l'appui, que la compression a pour effet d'augmenter la conductivité effective.

▪ Évaluation des modèles

Les modèles suivants ont été étudiés :

- le modèle Schlunder, Zehner, et Bauer (SZB) [69]. Des implémentations de ce modèle sont données dans [70], et [71],
- le modèle proposé par Slavin *et al.* [68],
- le modèle proposé par Weidenfeld *et al.* [15].

Le terme « milieu granulaire » rassemblant un panel très large de configurations, et le terme « conductivité effective » rassemblant de nombreux phénomènes physiques, les contributions à la conductivité effective mentionnées précédemment peuvent être essentielles ou négligeables selon le cas. Pour juger de l'applicabilité de ces modèles dans les conditions envisagées pour le procédé SEPT, ils ont été comparés pour différentes températures, porosités, conductivités, pressions, diamètres de sphère, émissivité, et compression subie par l'empilement. Lorsque ce n'est pas précisé, la porosité de l'empilement est 0,4, le diamètre des sphères 10 mm, la rugosité 10 μm , l'émissivité 0,5, le module d'Young 130 GPa, la conductivité thermique du solide 2 W/m/K, la température 800 K, et une pression de 1 bar.

Dans ces conditions, ces différents modèles montrent les mêmes tendances, à quelques exceptions près, avec des écarts de l'ordre 30%. La conduction effective est principalement

influencée par la température, le diamètre des sphères, et l'émissivité. L'influence de la conductivité du solide est quasi-nulle, et celle la conductivité du gaz est faible, ce qui rejoint les constatations expérimentales [10], [15], [33], [68], [72], [73]. L'influence de la pression du gaz est également très faible, mis à part pour des pressions inférieures à 0.1 bar, où l'effet Smoluchowski intervient, faisant baisser la conductivité effective.

Pour ce qui est de l'influence de la compression de l'empilement, il a été impossible de reproduire les résultats de Weidenfeld *et al.* publiés dans [15], à partir de la description qu'il donne du modèle dans le même article. En effet, les valeurs calculées aboutissent à des résultats plusieurs ordres de grandeurs en dessous de ceux donnés par Weidenfeld *et al.*

Néanmoins, ses résultats expérimentaux montrent que la conductivité effective d'un empilement de billes en acier (dont la conductivité est très supérieure à celle d'un matériau réfractaire), subissant une compression de 5 bars ne dépasse pas 1 W/m/K. De plus, la phase gazeuse est constituée d'air, qui a une conductivité supérieure à l'argon, et la dureté (module d'Young) de l'acier utilisé est inférieure à celle de réfractaires, ce qui augmente les surfaces de contact entre sphères. On peut donc supposer que dans les conditions qui nous intéressent, ce phénomène peut être négligé.

Le modèle de Slavin *et al.* permet donc de prendre en compte les phénomènes importants mentionnés précédemment, et s'est révélé le plus cohérent avec les résultats expérimentaux. La figure II-26 représente la conductivité effective en fonction de la température calculée par ce modèle, pour quatre diamètres de billes différents.

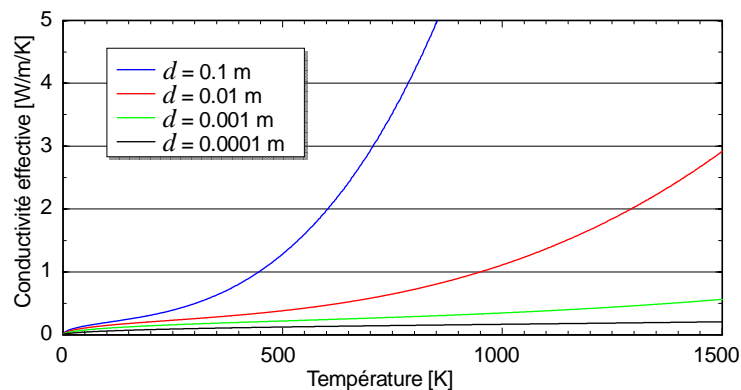


Figure II-26 : Influence de la température sur la conductivité effective, pour différents diamètres de particules.

Il apparaît qu'à haute température, l'influence du diamètre sur la conductivité effective est bien plus importante qu'à basse température. En effet, par rapport à la conduction thermique les phénomènes radiatifs en milieux transparents peuvent être vus comme des courts-circuits : l'énergie est transférée directement des surfaces chaudes vers les surfaces froides. Ce court-circuit opère sur de plus grandes distances lorsque le diamètre des sphères augmente, ce qui augmente la conductance par rayonnement. Cette conductance devient prépondérante à haute température, faisant apparaître une forte dépendance au diamètre des sphères à partir 500 K.

Il existe quelques études expérimentales sur la conductivité effective d'empilements de sphères réfractaires [33], [34]. Ces auteurs trouvent que la conductivité effective est croissante avec la température et le diamètre des sphères, ce qui est cohérent avec le modèle de Slavin *et al.* La figure II-27 montre que dans toutes les configurations étudiées dans [34], elle reste comprise entre 0,1 et 2,2 W/m/K pour des températures inférieures à 2000 K. Cependant, à très haute température, il peut exister, en plus d'un rayonnement important, un effet de frittage entre les sphères (« sintering »), qui augmente leur surface de contact et donc leur conductivité effective. C'est le cas, par exemple, avec des billes réfractaires de 5 mm de diamètre, et pour des températures supérieures à 1700 K. La conductivité effective peut alors atteindre des valeurs de l'ordre de 10 W/m/K, et augmenter lorsque la température redescend à l'ambiante.

Dans le cadre du procédé, la température maximum étant de 1000°C, on peut conclure que la conductivité effective ne devrait pas dépasser 2 W/m/K pour des billes de diamètre inférieur à 2 cm.

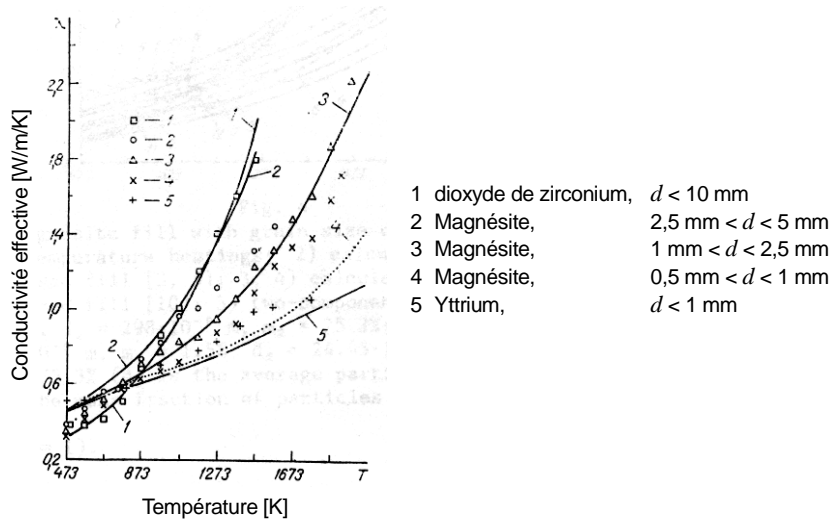


Figure II-27 : Conductivités effectives mesurées, pour chacune des configurations étudiées [34].

1.2.3 Empilement de graviers

■ Géométrie

Dans le cas d'empilement de graviers de formes quelconques, on ne peut pas utiliser des modèles géométriques d'empilement périodique de formes simples (sphères, cylindres, tores). De plus, le diamètre équivalent n'est jamais tout à fait le même d'un gravier à l'autre, et il faut considérer une distribution de diamètre équivalent. La figure II-28, extraite de [74], présente des courbes dites « granulométriques », caractéristiques de divers géo-matériaux. Chaque point représente le pourcentage massique de graviers traversant un tamis en fonction de son diamètre caractéristique.

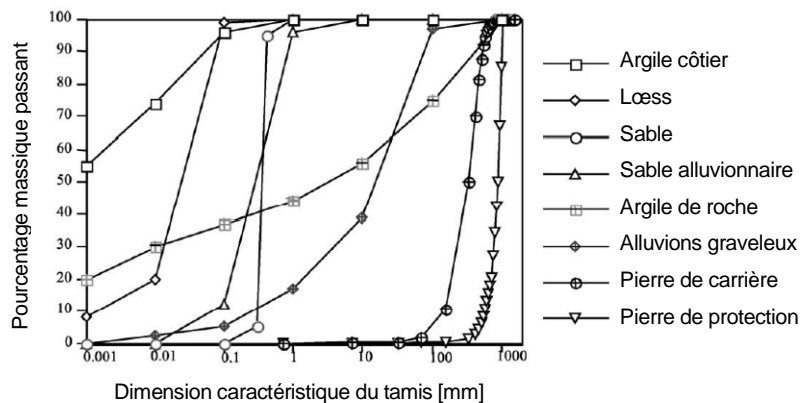


Figure II-28 : Courbe de granulométrie, pour des géo-matériaux naturels et artificiels [74].

La courbe représentant la distribution de diamètre, ou « spectre granulométrique », illustrée figure II-29, est alors la dérivée de la courbe granulométrique.

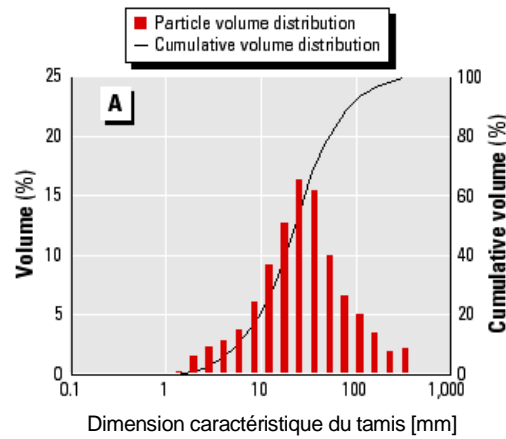


Figure II-29 : Exemple d'une courbe de granulométrie, superposée avec son spectre granulométrique.

Selon la provenance et les traitements réalisés (concassage, filtrage, etc.), cette distribution peut présenter des variations très importantes, bien sûr en termes de moyenne, mais aussi d'écart-type. La géométrie d'un empilement de graviers doit donc être caractérisée par sa porosité, par la forme des graviers (la sphéricité est souvent utilisée), mais aussi par la distribution de diamètres équivalents. Un facteur d'uniformité est utilisé, mais n'est pas défini de la même façon selon les auteurs. Certains utilisent le rapport des diamètres « d_{60} » sur « d_{10} », c'est-à-dire le rapport des tailles caractéristiques des tamis laissant passer respectivement 60% et 10% de la masse de l'échantillon [75]. D'autres auteurs utilisent l'écart-type de la distribution de diamètres équivalents, divisé par le diamètre équivalent moyen [76]. Pour des formes de graviers et des distributions de diamètres équivalents arbitraires, la prédiction de la porosité et de la surface d'échange convectif est en général impossible, rendant nécessaire le recours à l'expérience.

▪ Transfert convectif

La mesure de la surface d'échange $S_{\text{éch}}$ et celle du coefficient d'échange surfacique h d'un empilement de graviers étant particulièrement difficiles, les modèles de « rock bed » dans la littérature [36], [77-81] utilisent une autre approche : au lieu de considérer la conductance thermique au niveau la paroi comme le produit du coefficient d'échange surfacique et de la surface d'échange, cette conductance est exprimée comme le produit d'un coefficient d'échange volumique et du volume élémentaire considéré :

$$C = hS_{\text{éch}} = h_v V \quad (\text{II-51})$$

Une seule corrélation empirique (h_v) est alors nécessaire, au lieu de deux (Nu et $S_{\text{éch}}$). On trouve dans la littérature des corrélations pour h_v sous différentes formes :

Auteurs	Corrélation
Hiroaki <i>et al.</i> [82]	$h_v = 1,4 \left(\frac{G \mathcal{E} \rho}{d_e} \right)^{0,76} \text{ W/m}^3/\text{K}$
Willits <i>et al.</i> [77]	$h_v = 1,45 \frac{k}{d_e^2} \left(\frac{G d_e}{\mu} \right)^{0,7} \text{ W/m}^3/\text{K}$
Löf & Hawley [36]	$h_v = 652 \left(\frac{G}{d_e} \right)^{0,7} \text{ W/m}^3/\text{K}$
Coutier & Farber [80]	$h_v = 700 \left(\frac{G}{d_e} \right)^{0,76} \text{ W/m}^3/\text{K}$

Auteurs	Corrélation
Sowell & Curry [81]	$h_v = 1786 \text{ W/m}^3/\text{K}$
Alanis <i>et al.</i> [83]	$h_v = 824 \left(\frac{G}{d_e} \right)^{0,92} \text{ W/m}^3/\text{K}$

Table II-3 : Corrélations pour le nombre de Nusselt selon différents auteurs.

où G est le débit massique surfacique, S la section de l'empilement, ρ la masse volumique, et d_e le diamètre équivalent donné par :

$$d_e = \left(\frac{6}{\pi} V_e \right)^{1/3} \quad (\text{II-52})$$

où V_e est le volume moyen d'un gravier, estimé par l'expression :

$$V_e = \frac{V(1-\varepsilon)}{n} \quad (\text{II-53})$$

et où V est le volume de l'empilement, ε sa porosité et n le nombre de graviers.

En pratique, pour des empilements conséquents, un échantillon de graviers représentatif est utilisé pour déterminer V et n [84]. Toutefois, l'application de ces corrélations au procédé SEPT nécessite d'extrapoler les résultats pour un gaz différent et des plages de température importantes. Contrairement aux corrélations basées sur le nombre de Nusselt, avec lesquelles le coefficient d'échange calculé dépend de la conductivité du gaz par l'intermédiaire de l'équation II-40, ces corrélations « contiennent » déjà la conductivité du gaz. Il est donc nécessaire de les extrapoler au cas de l'argon :

$$h_{v_argon}(T_0) = h_{v_air}(T_0) \frac{k_{argon}(T_0)}{k_{air}(T_0)} \quad (\text{II-54})$$

Pour la même raison, la dépendance en température de la conductivité du gaz n'est pas prise en compte par ces corrélations. Il est donc à nouveau nécessaire d'extrapoler le coefficient d'échange volumique aux températures élevées :

$$h_{v_argon}(T) = h_{v_argon}(T_0) \frac{k_{argon}(T)}{k_{argon}(T_0)} \quad (\text{II-55})$$

Finalement, les équations II-54 et II-55 donnent le coefficient d'échange volumique pour l'argon à la température T :

$$h_{v_argon}(T) = h_{v_air}(T_0) \frac{k_{argon}(T)}{k_{air}(T_0)} \quad (\text{II-56})$$

Les nombres de Prandtl de l'air et de l'argon étant très proches, la correction à apporter peut être négligée.

La figure II-30 présente le tracé de ces différentes corrélations, en fonction du débit massique rapporté à la section de passage du gaz, G .

Comme mentionné dans la littérature, la corrélation proposée par Alanis *et al.* donne des valeurs nettement supérieures à celles proposées par les autres auteurs, alors que celle de Löff *et al.*, qui est une référence depuis plus de 50 ans [80], affiche un accord satisfaisant, et sera donc retenue.

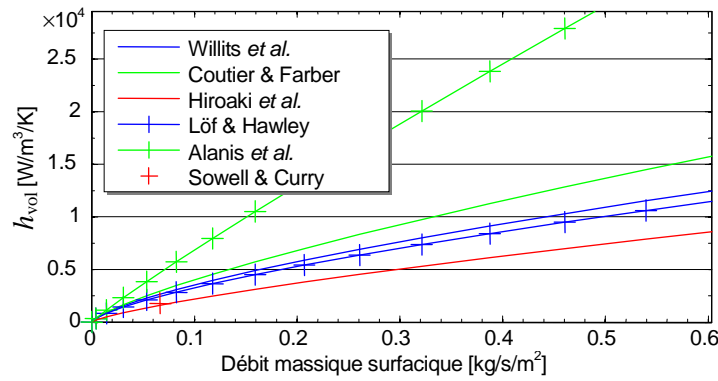


Figure II-30 : Comparaison des corrélations pour le coefficient d'échange volumique en lit de graviers.

La figure II-31 compare la corrélation d'Achenbach pour les empilements de sphères avec celle de Lof *et al.* pour les empilements de graviers, dans des conditions équivalentes.

Il apparaît que l'échange est environ quatre fois moins intense pour un empilement de graviers que pour un empilement de sphères. La forme des graviers peut expliquer une partie de cette différence. En effet, dans [85], R. Singh *et al.* étudient l'influence de la sphéricité des particules.

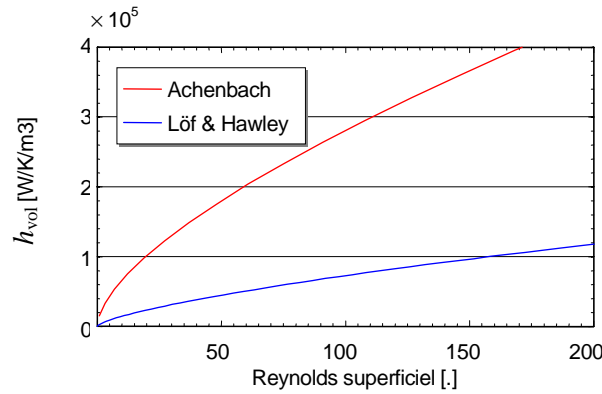


Figure II-31 : Comparaison des corrélations retenues pour un empilement de sphères (Achenbach), et pour un lit de gravier (Lof *et al.*).

La figure II-32 présente les nombres de Nusselt mesurés en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes sphéricités de particule.

On constate que le nombre de Nusselt peut varier d'un facteur deux, pour un même nombre de Reynolds, suivant la sphéricité. Il est maximum pour des sphères, et minimum pour une sphéricité de 0,8. La corrélation du nombre de Nusselt de Bird *et al.* donnée table II-2 peut être extrapolée dans le cas non-sphérique, grâce à un facteur de sphéricité ω :

$$\text{Nu} = 0.61 \text{PR}^{1/3} \text{Re}^{0.59} (6(1-\varepsilon))^{0.41} \omega^{1.41} \quad (\text{II-57})$$

où la sphéricité est définie par :

$$\omega = \frac{S_e}{S} \quad (\text{II-58})$$

où S est la surface de la particule, et S_e la surface de la sphère de même volume.

Cette corrélation est une fonction croissante de la sphéricité, ce qui est en accord avec les résultats présentés figure II-31, où l'échange est plus intense en empilement de sphère.

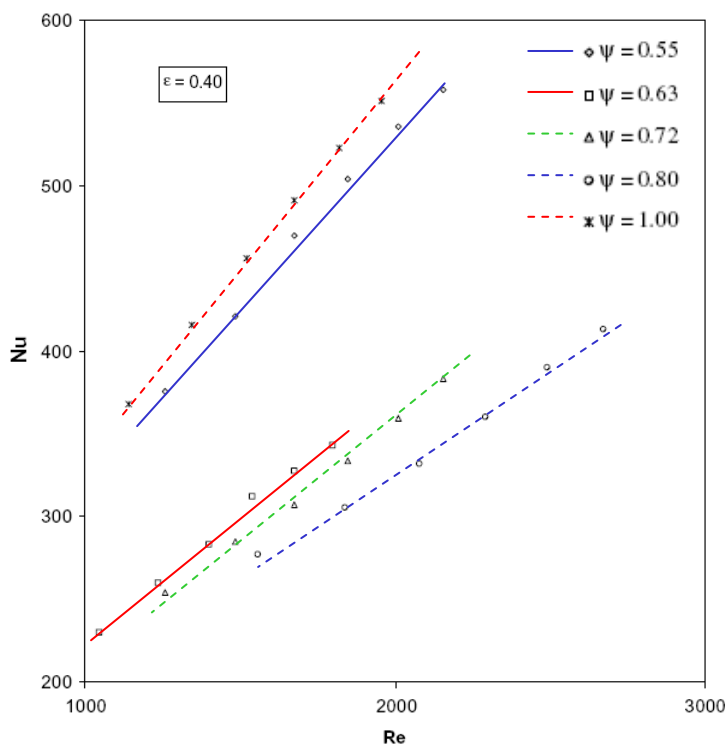


Figure II-32 : Influence du nombre de Reynolds superficiel sur le nombre de Nusselt superficiel, pour des particules de différentes sphéricités [85].

■ Pertes de pression

La littérature portant sur la perte de pression dans un milieu granulaire constitué de grains de formes arbitraires et de tailles non uniformes est peu fournie, et provient quasi-exclusivement de journaux consacrés à l'énergie solaire. Les corrélations mentionnées dans la littérature sont celles de Chandra & Willits [30], Hollands & Pott [86], McCorquodale & Annoura [20], Hollands & Sullivan [76], Sagara & Nakahara [35], et Dunkle & Ellul [87]. Ces corrélations peuvent se mettre sous la forme de l'équation d'Ergun (II-43), où les coefficients A et B sont constants ou fonctions de paramètres, comme indiqué table II-4.

Auteurs	Corrélation	Validité
Ergun [55]	$A = 150, B = 1,75$	
Hollands & Pott [86]	$A = 160\omega^{-2}, B = 3,81$	
Hollands & Sullivan [76]	$\begin{cases} A = 1330\epsilon^3/(1-\epsilon)^2 e^{-1,71K} \\ B = 36\epsilon^3/(1-\epsilon)e^{-1,71K} \end{cases}$	$0.125 < K < 0.4$ $45 < Re < 200$
Chandra & Willits [30]	$A = 185\epsilon^{0,3}/(1-\epsilon)^2, B = 1,7\epsilon^{0,3}/(1-\epsilon)$	$1 < Re < 1000$
Dunkle & Ellul [87]	$A = 1750\epsilon^3/(1-\epsilon)^2, B = 21\epsilon^3/(1-\epsilon)$	
McCorquodale <i>et al.</i> [20]	$A = 166\omega^{-2}, B = 4,74\epsilon^{3/2}$	

Table II-4 : Corrélations des coefficients A et B en empilement de graviers selon différents auteurs. K et ω sont respectivement l'uniformité de taille et la sphéricité des graviers.

K est défini par Hollands & Sullivan comme l'écart-type du spectre granulométrique (figure II-29) divisé par la taille de gravier moyen. Hélas, il n'est pas possible d'appliquer cette corrélation dans la configuration des autres études, car leurs auteurs ne donnent aucun moyen l'estimer K . Les différentes corrélations ont été comparées, dans les conditions les mieux connues qui sont celles de Hollands & Sullivan où les courbes granulométriques sont données, et où il est précisé que les graviers ont été soigneusement lavés. Il apparaît, comme mentionné dans [83], que la corrélation d'Hollands & Pott a tendance à surestimer les pertes de pression

quand on l'applique aux mesures d'autres auteurs. Cependant, on constate des disparités importantes entre les pertes de pression prédites par ces différentes corrélations, probablement liées à la caractérisation insuffisante des milieux granulaires employés. Notamment, le spectre granulométrique, la forme des graviers, et le soin avec lequel ils ont été « lavés », peuvent influencer considérablement la perte de pression, toutes choses égales par ailleurs [76].

L'équation d'Ergun (corrélation de référence en empilement de sphères uniformes) a alors été comparée aux points expérimentaux des différents auteurs, ou, lorsqu'ils ne sont pas donnés, aux corrélations appliquées dans les conditions expérimentales qui ont servi à les établir. Cela permet d'estimer la validité de l'équation d'Ergun dans différentes configurations.

La figure II-33 compare la corrélation de Chandra & Willits [30] avec l'équation d'Ergun, et indique que cette dernière sous-estime les pertes de pression pour tous les milieux granulaires employés par Chandra & Willits. En effet, les lignes continues correspondent à l'équation d'Ergun augmentée d'un facteur 1,7, et affichent un accord raisonnable. Les pertes de pression sont moins sous-estimées lorsque la porosité est faible ($\varepsilon = 0,38$, courbe noire) que lorsqu'elle est plus importante ($\varepsilon = 0,46$, courbe bleue).

La figure II-34 montre la comparaison des points expérimentaux de Hollands & Sullivan avec l'équation d'Ergun.

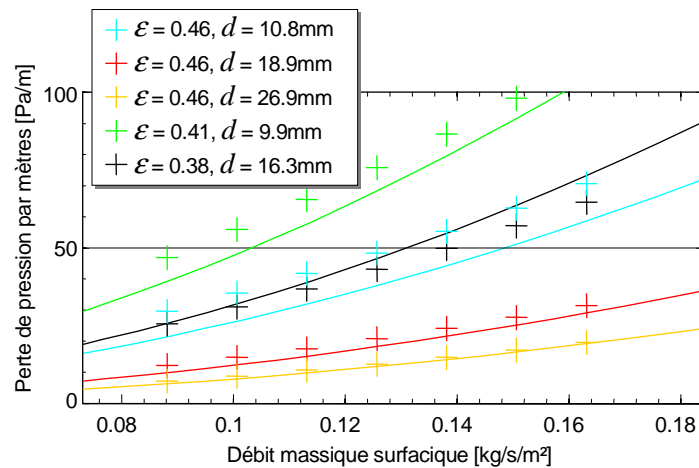


Figure II-33 : Comparaison des corrélations de Chandra et Willits [30] (points) et d'Ergun augmentée d'un facteur 1,7 (lignes continues), pour cinq des huit milieux granulaires employés par Chandra et Willits.

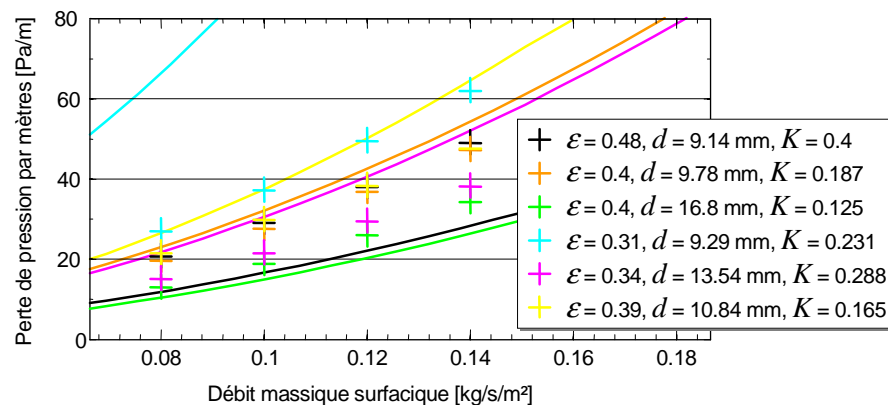


Figure II-34 : Comparaison des points expérimentaux de Hollands & Sullivan avec la corrélation d'Ergun (lignes pleines), pour six des dix milieux granulaires employés par Hollands & Sullivan.

Contrairement aux résultats de la figure II-33 (Chandra & Willits [30]), on n'observe pas de tendances générales de sous estimation pour l'équation d'Ergun, probablement parce que les milieux employés par Hollands & Sullivan sont plus variés que ceux de Chandra & Willits, en

termes de porosité et d'uniformité des tailles de grain. Les surestimations peuvent s'expliquer par le fait que les graviers utilisés par Hollands & Sullivan ont été soigneusement lavés, ce qui peut réduire notablement les pertes de pression. Les autres études ne donnent pas d'indication sur d'éventuels traitements préalables subis par les graviers.

Sur la figure II-34, l'équation d'Ergun affiche un accord satisfaisant avec les courbes correspondant aux porosités typiques des empilements de sphères (~ 0.4). Pour des porosités supérieures (0.48), elle sous-estime les pertes de pression, alors qu'elle les surestime pour des porosités inférieures (0.31). Cependant, le cas affichant une porosité de 0.34 ne rentre pas dans cette tendance, et la quantité de donnée est trop faible pour conclure, d'autant que l'uniformité des tailles, la forme des grains et leur rugosité jouent manifestement un rôle non négligeable [76].

Du point de vue de la modélisation du procédé SEPT, l'équation d'Ergun sera utilisée plutôt que les corrélations citées, car elle correspond à une configuration de référence relativement précise (sphères uniformes de porosité ~ 0.4), configuration dans laquelle de nombreux auteurs l'ont jugée satisfaisante. Une constante multiplicative permettra à l'utilisateur d'ajuster la perte de pression en fonction des données dont il dispose sur les graviers employés. Pour améliorer la confiance dans les résultats du modèle, des études expérimentales de perte de pression en fonction du débit peuvent sans trop de difficultés être effectuées sur les échantillons de graviers que l'on souhaiterait utiliser.

▪ Conductivité effective

Dans les différents articles traitants de la modélisation de « rock beds », la conduction n'est jamais estimée ni prise en compte [36], [77-79], [81], [88], sauf dans [80], où la conductivité effective du milieu granulaire est prise égale à celle de la phase solide (roches), qui vaut 0,48 W/m/K. Cependant, si ces conductivités sont proches dans certains cas, considérer qu'elles sont égales est erroné dans le cas général.

1.3 Influence de la température sur les propriétés physiques de l'argon

Les propriétés de l'argon, employé comme gaz caloporteur dans le procédé SEPT, dépendent de la température. En effet, la conductivité thermique et la viscosité varient d'un facteur ~ 3 entre la température ambiante et 1000°C, comme le montre les figures II-35 et II-36, ce qui a un impact important sur l'échange thermique et les pertes de pression, par l'intermédiaire des équations II-24, II-25 et II-26.

▪ Conductivité thermique

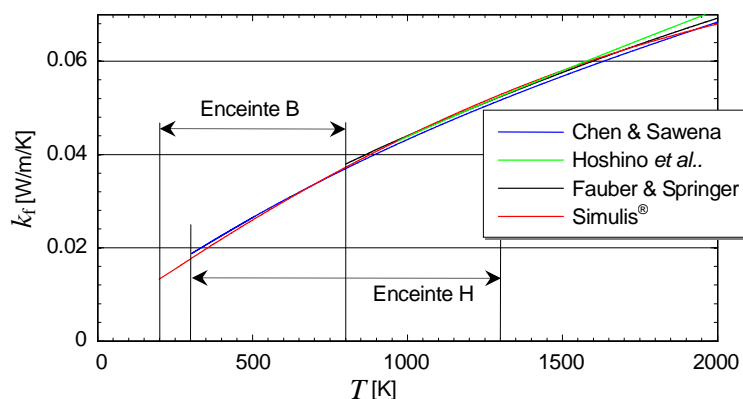


Figure II-35 : Conductivité de l'argon et plages de température typiques de chacune des enceintes. Corrélations comparées : Chen & Sawena [89], Hoshino et al [90], Fauber & Springer [91], et une corrélation obtenue avec le logiciel Simulis® de la société ProSim.

Aucune corrélation qui soit valide en dessous de 300 K n'a été trouvée, hormis les données du logiciel Simulis[®]. La corrélation obtenue avec ces données est en bon accord avec les autres corrélations, et son expression est :

$$k_f = 4 \times 10^{-3} + T \times 48 \times 10^{-6} - T^2 \times 8 \times 10^{-9} \quad (\text{II-59})$$

Cette corrélation demandant moins de ressources de calcul, son utilisation permet de gagner du temps lorsqu'elle doit être réévaluée à chaque pas de temps et à chaque volume élémentaire du modèle.

▪ Viscosité dynamique

Une corrélation donnant la viscosité de l'argon est donnée dans [92], et affiche une déviation maximum de 2% avec les résultats expérimentaux de plus de 40 auteurs. Cette corrélation est comparée à une corrélation d'expression simple, également établie grâce aux données Simulis[®] :

$$\mu = 3,72 \times 10^{-6} + T \times 67,87 \times 10^{-6} - T^2 \times 15,64 \times 10^{-9} \quad (\text{II-60})$$

La figure II-36 montre que dans la gamme de température 200-1300 K correspondant aux extrema de température du procédé SEPT, la différence relative entre les deux corrélations est inférieure à 2%.

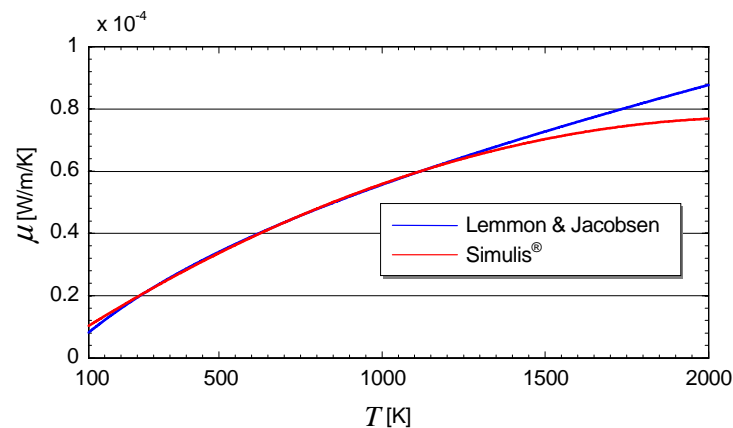


Figure II-36 : Viscosité de l'argon en fonction de la température.

1.4 Influence de la température sur les propriétés physiques du solide

La nature chimique des matériaux réfractaires employés n'étant pas précisément spécifiée, la capacité thermique et la conductivité thermique sont prises égales à leur valeur à l'ambiante. Étant donné le peu de données existant pour les matériaux envisagés dans les plages de température considérés, la prise en compte des variations nécessiterait d'effectuer des mesures spécifiques.

1.5 Turbomachines

1.5.1 Généralités

Le terme *turbomachine* désigne les machines tournantes échangeant du travail avec un fluide de façon continue, par opposition aux machines à pistons qui ont un fonctionnement périodique. Ces machines sont employées dans de nombreux secteurs industriels, que ce soit en aéronautique, dans les centrales thermiques et hydroélectriques, dans l'industrie pétrolière ou en cryogénie. Les turbomachines destinées à céder de l'énergie au fluide sont appelées *compresseur*, *pompe*, ou *ventilateur* selon les applications, alors que celles destinées à recevoir de l'énergie du fluide sont appelées *turbines*, *éoliennes*, ou *hydroliennes*, leurs ancêtres étant les moulins à vents et à eau. Étant donnée l'application visée, seules les turbines et compresseurs sont discutés dans cette section.

On parle de turbomachine « axiale » lorsque l'axe de rotation est orienté selon la direction de l'écoulement, et « centrifuge » dans le cas contraire. Les turbomachines axiales facilitent grandement la mise en série de plusieurs étages, permettant d'atteindre des rapports de pression bien plus importants. Cependant, leur coûts de fabrication et d'entretien étant élevés, ces machines sont généralement employées lorsque la densité de puissance requise, c'est-à-dire le rapport de la puissance installée sur le volume occupé, dépasse les capacités des machines centrifuges ou à piston. La figure II-37 montre une turbomachine axiale terrestre en montage, utilisée pour la compression de méthane.

Le terme *turbocompresseur* ou *turbopompe* désigne un compresseur ou une pompe qui reçoit de la turbine la totalité ou une partie de l'énergie nécessaire à la compression. Ce transfert d'énergie est généralement assuré par un arbre reliant les deux turbomachines. Dans les moteurs de voiture dits *turbocompressés*, ce terme désigne par abus de langage l'ensemble compresseur-turbine, généralement de type centrifuge, comme sur l'exemple de la figure II-38. L'énergie des gaz d'échappement est récupérée par la turbine et transmise au compresseur pour comprimer les gaz d'admission et améliorer ainsi les performances du moteur. Les gains apportés ne se font sentir qu'à partir d'un certain régime moteur, car la vitesse de rotation du turbocompresseur, et donc son rapport de pression, dépend des conditions thermodynamiques et en particulier du débit des gaz d'échappement.

Le compresseur d'un réacteur d'aviation est également un turbocompresseur, mais généralement de type axial et multi étagé. L'ensemble formé par le turbocompresseur, la chambre de combustion et la turbine est souvent appelé « turboréacteur ». Il est fréquent d'avoir deux types d'étages séparés, dits *basse pression* ou *haute pression*, chaque type étant relié par un arbre différent, comme le montre la figure II-39.

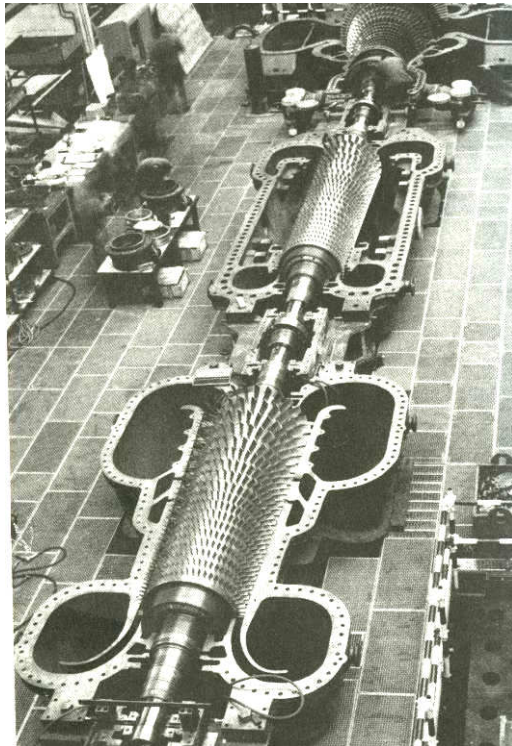


Figure II-37 : Compresseur de méthane en montage en atelier [93].

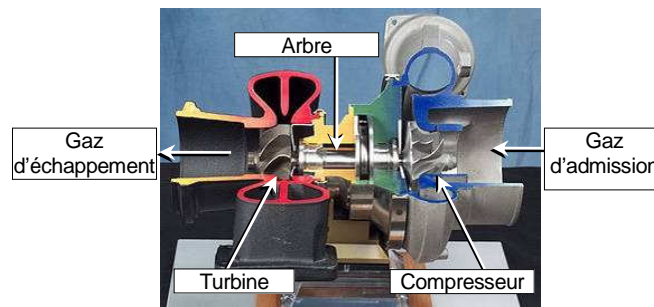


Figure II-38 : Bloc turbine-turbocompresseur fabriqué par la société Mohawk Innovative Technology. La sortie du compresseur et l'entrée de la turbine ne sont pas visibles avec cet angle de vue. Le gaz est comprimé, puis alimente le moteur, avant de subir une détente dans la turbine et être finalement rejeté dans l'environnement.

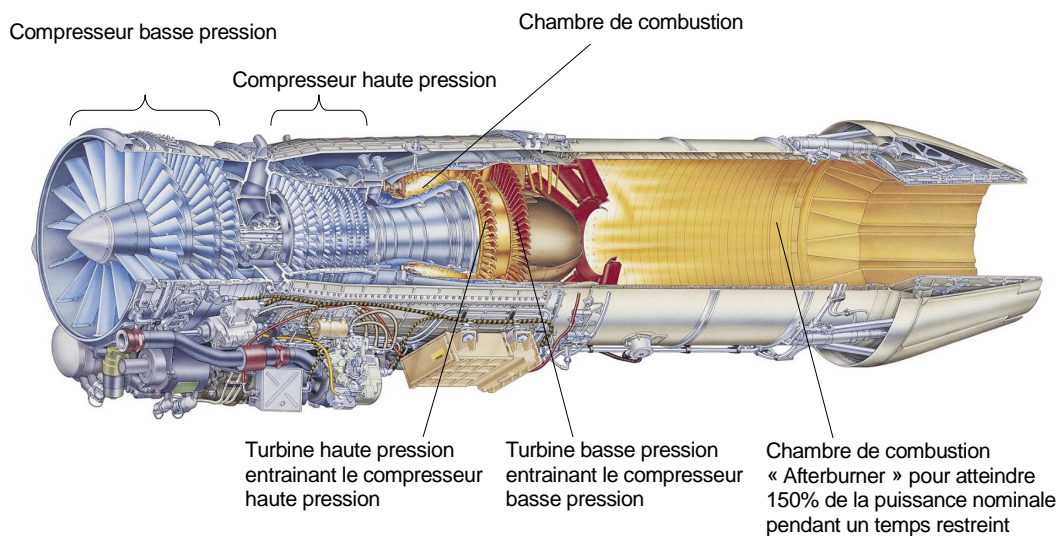


Figure II-39 : Exemple montrant la disposition des différents éléments d'un turboréacteur Volvo RM12.

Les turbopompes sont principalement utilisées dans l'aérospatiale pour alimenter le moteur principal des fusées. Une partie des ergols des propulseurs est brûlée dans une petite chambre de combustion, générant des gaz sous pression. Ces gaz alimentent ensuite une turbine qui entraîne finalement la turbopompe. L'intérêt réside dans les débits importants que l'on peut obtenir avec un encombrement réduit.

1.5.2 Analyse dimensionnelle

Généralement, le fonctionnement d'une turbomachine à un instant donné peut se résumer à 8 variables physiques indépendantes [94] :

- une dimension caractéristique, typiquement le diamètre d de la machine ;
- la vitesse de rotation N ;
- le débit massique du fluide \dot{m} ;
- le rapport $c_p/c_v = \gamma$;
- les états thermodynamiques à l'entrée et à la sortie :
 - la pression P_e et P_s ;
 - l'enthalpie h_e et h_s ;

Parmi ces 8 variables interviennent 4 unités fondamentales : masse, longueur, température et temps [94]. En appliquant le théorème d'analyse dimensionnelle de Vaschy-Buckingham, le problème peut se réduire $8 - 4 = 4$ variables adimensionnelles :

- un nombre de Mach relatif à l'écoulement :

$$\text{Ma}_{\text{deb}} = \frac{4\dot{m}\sqrt{rT_e}}{\pi d^2 P_e \sqrt{\gamma}} \quad (\text{II-61})$$

- un nombre de Mach relatif à la roue :

$$\text{Ma}_r = \frac{\pi d N}{60 \sqrt{\gamma r T_e}} \quad (\text{II-62})$$

- un rapport de pression :

$$\text{En compression : } R_p = \frac{P_s}{P_e} \quad (\text{II-63})$$

$$\text{En détente : } R_p = \frac{P_e}{P_s} \quad (\text{II-64})$$

- un rendement isentropique (rappel des équations I-9 et I-10) :

$$\text{En compression : } \eta = \frac{(h_s)_{\text{is}} - h_e}{h_s - h_e}$$

$$\text{En détente : } \eta = \frac{h_e - h_s}{h_e - (h_s)_{\text{is}}}$$

1.5.3 Grandeurs réduites

Lorsque l'on fixe le choix d'une machine et d'un fluide particulier, les nombres adimensionnels Ma_r et Ma_{deb} deviennent proportionnels à des variables réduites d'expression plus simple :

- le débit réduit :

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{m}\sqrt{T_e}}{P_e} \propto \text{Ma}_{\text{deb}} \quad (\text{II-65})$$

- et la vitesse de rotation réduite :

$$N_r = \frac{N}{\sqrt{T_e}} \propto \text{Ma}_r \quad (\text{II-66})$$

En résumé, le fonctionnement d'une turbomachine donnée peut se caractériser par :

- son débit réduit \dot{m}_r ,
- son rapport de pression R_p ,
- sa vitesse de rotation réduite N_r ,
- et son rendement isentropique η .

1.5.4 Caractéristiques

À chaque turbomachine correspond deux courbes caractéristiques : l'une reliant (\dot{m}_r, R_p, N_r) , et l'autre reliant (\dot{m}_r, η, N_r) , sous la forme de fonctions de deux variables. Afin de représenter une caractéristique de deux variables sur un même graph, il est d'usage de tracer un réseau de courbe, chaque courbe correspondant à une vitesse réduite N_r donnée. De plus, pour les compresseurs, il est courant rassembler les deux caractéristiques en superposant les courbes d'iso-rendement isentropique sur la caractéristique $(\dot{m}_r, R_p, \text{ et } N_r)$, comme le montre la figure II-40.

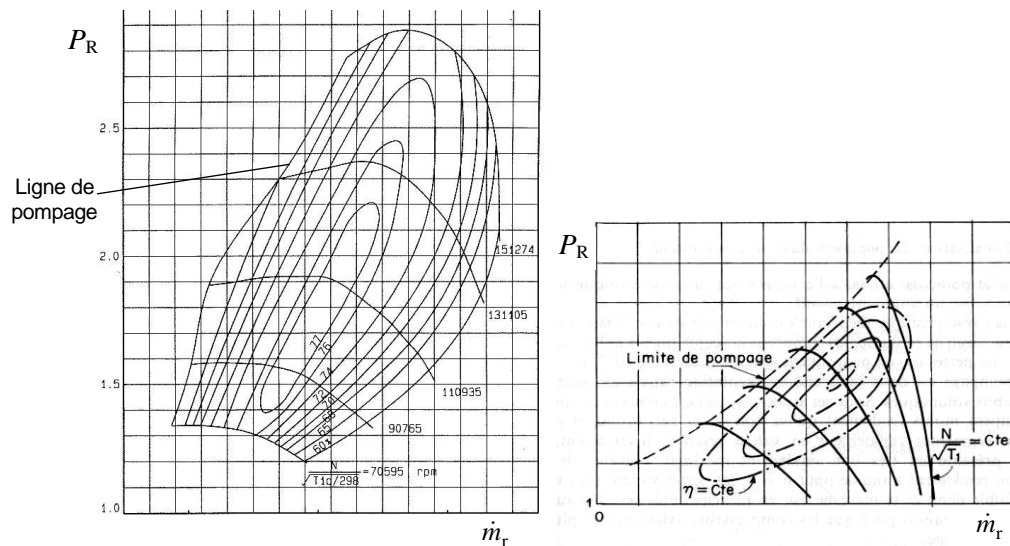


Figure II-40 : deux exemples de cartographie de compresseur [93].

À un instant donné, le fonctionnement de la turbomachine correspond à un point sur la figure II-40, appelé « point de fonctionnement ». Pour avoir un fonctionnement stable et des rendements acceptables, ce point doit rester dans une zone nominale. Une variation des conditions de température en entrée entraîne une variation du débit réduit et de la vitesse réduite par l'intermédiaire des équations II-65 et II-66, qui se traduit par une perturbation du point de fonctionnement, c'est-à-dire une perturbation du rapport de pression, du débit réduit et du rendement isentropique.

La figure II-41 donne un exemple de caractéristique de turbine. Il n'est pas d'usage, dans le cas des turbines, de tracer les courbes d'isovaleurs de rendement polytropique sur la caractéristique reliant rapport de pression et débit réduit.

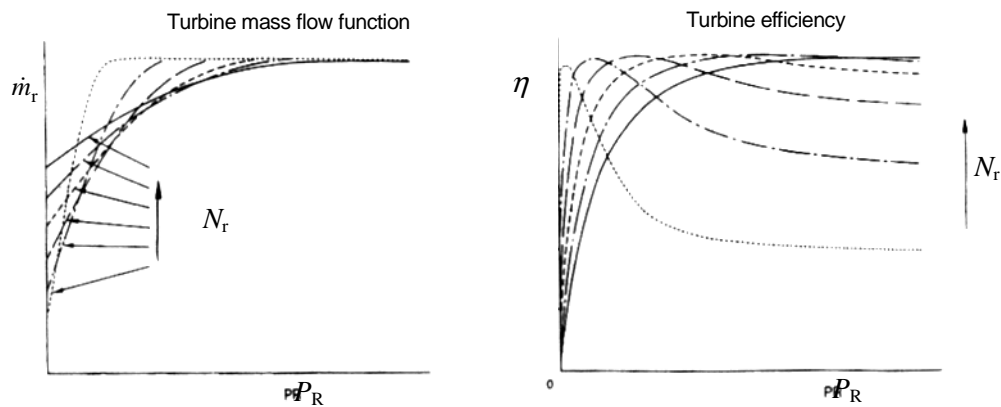


Figure II-41 : Caractéristiques typiques de turbine

Il apparaît qu'à partir d'une certaine vitesse N_r et d'un certain rapport de pression R_p , le débit réduit \dot{m}_r et le rendement isentropique η d'une turbine devient constant. Ce comportement est appréciable pour stabiliser le point de fonctionnement de la turbomachine, toutefois le débit réel reste proportionnel à la pression d'entrée par l'intermédiaire de l'équation II-65).

1.5.5 Pompage et Blocage

La ligne de la figure II-40 la plus à gauche est appelée « ligne de pompage », et définit une frontière que le point de fonctionnement ne doit pas franchir, sous peine d'entrer dans un régime de fonctionnement dangereux car fortement instable, appelé « pompage ». Ce phénomène se produit lorsque la différence de pression entre l'entrée et la sortie du compresseur est trop importante, et que ce dernier n'arrive plus à entraîner le gaz de la basse pression à la haute pression. Cela correspond à un phénomène aérodynamique de décrochage des lignes de courant le long des aubes du compresseur. Pendant une fraction de seconde, le

débit chute, voire s'inverse, atténuant la différence de pression entrée/sortie, ce qui permet aux lignes de courant de « raccrocher » temporairement, jusqu'à ce que la différence de pression soit à nouveau trop importante.

La figure II-42 illustre le phénomène en affichant la trajectoire du point de fonctionnement lors d'un pompage par simulation numérique.

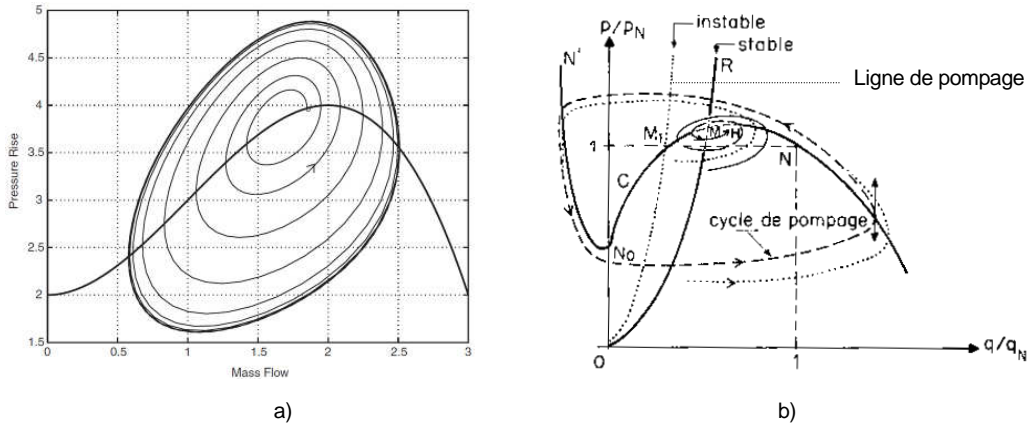


Figure II-42 : Simulation de la trajectoire du point de fonctionnement lors du pompage d'un compresseur. a) [95], b) [93].

Ce phénomène brusque et périodique peut endommager le compresseur. En pratique, l'ouverture de vannes de sécurité court-circuitant le compresseur permet de faire baisser la différence de pression entrée-sortie si un début de pompage est détecté.

Un autre phénomène, appelé blocage, correspond à un blocage sonique lorsqu'on atteint le débit limite d'étouffement, avec un nombre de Mach débitant Ma_{deb} égal à 1 [96].

1.5.6 Turbomachines en similitude

Pour une turbomachine en similitude avec une turbomachine de référence, ayant un diamètre d différent de celui de référence d_{ref} , il faut corriger la vitesse nominale par un facteur d / d_{ref} afin de conserver la même vitesse tangentielle des aubes à leur extrémité. L'expression de la vitesse réduite normée devient :

$$N_r = \frac{d}{d_{ref}} N_{r,ref} \quad (II-67)$$

L'expression du débit réduit s'écrit alors :

$$\dot{m}_r = \dot{m}_{r,ref} \left(\frac{d}{d_{ref}} \right)^2 \quad (II-68)$$

2 Description du modèle

Le modèle développé est monodimensionnel, et basé sur l'approche « volumes finis ». Il est instationnaire, étant donnée la nature transitoire du stockage. Il consiste en la résolution numérique d'un système d'équations reliant les inconnues du système. Ces inconnues sont les conditions thermodynamiques de chaque volume élémentaire, en termes de température, pression, masse et débit, plus les rendements isentropiques des turbomachines. À chaque pas de temps, ce système est résolu numériquement par la méthode de Newton-Raphson, en partant de la solution obtenue au pas de temps précédent. Le basculement d'une période à l'autre est décidé soit par un critère de durée, soit par un critère de température. Le calcul s'arrête lorsqu'un régime périodique stabilisé est atteint. La figure II-43 présente le découpage du système en volumes finis, et les connexions entre les différents composants.

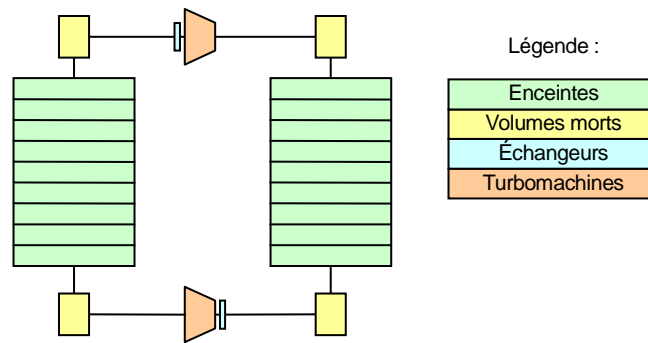


Figure II-43 : Découpage du système en volumes finis.

Les volumes morts représentent le volume des canalisations joignant les turbomachines aux enceintes. Les échangeurs et les turbomachines ne sont pas modélisés comme des volumes, mais comme des éléments ponctuels reliant variables amonts et avalés. Les enceintes sont modélisées comme un parallélépipède rectangle de section carrée.

2.1 Hypothèses et domaine de validité

Les hypothèses suivantes ont été posées :

- Problème monodimensionnel :
 - Variation transversale de température solide négligeable
- Le gaz est parfait
- Évolutions thermodynamiques :
 - Passage dans les machines : Compression/détente adiabatique irréversible
- Échanges d'énergie :
 - Isolation thermique parfaite du système
 - Aucun échange radiatif
 - Échangeurs idéaux
 - Système parfaitement étanche (conservation de la masse)
 - Longueurs d'établissement thermique négligeables
- Géométrie :
 - Enceintes de section carrée
 - Machines de type turbomachines axiales
- Écoulement :
 - Écoulement piston : pas de diffusion dans le gaz.

La validité de ces hypothèses est discutée par une analyse de l'ordre de grandeur des énergies mises en jeu.

2.1.1 Variation transversale de température solide

La température du solide, dans un volume élémentaire d'enceinte, est considérée égale à la température de la paroi. Cela revient à considérer que la résistance thermique du solide est négligeable devant celle de la surface d'échange [9]. Le rapport de la résistance thermique de conduction dans le solide par rapport à celle de l'échange convectif à la surface est traduit par le nombre de Biot (équation II-16).

Si ce nombre est largement supérieur à 1, la résistance thermique de conduction domine celle de convection, et l'hypothèse de température de la paroi uniforme n'est alors pas justifiée. Pour une matrice de canaux de porosité ε , pour un rapport d'aspect α unitaire, Bi s'exprime :

$$\text{Bi} = \frac{\text{Nu}}{2} \frac{k_f}{k_s} \left(\varepsilon^{-1/2} - 1 \right) \quad (\text{II-69})$$

La figure II-44 montre qu'en prenant k_f égale à la conductivité de l'argon, et k_s égale à 1 W/m/K, Bi est alors inférieur à 0,1 quand ε est supérieur à 0,1, ce qui est toujours le cas dans un régénérateur.

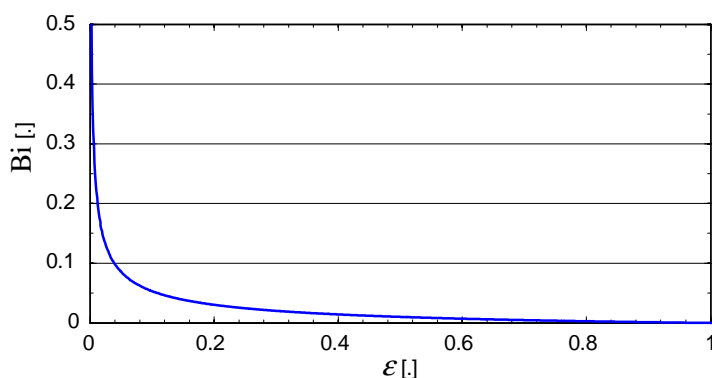


Figure II-44 : tracé de l'équation II-69 avec k_f égale à la conductivité de l'argon, et k_s égal à 1 W/m/K

L'hypothèse d'une paroi de température uniforme est donc justifiée lorsque ε est supérieur à 0.1 et que k_s est supérieur ou égale à 1 W/m/K.

2.1.2 Longueur d'établissement thermique

Le calcul de la longueur d'établissement thermique, dans le cas d'un écoulement laminaire dans un canal [47], est donné par :

– Température de paroi uniforme :

$$\frac{L_{th}}{d_h Pe} = 0,037 \quad \text{pour } Pr = 0,7 \quad (\text{II-70})$$

– Flux de chaleur pariétal uniforme :

$$\frac{L_{th}}{d_h Pe} = 0,053 \quad \text{pour } Pr = 0,7 \quad (\text{II-71})$$

Dans le cas de l'argon, aux conditions normales de température et de pression, $Pr = 0,668$ (pour la plupart des gaz $Pr \approx 0,7$). En choisissant les valeurs typiques rencontrées dans les calculs ($d_h = 1$ cm, $Re = 500$) et dans le cas le plus pessimiste (équation II-71), L_{th} est alors égal à 18,5 cm. La longueur d'établissement thermique est donc négligée devant la longueur typique d'un canal (~ 10 m).

2.1.3 Pertes thermiques des enceintes

Pour donner un ordre de grandeur des pertes thermiques E_{pertes} d'une enceinte, rapportées à l'énergie interne de l'enceinte E_{int} , on considère, pendant une durée D , une enceinte cubique de côté L , munie d'une épaisseur d'isolant l de conductivité k_i . Les matériaux réfractaires sont de porosité ε , de masse volumique ρ_s , et portés à la température T_{int} , l'environnement étant à T_{amb} , et le coefficient d'échange convectif avec l'air extérieur étant h_{ext} .

On considère la résistance thermique R_{eq} , équivalente aux résistances thermiques de conduction et de convection en série (en $m^2 \cdot K/W$) :

$$R_{eq} = R_{cond} + R_{conv} = \frac{l}{k_i} + \frac{1}{h_{ext}} \quad (\text{II-72})$$

Le flux de chaleur sortant est donc :

$$\varphi = \frac{T_{int} - T_{amb}}{R_{eq}} \quad (\text{II-73})$$

La surface d'échange s'écrit :

$$S_{ech} = 6(L + 2l)^2 \quad (\text{II-74})$$

Les pertes thermiques s'expriment :

$$E_{\text{pertes}} = S_{\text{ech}} \varphi D \quad (\text{II-75})$$

L'énergie interne est :

$$E_{\text{int}} = \rho(1 - \varepsilon)L^3 c_p T_{\text{int}} \quad (\text{II-76})$$

Finalement, les pertes relatives :

$$\frac{E_{\text{pertes}}}{E_{\text{int}}} = \frac{S_{\text{ech}} D (T_{\text{int}} - T_{\text{amb}})}{\rho(1 - \varepsilon)L^3 c_p T_{\text{int}} \left(\frac{l}{k} + \frac{1}{h} \right)} = \frac{6(L + 2l)^2 D (T_{\text{int}} - T_{\text{amb}})}{\rho(1 - \varepsilon)L^3 c_p T_{\text{int}} \left(\frac{l}{k} + \frac{1}{h} \right)} \quad (\text{II-77})$$

L'équation II-77 montre que les pertes relatives diminuent lorsque L augmente. En faisant une application numérique avec les valeurs présentées table II-5, on obtient une perte relative de l'ordre de $6.1 \times 10^9 / 1.7 \times 10^{12} = 3.58 \times 10^{-3}$. Dans les configurations où l'estimation de la perte relative est inférieure au pourcent, telles que dans cet exemple, les pertes thermiques peuvent être négligées.

Variable	Valeur
D	24 h
T_{int}	1273 K
T_{amb}	300 K
ρ	2500 kg/m ³
ε	0,44
L	10 m
c_p	950 J/K/kg
l	0,5 m
k	0,05 W/m/K
h	20 W/m ² /K (grand vent)

Table II-5 : Valeurs utilisées pour le calcul d'ordre de grandeur des pertes.

2.1.4 Gaz parfait

Un gaz réel s'éloigne du modèle gaz parfait lorsque la pression augmente ou lorsque la température diminue. Pour évaluer la validité de ce modèle, on se place dans les conditions suivantes :

- Pression : 10 Bars
- Température : 150 K
- Volume : 100 m³

Le modèle « gaz parfait » suppose que l'énergie potentielle d'interaction entre molécules est nulle. Le potentiel de Lennard-Jones pour un atome d'argon s'exprime : [97]

$$E_p = E_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right] \quad (\text{II-78})$$

où r est la distance entre deux atomes, E_0 vaut $6,85 \times 10^{-12}$ J et r_0 $3,418 \times 10^{-10}$ m.

Le nombre d'atomes est $\Omega = N_A (PV)/(RT) = 48.29 \times 10^{27}$

Le volume par atome est :

$$\bar{V} = V/\Omega = 2,07 \times 10^{-27} \text{ m}^3 \quad (\text{II-79})$$

La distance moyenne entre atome s'écrit :

$$\bar{r} = \sqrt[3]{\bar{V}} = 1,27 \times 10^{-9} \text{ m} \quad (\text{II-80})$$

L'énergie potentielle moyenne peut alors s'approcher par :

$$\overline{E_p} = E_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right] = -2.45 \times 10^{-24} \text{ J} \quad (\text{II-81})$$

L'énergie cinétique moyenne étant :

$$\overline{E_{\text{cin}}} = \frac{3k_B}{2} T = 3.1 \times 10^{-21} \text{ J} \quad (\text{II-82})$$

Le rapport de l'énergie cinétique moyenne à l'énergie potentielle moyenne est alors :

$$\frac{\overline{E_{\text{cin}}}}{\overline{E_p}} = 1.2 \times 10^3 \gg 1 \quad (\text{II-83})$$

On peut alors négliger l'interaction entre les atomes et ne considérer que les chocs. Pour des pressions inférieures à 10 bars et des températures supérieures à 150K, l'argon se comporte donc comme un gaz parfait.

2.1.5 Évolution thermique pendant les pauses

Le procédé de stockage réel devra quotidiennement stocker et déstocker dans certaines plages horaires, déterminées par le coût de l'énergie électrique au cours de la journée. Entre les périodes de stockages et de déstockages, le système est à l'arrêt pendant des durées de l'ordre de quelques heures. Le modèle ne simule pas ces périodes d'arrêt, ce qui revient à négliger la conduction thermique axiale dans les réfractaires pendant leur durée. Cette conduction axiale ayant un effet indésirable, qui est le lissage du gradient thermique axial par diffusion, il convient d'estimer son importance.

Pour donner l'ordre de grandeur de l'énergie diffusée $E_{\text{diffusion}}$ d'une enceinte, rapportées à son énergie interne E_{int} , on considère, pendant une durée D , une enceinte cubique de côté L . Les matériaux réfractaires sont de porosité ε , de masse volumique ρ , de conductivité k_s et affichent un gradient dT/dz .

La densité de flux de chaleur est donnée par la loi de Fourier (en W/m^2) :

$$\varphi = -k_s \cdot \vec{\nabla} T = -k_s \cdot \frac{dT}{dz} \quad (\text{II-84})$$

La surface d'échange, c'est-à-dire la section solide, s'exprime :

$$S_{\text{éch}} = (1 - \varepsilon)L^2 \quad (\text{II-85})$$

La quantité de chaleur diffusée est

$$E_{\text{diffusion}} = S_{\text{éch}} \varphi D = (1 - \varepsilon)L^2 k_s D \frac{dT}{dz} \quad (\text{II-86})$$

Le rapport de la quantité de chaleur diffusée sur l'énergie totale de l'enceinte s'écrit :

$$\frac{E_{\text{diffusion}}}{E_{\text{int}}} = \frac{(1 - \varepsilon)L^2 k_s D}{\rho(1 - \varepsilon)L^3 c_p T_{\text{int}}} \frac{dT}{dz} = \frac{k_s D}{\rho c_p L T_{\text{int}}} \frac{dT}{dz} \quad (\text{II-87})$$

De nouveau, ce rapport diminue lorsque L augmente. En prenant $L = 10 \text{ m}$, $D = 24 \text{ h}$, $k_s = 2 \text{ W/m/K}$, $dT/dz = 200 \text{ K/m}$, $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$, $\varepsilon = 0.44$, $c_p = 950 \text{ J/K/kg}$, et $T_{\text{int}} = 1273 \text{ K}$, on obtient $E_{\text{diffusion}}/E_{\text{int}} = 1.1 \times 10^{-3}$. Dans ces conditions, les périodes d'arrêt peuvent être négligées.

2.1.6 Échanges radiatifs

Afin de quantifier l'échange radiatif, un modèle traitant uniquement du rayonnement a été développé, dans lequel un canal de section carrée est discrétisé en N_{el} éléments, comme illustré figure II-45 a).

La température T_k de chaque élément k est considérée uniforme, et les surfaces émettrices S_k , constituées des quatre faces de chaque élément, sont supposées être des corps gris obéissant à la loi de Lambert (rayonnement isotrope).

Le bilan radiatif pour une surface S_k est illustré figure II-45 b). Dans le cas présent, les surfaces sont considérées parfaitement opaques, le flux transmis est donc nul.

Chaque surface S_k rayonne un flux net φ_{k_net} , différence du flux partant φ_k et incident φ_{k_inc} :

$$\varphi_{k_net} = \varphi_k - \varphi_{k_inc} \quad (\text{II-88})$$

φ_{k_net} est égal en valeur absolue au flux absorbé, mais de signe contraire.

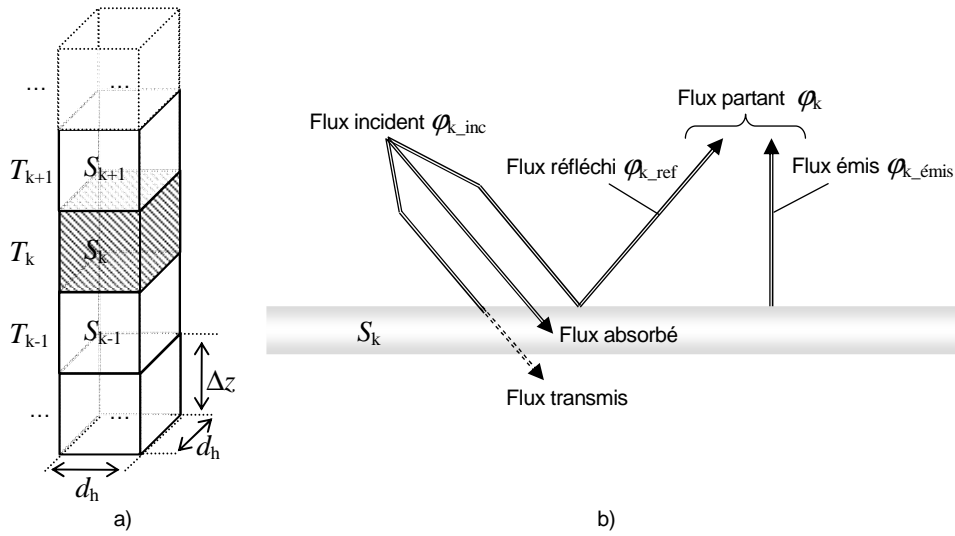


Figure II-45 : a) Géométrie considérée b) Schéma de bilan radiatif

Le flux incident φ_{inc} est la somme des flux partant de toutes les surfaces S_j vers la surface S_i :

$$\varphi_{k_inc} = \sum_{j=1}^{N_{el}+2} F_{ij} \varphi_j \quad (\text{II-89})$$

où F_{ij} est le facteur de forme de la surface i vers j , donné par :

$$F_{ij} = \frac{1}{S_i} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\cos(\theta_i) \cos(\theta_j)}{\pi R^2} dS_i dS_j \quad (\text{II-90})$$

où R est la distance entre dS_i et dS_j , formant les angles d'incidences θ_i et θ_j .

L'espace interne étant clos, la somme des coefficients d'une ligne de \mathbf{F} vaut 1 :

$$\sum_j F_{ij} = 1 \quad (\text{II-91})$$

De plus, F_{ji} est le produit de F_{ij} et du rapport des surfaces j et i :

$$F_{ij} = \frac{S_j}{S_i} F_{ji} \quad (\text{II-92})$$

Le flux émis par une surface s'exprime par la loi de Stephan :

$$\varphi_{k_émit} = \xi \sigma T_k^4 \quad (\text{II-93})$$

Le flux réfléchi est le produit du flux incident et de la réflectivité, égal à $1-\xi$ pour un corps gris :

$$\varphi_{k_ref} = (1-\xi)\varphi_{k_inc} \quad (\text{II-94})$$

Le flux partant φ_k est la somme de ce flux émis et du flux réfléchi :

$$\varphi_k = \xi \sigma T_k^4 + (1-\xi)\varphi_{k_inc} = \xi \sigma T_k^4 + (1-\xi) \sum_{j=1}^N F_{kj} \varphi_j \quad (\text{II-95})$$

Il est pratique d'exprimer cette relation matriciellement :

$$\boldsymbol{\Phi} = \xi \sigma \mathbf{T}^4 + (1-\xi) \mathbf{F} \boldsymbol{\Phi} \quad (\text{II-96})$$

$\boldsymbol{\Phi}$ est alors la solution du système linéaire :

$$\mathbf{A} \boldsymbol{\Phi} = \mathbf{B} \quad (\text{II-97})$$

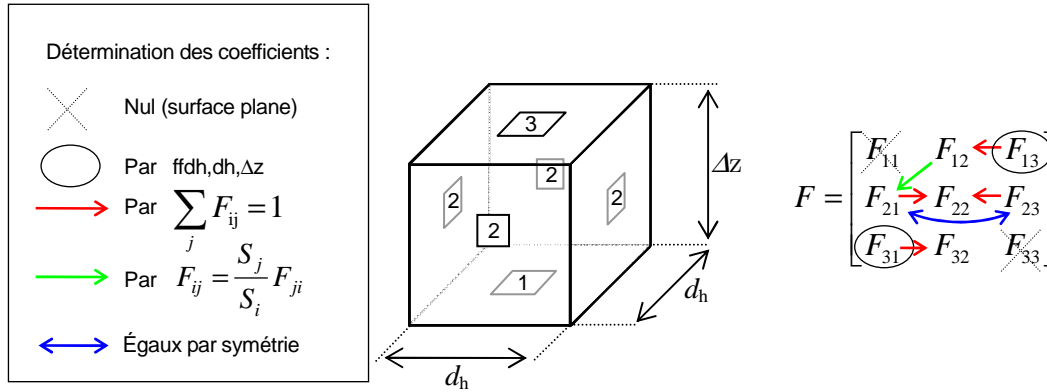
où $\mathbf{A} = \mathbf{Id} - (1-\xi) \mathbf{F}$ et $\mathbf{B} = \xi \sigma \mathbf{T}^4$

Finalement, le flux net rayonné par chaque surface S_i s'exprime :

$$\varphi_{k_net} = \frac{\xi}{1-\xi} (\sigma T_k^4 - \Phi_k) \quad (\text{II-98})$$

Ce flux est fonction de l'émissivité du matériau, des températures, et des facteurs de forme. Autrement dit, connaissant la géométrie, l'émissivité et le profil de température dans un canal, l'ensemble des flux thermiques peut être calculé.

La matrice de facteur de forme est d'abord explicitée dans le cas le plus simple, c'est-à-dire un parallélépipède rectangle de section carrée, correspondant à $N_{el} = 1$, illustré sur la figure II-46.



La surface 1 étant plane, F_{11} est nul, alors que F_{13} correspond à un cas dont il existe une expression analytique (rectangles face à face), qu'on notera $ff_{X,Y,L}$, dont le tracé est donné figure II-47.

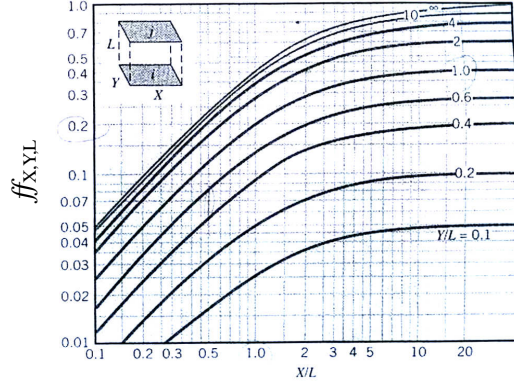


Figure II-47 : Facteur de forme de deux faces opposées d'un parallélépipède rectangle [98].

Dans le cas $N_{el} = 1$, $F_{13} = ff_{dh,dh,\Delta z}$. L'équation II-91 permet d'expliciter F_{12} , égal à $1 - F_{13}$. D'après l'équation II-92 F_{21} est alors le produit de F_{12} et du rapport des surfaces 1 et 2. Le problème étant symétrique par rapport au plan médian des surfaces 1 et 3, les facteurs F_{23} et F_{12} sont égaux. F_{22} est alors connu, égal à $1 - F_{21} - F_{23}$.

Une fois que \mathbf{F} a été déterminée pour $N_{el} = 1$, il est possible de résoudre le cas $N_{el} = 2$ par la même méthode, et grâce aux coefficients du cas $N_{el} = 1$. L'expression de F_{13} , F_{23} , et F_{24} du cas $N_{el} = 2$ est alors connue, permettant de résoudre le cas $N_{el} = 3$, comme le montre la figure II-48.

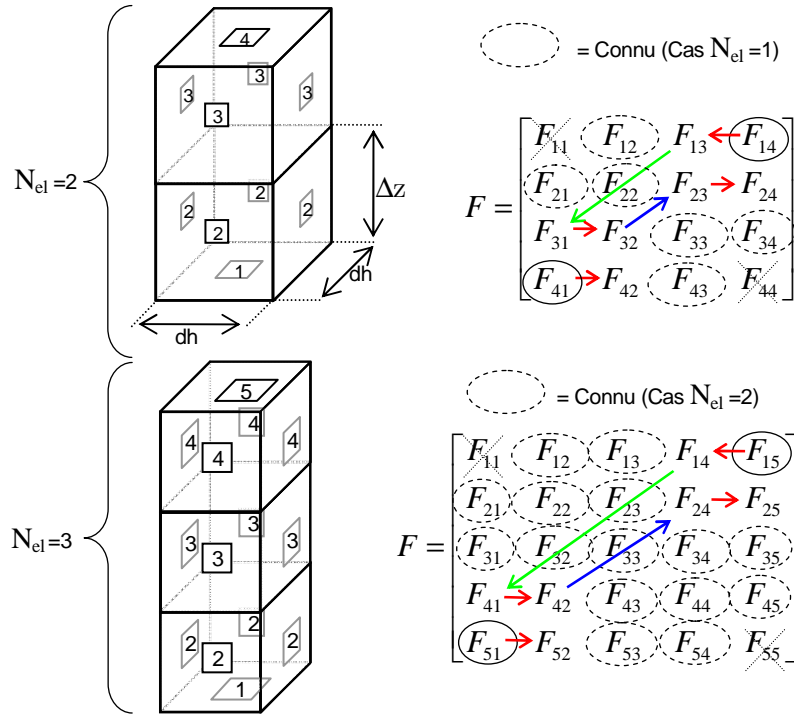


Figure II-48 : Schéma des cas $N_{el} = 2$ et $N_{el} = 3$.

A partir de $N_{el} = 3$, une récurrence est identifiée, permettant d'exprimer \mathbf{F} pour un nombre quelconques d'étages :

$$\begin{cases} \text{Si } i = j, F_{ij} = 1 - \frac{1}{2} \frac{d_h}{\Delta z} (1 - ff_{d_h, d_h, \Delta z}) \\ \text{Si } i = 1, F_{ij} = ff_{d_h, d_h, (j-2)\Delta z} - ff_{d_h, d_h, (j-1)\Delta z} \\ \text{Si } i \neq j, F_{ij} = \frac{1}{4} \frac{d_h}{\Delta z} (ff_{d_h, d_h, (|i-j|+1)\Delta z} - 2ff_{d_h, d_h, |i-j|\Delta z} + ff_{d_h, d_h, (|i-j|-1)\Delta z}) \end{cases} \quad (\text{II-99})$$

avec la convention $\forall x > 0, y > 0, ff_{x,y,0} = 1$, $|i - j|$ étant le nombre d'étages séparant deux niveaux.

Pour vérifier la validité de cette méthode d'obtention des facteurs de forme, l'équation II-90 a été intégrée numériquement jusqu'à $|i - j| = 9$. Les matrices obtenues vérifient le système II-99 et l'équation II-91. Une fois les flux ϕ_{k_net} calculés, par résolution du système linéaire II-96, et de l'équation II-98, la somme des puissances émises, égale à la somme des produits $S_i \times \phi_{k_net}$, est nulle (inférieure à 10^{-12} W) conformément à la condition d'espace intérieur clos.

La convergence de la méthode numérique a été vérifiée, et n'est satisfaisante qu'avec des éléments dont la dimension longitudinale (d_h) est au moins deux fois la dimension axiale (Δz). Autrement dit, le nombre N_{el} d'éléments doit être supérieur à $2L/d_h$ (typiquement, $N_{el} = 2000$).

Pour les calculs suivants, le profil de température et les paramètres géométriques sont issus de résultats affichant un gradient thermique important et localisé.

Les paramètres de ce cas sont :

- Diamètre hydraulique du canal : 4 mm;
- Longueur du canal : 10,5 m ;
- Émissivité des surfaces : 0,5 (valeur typique pour une les céramiques)

Le flux de convection peut s'exprimer :

$$\phi_{convection} = h(T_p - T_f) \quad (\text{II-100})$$

La figure II-49 superpose le résultat de flux thermique net rayonné obtenu avec le profil de température utilisé pour le calcul présentant un gradient thermique important. Le flux de convection calculé par l'équation II-100 grâce aux profils de température extraits du cas étudié est également tracé et montre que dans un tel cas le comportement thermique est largement dominé par la convection. En effet, le flux de rayonnement ne dépasse pas $0,23 \text{ W/m}^2$ alors que le flux convectif atteint 42 W/m^2 , et vaut 16 W/m^2 en moyenne.

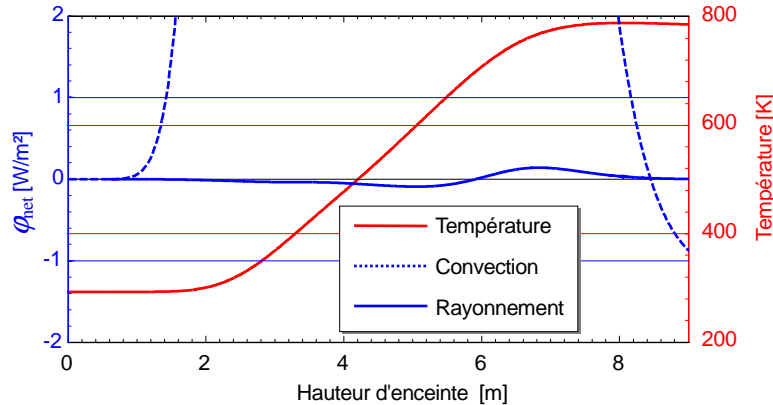


Figure II-49 : Comparaison des flux thermiques de convection et rayonnement.

Les puissances totales de rayonnement et de convection dans le canal s'expriment :

$$\phi_{rayonnement\ total} = \int_0^L |\phi_{rayonnement}(z)| dz \quad (\text{II-101})$$

$$\phi_{convection\ total} = \int_0^L |\phi_{convection}(z)| dz \quad (\text{II-102})$$

Le rapport du flux radiatif sur le flux de convection vaut 0,27%, ce qui justifie dans un tel cas l'hypothèse de rayonnement négligeable.

Il est intéressant de noter que, pour un profil de température fixé, le rayonnement est une fonction croissante du diamètre hydraulique d_h . En effet, augmenter d_h réduit les angles d'incidences d'une face à une autre, ce qui contribue à augmenter le rayonnement. On pourrait donc croire qu'il existe un diamètre hydraulique d_h à partir duquel le rayonnement n'est plus négligeable. Cependant, le profil de température n'est pas fixé, car il est le résultat du transfert convectif qui dépend également de d_h : en règle générale, augmenter d_h diminue l'intensité de l'échange et donc le gradient thermique.

Finalement, augmenter d_h contribue d'une part à accroître le rayonnement (angle d'incidence entre les surfaces), mais d'autre part à le réduire (diminution du gradient thermique). L'augmentation du diamètre hydraulique n'est donc pas nécessairement accompagnée d'un rayonnement plus important.

2.1.7 Convection naturelle

Dans un fluide soumis à des forces de pesanteur, les différences de température au sein du fluide entraînent des différences de masse volumique qui se traduisent par une poussée d'Archimède non-uniforme. Ce phénomène connu sous le nom de convection naturelle peut avoir une influence significative sur l'écoulement qui nécessite d'être estimée.

Lorsque le fluide se refroidit en descendant ou se réchauffant en montant, la différence de poussée d'Archimède augmente la vitesse du gaz près de la paroi par rapport à un cas en apesanteur. On parle alors d'écoulement « aidant » (aiding flow) [99]. Dans le cas contraire, la vitesse du gaz près de la paroi diminue par rapport à un cas en apesanteur, et on parle d'écoulement « opposant » (opposing flow), comme l'illustre la figure II-50. Dans le cas du procédé SEPT, l'écoulement est systématiquement « aidant », car le gaz se réchauffe en montant et se refroidit en descendant que ce soit en stockage ou en déstockage.

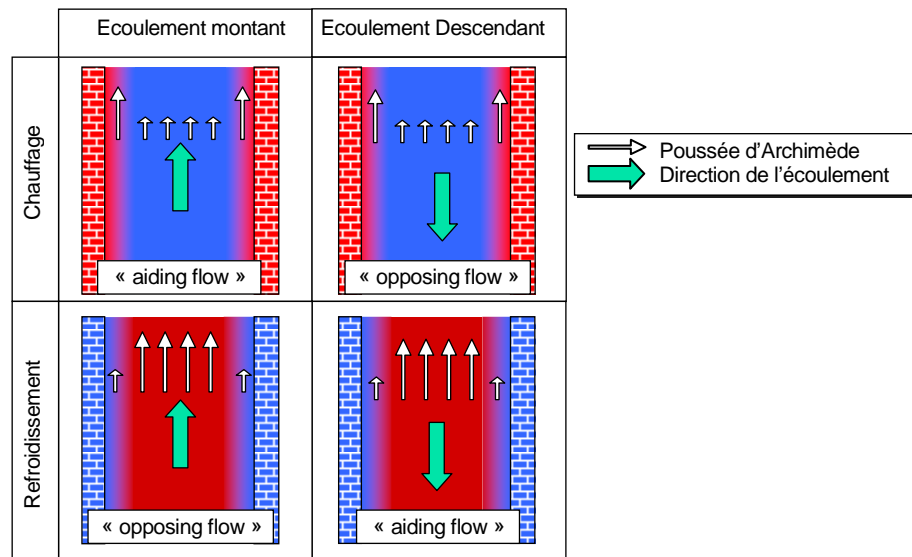


Figure II-50 : Illustration du phénomène de convection naturelle dans un canal.

La figure II-51 présente le nombre de Nusselt obtenu dans un canal vertical en fonction du nombre de Rayleigh qui quantifie les forces de convection ramenées aux forces visqueuses. Cette figure montre l'influence de la convection : l'échange thermique est augmenté en écoulement aidant et diminué en écoulement opposant, d'autant plus que le nombre de Rayleigh est grand.

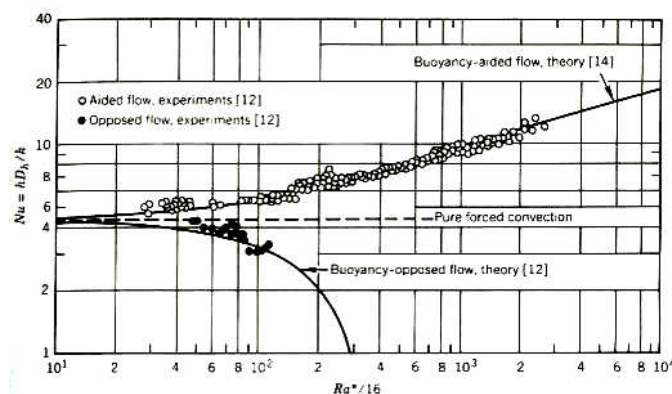


Figure II-51 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh dans un canal vertical [99].

Plusieurs calcul CFD 3D ont donc été effectués à l'aide du logiciel commercial FLUENT pour estimer l'influence de la convection naturelle dans les conditions du cas de référence industriel du procédé SEPT défini par la suite. Ces calculs permettent d'obtenir le champ de température au sein du fluide, en imposant le flux thermique pariétal présenté sur la figure II-52 a) ainsi que la température d'entrée du gaz et son débit. Le profil thermique axial (température moyenne dans le plan normal à l'écoulement) a été calculé et se montre identique au profil de la modélisation du procédé SEPT sur la figure II-52 b).

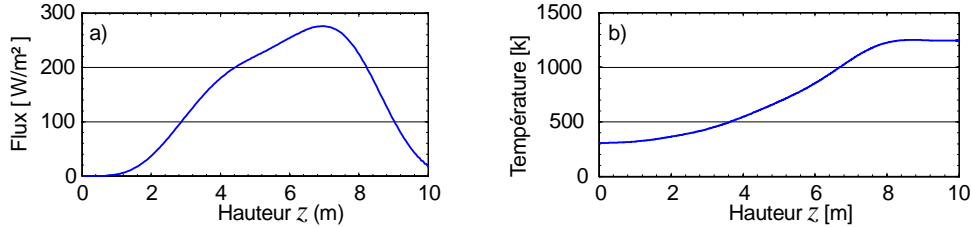


Figure II-52 : a) Flux thermique pariétal en fonction de la hauteur, b) température moyenne du gaz en fonction de la hauteur.

La comparaison des profils de vitesse transverses obtenus en situation de stockage avec une gravité nulle et une gravité terrestre, présenté sur la figure II-53 à différentes hauteurs z , met en évidence l'influence de la convection naturelle dans ces conditions. Les profils obtenus en situation de déstockage sont similaires et ne sont donc pas présentés.

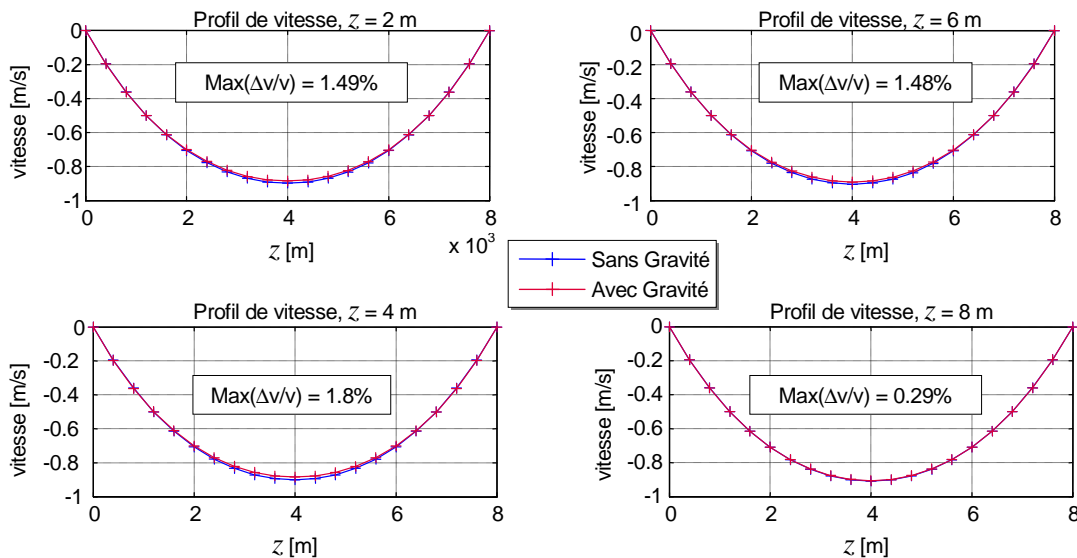


Figure II-53 : Comparaison des profils de vitesse transverses en situation de stockage avec et sans gravité, à différentes hauteurs.

Ces résultats montrent que l'influence de la pesanteur reste très faible dans ces conditions, ce qui indique que la convection naturelle peut être négligée dans la modélisation du procédé. Bien sûr, la validité de cette hypothèse n'est assurée que dans des conditions proches du cas de référence.

2.2 Équations

2.2.1 Équations dans les enceintes

Les équations utilisées dans la modélisation du procédé SEPT sont les lois habituelles de thermohydraulique monodimensionnelle. Pour alléger les notations, les grandeurs physiques correspondant au fluide n'ont pas d'indice « f », seules les grandeurs associées au solide ont un indice « s ».

▪ Loi de conservations :

– Conservation de la masse de gaz :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-103})$$

– Conservation de l'énergie du gaz (enthalpie) : h

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v h)}{\partial z} = \frac{h_{\text{vol}}}{\varepsilon} (T_s - T) \quad (\text{II-104})$$

avec $h = c_p T$, or c_p est indépendant de la température pour un gaz parfait monoatomique tel que l'argon. L'équation II-104 devient :

$$c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + c_p \frac{\partial(\rho v T)}{\partial z} = \frac{h_{\text{vol}}}{\varepsilon} (T_s - T) \quad (\text{II-105})$$

– Conservation de l'énergie du solide (enthalpie) :

$$c_{p,s} \frac{\partial(\rho_s T_s)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right) = \frac{h_{\text{vol}} (T - T_s)}{1 - \varepsilon} \quad (\text{II-106})$$

– Pertes de pression :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = - \frac{f_D}{d_h} \frac{\rho v^2}{2} \quad (\text{II-107})$$

▪ Loi de comportement

$$P = \rho r T \quad (\text{II-108})$$

où $r = c_p - c_v = R/M_m$

2.2.2 Expressions de h_{vol} , f_D et k_{eff}

Comme mentionné précédemment, selon la géométrie de la matrice solide du régénérateur, les expressions de h_{vol} , f_D et k_{eff} diffèrent.

▪ Canaux

En canaux rectangulaires droits, la géométrie est donnée figure II-54.

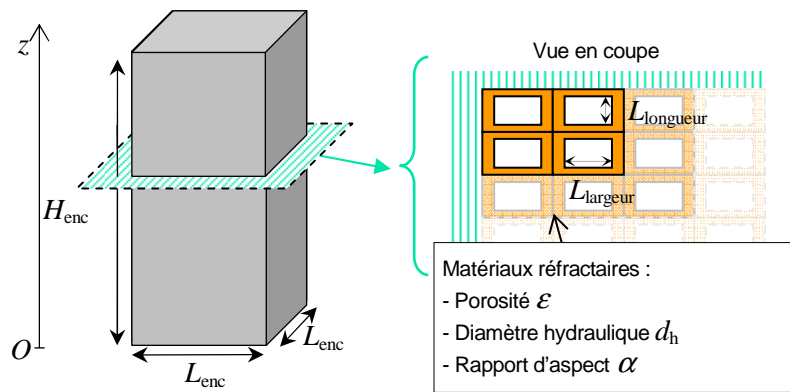


Figure II-54 : Paramètres géométriques des enceintes et des canaux

Dans cette géométrie, on a :

- le coefficient d'échange volumique, d'après l'équation II-41 :

$$h_{\text{Vol}} = h \frac{S_{\text{éch}}}{\Delta V} = \frac{4\varepsilon k_f \text{Nu}_h}{d_h^2} \quad (\text{II-109})$$

où d_h est donné dans l'équation II-28 :

$$d_h = 2 \frac{L_{\text{longueur}} L_{\text{largeur}}}{L_{\text{longueur}} + L_{\text{largeur}}} = \frac{2\alpha}{1 + \alpha} L_{\text{longueur}}$$

- Nu_h est donné par l'équation II-31 :

$$\text{Nu}_h = 7,541 (1 - 2,610\alpha + 4,970\alpha^2 - 5,119\alpha^3 + 2,702\alpha^4 - 0,548\alpha^5)$$

- le facteur de friction est donné par l'équation II-30 :

$$f_D = 4\text{Re}^{-1} \times 24 (1 - 1,3553\alpha + 1,9467\alpha^2 - 1,7012\alpha^3 + 0,9564\alpha^4 - 0,2537\alpha^5)$$

- la conductivité effective du solide est donnée par l'équation II-32 :

$$k_{\text{eff}_s} = k_s (1 - \varepsilon)$$

▪ Empilement de sphères

Dans cette géométrie, la corrélation d'Achenbach (table II-2) a été retenue lors de l'étude bibliographique (section II.1.2), mais son utilisation dans un modèle numérique utilise la majorité des ressources de calcul du fait des 5 fonctions puissance à recalculer pour chaque élément et à chaque pas de temps. Étant donnée sa forte similarité avec la corrélation de Satterfield & Resnick sur les figures II-21 et II-22, cette dernière, qui ne contient qu'une fonction puissance à recalculer, a été utilisée en substitution, montrant des différences insignifiantes entre les résultats :

$$\text{Nu} = 0,922 \times \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_{\text{sup}}^{0,66} \quad (\text{extrait de la table II-2})$$

- le coefficient d'échange volumique, conformément à l'équation II-41 :

$$h_{\text{Vol}} = k_f \frac{\text{Nu}_{\text{SR}}(\text{Re}_{\text{sup}})}{d} S_{\text{spé}} \quad (\text{II-110})$$

- le facteur de friction, conformément à l'équation II-45 :

$$f_D = 2(A/\text{Re}_h + B)$$

avec les coefficients d'Ergun originaux $A = 150$ et $B = 1,75$.

- la conductivité effective est majorée à 2 W/m/K , conformément aux considérations de la section II.1.2.

▪ Empilement de graviers

Dans cette géométrie, la corrélation de Löff (table II-3) a été retenue lors de l'étude bibliographique (section II.1.2) :

- le coefficient d'échange volumique est directement donné par :

$$h_{\text{Vol}_{\text{Höf}}} = 652 \left(\frac{G}{d_e} \right)^{0,7}$$

- le facteur de friction est augmenté d'un facteur 1,7 par rapport aux sphères pour prendre en compte l'augmentation des pertes de pression en graviers, d'après les résultats de Willits :

$$f_D = 1,7 \times 2(A/\text{Re}_h + B) \quad (\text{II-111})$$

- la conductivité effective est majorée à 2 W/m/K.

2.2.3 Équations des échangeurs

Les équations utilisées sont très simples, et correspondent à des échangeurs idéaux : conservation du débit, de la pression (aucune pertes de pression), et température de sortie égale à la température de consigne de l'échangeur, quel que soit la température d'entrée.

Les équations correspondant aux échangeurs sont donc :

- la conservation du débit :

$$\dot{m}_e = \dot{m}_s \quad (\text{II-112})$$

- l'égalité des pressions amonts et avals :

$$P_e = P_s \quad (\text{II-113})$$

- la température de sortie imposée :

$$T_s = T_{\text{consigne}} \quad (\text{II-114})$$

La puissance thermique échangée par l'échangeur est alors :

$$\mathcal{P} = \dot{m} c_p (T_{\text{consigne}} - T_e) \quad (\text{II-115})$$

2.2.4 Compression/détente d'un gaz parfait

En plus des deux équations caractéristiques de chaque turbomachine, une équation correspondant à la compression (ou détente) adiabatique irréversible d'un gaz parfait (équation I-13 et I-14) relie les températures d'entrée et de sortie de la turbomachine, en fonction de son rapport de pression, du rapport γ du gaz, et de son rendement isentropique instantané. Une quatrième équation d'égalité des débits entrants et sortants vient clore le système.

- Rapport des températures d'entrée et de sortie :
 - compression (équation I-13) :

$$T_{\text{sortie}} = T_{\text{entrée}} \left(1 + \frac{\psi - 1}{\eta} \right)$$

- détente (équation I-14) :

$$T_{\text{sortie}} = T_{\text{entrée}} \left[1 + \eta \left(\frac{1}{\psi} - 1 \right) \right]$$

- Égalité du débit amont et aval :

$$\dot{m}_e = \dot{m}_s = \dot{m} \quad (\text{II-116})$$

2.2.5 Équations des turbomachines

Ces équations relient simplement les caractéristiques des turbomachines en grandeurs réduites, définies en II.1.4, aux grandeurs réelles dans le système, en termes de débits, pressions, températures et vitesse de rotation.

$$\text{Compression : } \frac{P_e}{P_s} = R_p(\dot{m}_r, N_r) \quad (\text{II-117})$$

$$\eta = \eta(\dot{m}_r, N_r) \quad (\text{II-118})$$

$$\text{Détente : } \dot{m}_r = \dot{m}_r \left(\frac{P_s}{P_e}, N_r \right) \quad (\text{II-119})$$

$$\eta = \eta \left(\frac{P_s}{P_e}, N_r \right) \quad (\text{II-120})$$

où \dot{m}_r et N_r sont donnés équations II-65 et II-66 :

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{m} \sqrt{T_e}}{P_e}$$

$$N_r = \frac{N}{\sqrt{T_e}}$$

2.3 Caractéristiques des turbomachines

Dans le cadre du projet SETHER lié au procédé SEPT, une méthode de reconstruction de caractéristique a été développée par l'École des Mines de Paris et l'ONERA. Les caractéristiques relient (\dot{m}_r, P_r, N_r) et (\dot{m}_r, η, N_r) , sous la forme de fonctions de deux variables. Elles sont implémentées comme des polynômes d'une variable (N_r), dont les coefficients sont eux-mêmes des polynômes de la seconde variable. (\dot{m}_r ou P_r).

Par exemple :

$$\text{fonction}(x, y) = a_0(y) + a_1(y)x + a_2(y)x^2 \quad (\text{II-121})$$

où a_0 , a_1 et a_2 sont les coefficients polynomiaux d'ordres respectifs 0, 1 et 2 :

$$\begin{cases} a_0(y) = a_{00} + a_{01}y + a_{02}y^2 \\ a_1(y) = a_{10} + a_{11}y + a_{12}y^2 \\ a_2(y) = a_{20} + a_{21}y + a_{22}y^2 \end{cases} \quad (\text{II-122})$$

En pratique, les valeurs de ces coefficients sont le résultat d'ajustements par optimisation de type « moindres carrés », réalisés par R. Gicquel à partir de cartographies fournies par l'ONERA adaptées aux conditions thermodynamiques du procédé. Pour les compresseurs (stockage, déstockage), ces cartographies proviennent de calculs CFD réalisés sur la géométrie d'un étage de compresseur existant.

On définit une vitesse réduite, ramenée à la vitesse réduite nominale N_{nom} de la machine, notée \hat{N}_r , et appelée « vitesse réduite normée » :

$$\hat{N}_r = \frac{N_r}{N_{r,\text{nom}}} \quad (\text{II-123})$$

où $N_{r,\text{nom}}$ est une vitesse réduite *nominale*, devant donc vérifier :

$$N_{r,\text{nom}} = \frac{N_{\text{nom}}}{\sqrt{T_{\text{nom}}}} \quad (\text{II-124})$$

où T_{nom} est la température d'entrée nominale de la machine, et N_{nom} sa vitesse de rotation nominale.

Par conséquent, l'équation II-123 peut s'écrire :

$$\hat{N}_r = \frac{N}{N_{\text{nom}}} \sqrt{\frac{T_{\text{nom}}}{T}} \quad (\text{II-125})$$

2.3.1 Cas des turbomachines en similitude

Pour des turbomachines en similitudes, ayant un diamètre $d_{\text{désiré}}$ différent de celui d'origine d_{origine} , il faut corriger la vitesse nominale par un facteur $d_{\text{origine}}/d_{\text{désiré}}$ afin de conserver la même vitesse radiale des aubes à leur extrémité. L'expression de la vitesse réduite normée devient :

$$\hat{N}_r = \frac{d_{\text{désiré}}}{d_{\text{origine}}} \frac{N}{N_{\text{nom}}} \sqrt{\frac{T_{\text{nom}}}{T}} \quad (\text{II-126})$$

et l'expression du débit réduit :

$$\dot{m}_r = \dot{m} \frac{\sqrt{T_e}}{P_e} \left(\frac{d_{\text{origine}}}{d_{\text{désiré}}} \right)^2 \quad (\text{II-127})$$

Pour un jeu de coefficients polynomiaux donnés, la modification des paramètres $d_{\text{désiré}}$ et T_{nom} donnera une turbomachine différente, mais en similitude. Il est ainsi possible de jouer sur les débits réels des machines en ajustant $d_{\text{désiré}}$, ce qui nécessite généralement d'ajuster la vitesse N pour ne pas trop s'éloigner de la vitesse de rotation nominale corrigée $N_{\text{nom}} \times d_{\text{origine}} / d_{\text{désiré}}$.

Par contre, les paramètres N_{nom} et d_{origine} ne doivent pas être modifiés car ils correspondent à la machine d'origine ayant servi à établir les coefficients polynomiaux.

2.3.2 Compresseur

▪ Ligne de pompage et de blocage

Les lignes de pompage et de gavage délimitent la zone de validité pour le point de fonctionnement. On notera x_{surge} et y_{surge} deux fonctions de \hat{N}_r , dont le tracé $y_{\text{surge}}(\hat{N}_r)$ en fonction de $x_{\text{surge}}(\hat{N}_r)$ donne la ligne de pompage (ligne bleue sur la figure II-55). x_{surge} est donc homogène à un débit réduit, et y_{surge} à un rapport de pression. De même le tracé de x_{block} en fonction de y_{block} donne la ligne de blocage (ligne verte sur la figure II-55). À une vitesse \hat{N}_r donnée, la limite inférieure de validité du débit réduit est $x_{\text{surge}}(\hat{N}_r)$, et sa limite supérieure est $x_{\text{block}}(\hat{N}_r)$.

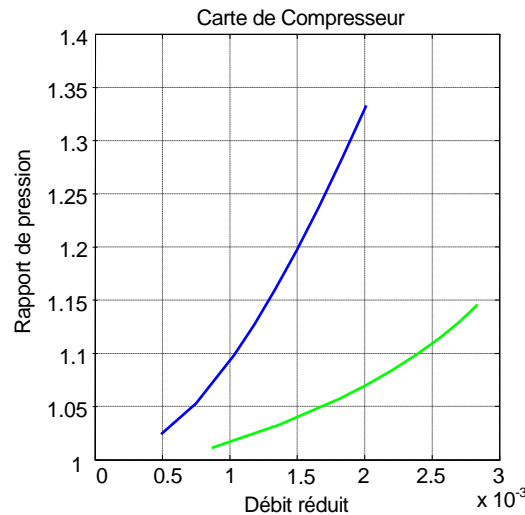


Figure II-55 : Exemple de ligne de pompage (bleue) et de blocage (verte) pour un étage.

Les fonctions x_{surge} et y_{surge} sont des polynômes de la vitesse réduite normée \hat{N}_r :

$$\begin{cases} x_{\text{surge}}(\hat{N}_r) = a_{x_{\text{surge}_0}} + a_{x_{\text{surge}_1}} \hat{N}_r + a_{x_{\text{surge}_2}} \hat{N}_r^2 \\ y_{\text{surge}}(\hat{N}_r) = a_{y_{\text{surge}_0}} + a_{y_{\text{surge}_1}} \hat{N}_r + a_{y_{\text{surge}_2}} \hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-128})$$

Pour chaque vitesse, on peut alors définir un débit réduit normé et un rapport de pression normé :

$$\hat{m}_r = \frac{\dot{m}_r}{x_{\text{surge}}} \quad (\text{II-129})$$

$$\hat{R}_p = \frac{R_p}{y_{\text{surge}}} \quad (\text{II-130})$$

On définit de la même façon x_{block} et y_{block} , dont le tracé donnera la ligne de blocage :

$$\begin{cases} x_{\text{block}}(\hat{N}_r) = a_{x_block_0} + a_{x_block_1}\hat{N}_r + a_{x_block_2}\hat{N}_r^2 \\ y_{\text{block}}(\hat{N}_r) = a_{y_block_0} + a_{y_block_1}\hat{N}_r + a_{y_block_2}\hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-131})$$

▪ Caractéristique $R_p(\hat{m}_r, \hat{N}_r)$

On définit quatre coefficients a, b, c, et d, qui sont également des polynômes de la vitesse réduite normée :

$$\begin{cases} a_{Rp_0}(\hat{N}_r) = a_{Rp_00} + a_{Rp_01}\hat{N}_r + a_{Rp_02}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_1}(\hat{N}_r) = a_{Rp_10} + a_{Rp_11}\hat{N}_r + a_{Rp_12}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_2}(\hat{N}_r) = a_{Rp_20} + a_{Rp_21}\hat{N}_r + a_{Rp_22}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_3}(\hat{N}_r) = a_{Rp_30} + a_{Rp_31}\hat{N}_r + a_{Rp_32}\hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-132})$$

Le rapport de pression normé \hat{R}_p s'exprime alors :

$$\hat{R}_p(\hat{m}_r, \hat{N}_r) = a_{Rp_0}(\hat{N}_r) + a_{Rp_1}(\hat{N}_r)\hat{m}_r + a_{Rp_2}(\hat{N}_r)\hat{m}_r^2 + a_{Rp_3}(\hat{N}_r)\hat{m}_r^3 \quad (\text{II-133})$$

Le rapport de pression réel R_p est :

$$R_p(\hat{m}_r, \hat{N}_r) = \hat{R}_p(\hat{m}_r, \hat{N}_r) \times y_{\text{surge}}(\hat{N}_r) \quad (\text{II-134})$$

▪ Caractéristique $\eta(\hat{m}_r, \hat{N}_r)$

On définit quatre coefficients a_1 , a_2 , a_3 , et a_4 , qui sont là encore des polynômes de la vitesse réduite normée :

$$\begin{cases} a_{\eta_0}(\hat{N}_r) = a_{\eta_00} + a_{\eta_01}\hat{N}_r + a_{\eta_02}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_1}(\hat{N}_r) = a_{\eta_10} + a_{\eta_11}\hat{N}_r + a_{\eta_12}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_2}(\hat{N}_r) = a_{\eta_20} + a_{\eta_21}\hat{N}_r + a_{\eta_22}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_3}(\hat{N}_r) = a_{\eta_30} + a_{\eta_31}\hat{N}_r + a_{\eta_32}\hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-135})$$

Le rendement isentropique est alors donné par :

$$\eta(\hat{m}_r, \hat{N}_r) = a_{\eta_0}(\hat{N}_r) \sin[a_{\eta_1}(\hat{N}_r)\hat{m}_r + a_{\eta_2}(\hat{N}_r)] + a_{\eta_3}(\hat{N}_r)\hat{m}_r \quad (\text{II-136})$$

▪ Valeur des paramètres :

Avec cette modélisation, un compresseur est donc modélisé par un jeu de 39 paramètres :

- 12×3 coefficients polynomiaux,
- sa vitesse nominale,
- sa température nominale,
- son diamètre d'origine.

En stockage, les paramètres du compresseur proposé par l'ONERA sont :

- vitesse nominale : 1672 tours/min
- température nominale : 750K
- diamètre d'origine : 4 mètres
- coefficients polynomiaux : (annexe : table 1)

En déstockage les paramètres du compresseur sont :

- vitesse nominale : 1203 tours/min
- température nominale : 200K
- diamètre d'origine : 3,1 mètres.
- coefficients polynomiaux : (annexe : table 2)

▪ Tracés des caractéristiques

Sur les figures suivantes, les données de l'ONERA sont les points en rouge, alors que les lignes bleues sont construites avec la méthode de reconstitution présentée.

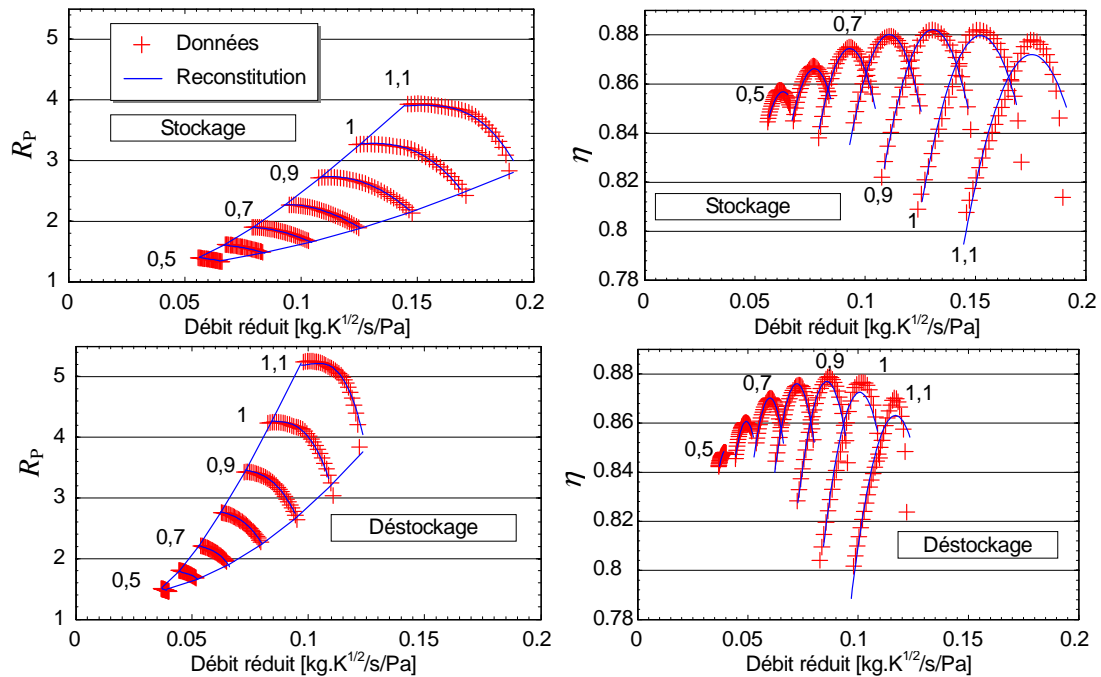


Figure II-56 : Caractéristiques des compresseurs de stockage et de déstockage, avec la vitesse normalisée variant de 0,5 à 1,1

2.3.3 Turbine

Les axes étant différents et les courbes n'ayant pas les mêmes allures (voir II.1.4), les équations ne sont pas tout à fait les mêmes. Les turbines ne sont pas contraintes par une zone de validité comme le compresseur, ce qui simplifie le traitement. Un seul jeu de coefficients a été fourni pour les deux turbines, autrement dit, les turbines utilisées en stockage et en déstockage sont en similitude et ne diffèrent que par leur diamètre et leur vitesse.

▪ Caractéristique $\dot{m}_r(R_p, \hat{N}_r)$

On définit quatre coefficients a, b, c et d :

$$\begin{cases} a_{Rp_0}(\hat{N}_r) = a_{Rp_00} + a_{Rp_01}\hat{N}_r + a_{Rp_02}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_1}(\hat{N}_r) = a_{Rp_10} + a_{Rp_11}\hat{N}_r + a_{Rp_12}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_2}(\hat{N}_r) = a_{Rp_20} + a_{Rp_21}\hat{N}_r + a_{Rp_22}\hat{N}_r^2 \\ a_{Rp_3}(\hat{N}_r) = a_{Rp_30} + a_{Rp_31}\hat{N}_r + a_{Rp_32}\hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-137})$$

Le débit réduit s'exprime alors :

$$\dot{m}_r(R_p, \hat{N}_r) = a_{Rp_0}(\hat{N}_r) + a_{Rp_0}(\hat{N}_r)R_p^{-1} + a_{Rp_0}(\hat{N}_r)R_p^{-2} + a_{Rp_0}(\hat{N}_r)R_p^{-3} \quad (\text{II-138})$$

En réalité, cette caractéristique n'a pas été fournie sous forme de débit réduit mais de débit réel. Le débit réel est donc ramené à un débit réduit par un facteur qui dépend des conditions de fonctionnement nominales voulues pour la machine : en stockage, les conditions thermodynamiques d'entrée dans la turbine sont 3 bars et 300 K, alors qu'elles sont de 4 bars et 1200 K en déstockage :

$$\text{constante}_{\text{Stockage}} = \frac{300000}{\sqrt{300}} = 17321 \frac{\text{Pa}}{\text{K}^{1/2}} \quad (\text{II-139})$$

$$\text{constante}_{\text{Déstockage}} = \frac{400000}{\sqrt{1200}} = 11547 \frac{\text{Pa}}{\text{K}^{1/2}} \quad (\text{II-140})$$

Cela revient à dire que la machine a été conçue pour ces conditions.

▪ Caractéristique $\eta(R_p, \hat{N}_r)$

On définit sept coefficients :

$$\begin{cases} a_{\eta_0}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-00}} + a_{\eta_{-01}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-02}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_1}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-10}} + a_{\eta_{-11}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-12}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_2}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-20}} + a_{\eta_{-21}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-22}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_3}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-30}} + a_{\eta_{-31}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-32}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_4}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-40}} + a_{\eta_{-41}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-42}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_5}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-50}} + a_{\eta_{-51}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-52}}\hat{N}_r^2 \\ a_{\eta_6}(\hat{N}_r) = a_{\eta_{-60}} + a_{\eta_{-61}}\hat{N}_r + a_{\eta_{-62}}\hat{N}_r^2 \end{cases} \quad (\text{II-141})$$

Le rendement isentropique est alors donnée par :

$$\eta(R_p, \hat{N}_r) = a_{\eta_0}(\hat{N}_r) + \frac{a_{\eta_1}(\hat{N}_r)}{1/R_p - a_{\eta_4}(\hat{N}_r)} + \frac{a_{\eta_2}(\hat{N}_r)}{(1/R_p - a_{\eta_5}(\hat{N}_r))^2} + \frac{a_{\eta_3}(\hat{N}_r)}{(1/R_p - a_{\eta_6}(\hat{N}_r))^3} \quad (\text{II-142})$$

▪ Valeur des paramètres :

Avec cette modélisation, une turbine est donc modélisée par un jeu de 36 paramètres :

- sa vitesse nominale : 13 000 tours/min,
- sa température nominale : 288 K,
- son diamètre d'origine : 0.468 m,
- et 11×3 coefficients polynomiaux : (annexe : table 3)

Le débit de la turbine d'origine est trop faible pour le procédé SEPT, mais on peut obtenir un débit adapté en jouant sur le diamètre de la machine par l'intermédiaire de l'équation II-127. La condition de similitude impose alors de changer la vitesse de rotation conformément à l'équation II-126, pour garder la même vitesse tangentielle périphérique des aubes, mais aussi pour tenir compte de la différence entre la température nominale de la machine initiale (288K) et la température de fonctionnement voulue (~1250K).

▪ Tracés des caractéristiques

La figure II-57 présente les caractéristiques correspondant aux paramètres de la table 3 donnée en annexe. La caractéristique $\dot{m}_r(R_p, \hat{N}_r)$ est représentée sous la forme $\hat{N}_r \times \dot{m}_r(R_p, \hat{N}_r)$, sans quoi les courbes se superposent et ne sont pas distinguables, avec \hat{N}_r variant de 0,6 à 1,3.

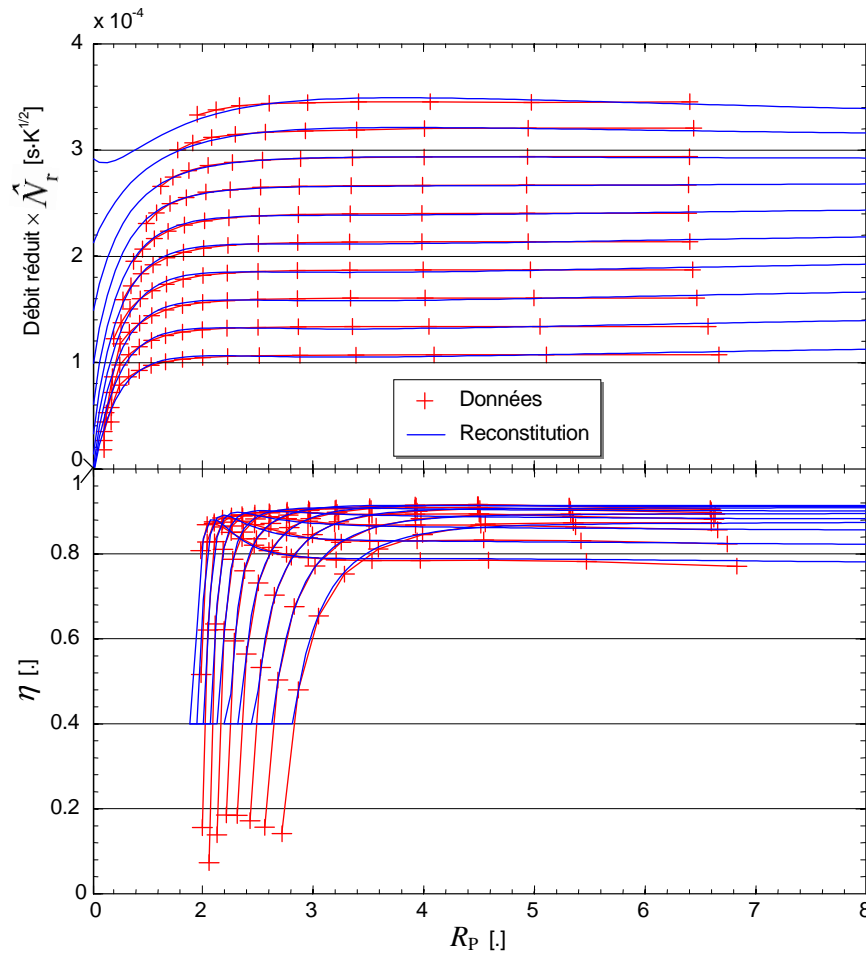


Figure II-57 : Caractéristique de rendement isentropique reconstituée, avec $0.6 < \hat{N}_r < 1.3$

2.4 Modèle numérique

2.4.1 Discrétisation des enceintes

Le schéma de discrétisation utilisé est de type « volumes finis », implicite, centré d'ordre 2 en espace, et d'ordre 1 en temps. Le terme « volumes finis » indique que les équations II-103 à 108 sont intégrées sur des volumes élémentaires, permettant aux bilans de masse et d'énergie d'être respectés exactement quel que soit le nombre d'éléments, dans la mesure où la résolution des équations est exacte [100]. C'est pourquoi les méthodes de ce type sont dites conservatives.

Étant donné qu'une résolution numérique n'est pas exacte, les bilans sont respectés avec une certaine précision. La masse totale de gaz est contrôlée par rapport à la valeur initiale tout au long du calcul avec une précision de 10^{-4} . Les bilans d'énergie sur chaque pas de temps et depuis le début de la période en cours sont contrôlés avec la même précision.

Dans les paragraphes suivants, l'exposant n correspond au $n^{\text{ième}}$ pas de temps, alors que l'indice k correspond au $k^{\text{ième}}$ élément. Le pas d'espace est uniforme, autrement dit tous les éléments ont le même volume, hormis les volumes morts présentés figure II-43.

Les inconnues dans un élément sont :

- la température du fluide T ,
- la température du solide T_s ,
- le débit entrant de fluide \dot{m}
- la masse de fluide m
- la pression du fluide P

L'indice « f » a été omis des propriétés du fluide pour alléger les notations.

La figure II-58 montre les positions des inconnues dans les volumes : elles sont placées au centre, à l'exception des débits qui sont placés à la frontière, ce qui est couramment employé en CFD pour éviter certains problèmes d'instabilités [100].

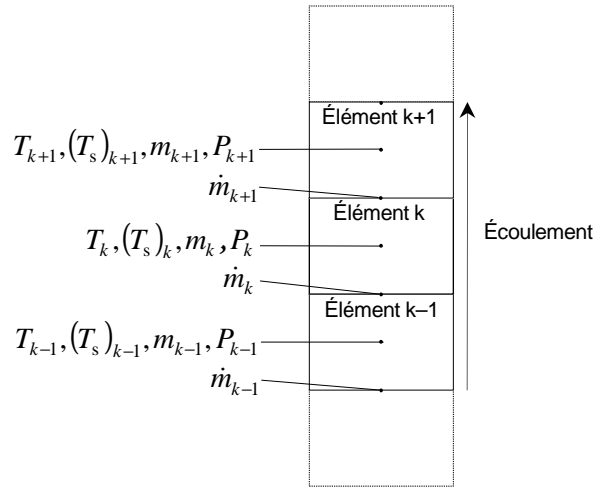


Figure II-58 : Position des inconnues dans les volumes élémentaires.

▪ Équations de conservation

– Masse de gaz :

$$\frac{m_k^{n+1} - m_k^n}{\Delta t} + \dot{m}_{k+1}^{n+1} - \dot{m}_k^{n+1} = 0 \quad (\text{II-143})$$

– Énergie du gaz : (enthalpie)

$$c_p \underbrace{\frac{T_k^{n+1} m_k^{n+1} - T_k^n m_k^n}{\Delta t}}_{\text{Transitoire}} + c_p \underbrace{\left(\dot{m}_{k+1}^{n+1} \frac{T_k^{n+1} + T_{k+1}^{n+1}}{2} - \dot{m}_k^{n+1} \frac{T_{k-1}^{n+1} + T_k^{n+1}}{2} \right)}_{\text{Transport}} + \underbrace{V_k h_{\text{Vol}} (T_k^{n+1} - (T_s)_k^{n+1})}_{\text{Echange convectif gaz-solide}} = 0 \quad (\text{II-144})$$

où V_k est le volume de l'élément k en cours de calcul ($V_k = V_{f,k} + V_{s,k}$), et h_{Vol} est défini à la section II.2.2 en fonction de la géométrie.

– Énergie du solide : (enthalpie)

$$\underbrace{V_{s,k} \rho_s c_s \frac{(T_s)_k^{n+1} - (T_s)_k^n}{\Delta t}}_{\text{Transitoire}} - \underbrace{V_{s,k} k_{\text{eff},s} \frac{(T_s)_{k+1}^{n+1} - 2(T_s)_k^{n+1} + (T_s)_{k+1}^{n+1}}{\Delta z^2}}_{\text{Conduction}} + \underbrace{V_k h_{\text{Vol}} ((T_s)_k^{n+1} - T_k^{n+1})}_{\text{Echange convectif gaz-solide}} = 0 \quad (\text{II-145})$$

où $k_{\text{eff},s}$ est défini section II.2.2 en fonction de la géométrie.

– Pertes de pression :

$$\frac{P_k^{n+1} - P_{k-1}^{n+1}}{\Delta z} + f_D \frac{\rho v^2}{2d_h} = 0 \quad (\text{II-146})$$

où f_D est défini section II.2.2 est fonction de la géométrie.

▪ Loi de comportement :

$$P_k^{n+1} V_k - m_k^{n+1} r T_k^{n+1} = 0 \quad (\text{II-147})$$

Le caractère implicite de la discrétisation se traduit par la présence de variables d'indice n uniquement dans les termes transitoires, et nécessite un algorithme de résolution du système \mathbf{S} formé par les équations II-143 à 147, et II-112 à 120.

2.4.2 Méthode numérique

Lorsqu'un système d'équation est linéaire, une méthode telle que celle du pivot de Gauss donne immédiatement sa solution \mathbf{X}_{sol} . Cependant, pour un système non-linéaire tel que le nôtre, la résolution est nécessairement itérative, et requiert un point initial \mathbf{X}_0 , permettant de calculer le système linéaire équivalent $\mathbf{S}_{\mathbf{X}_0}^{\text{lin}}$ en ce point. La résolution de $\mathbf{S}_{\mathbf{X}_0}^{\text{lin}}$ donne alors le point \mathbf{X}_1 , qui est une meilleure approximation de la solution \mathbf{X}_{sol} que \mathbf{X}_0 , dans la mesure où \mathbf{X}_0 est suffisamment proche de \mathbf{X}_{sol} .

\mathbf{X}_1 peut alors être utilisé comme nouveau point de départ, donnant le système $\mathbf{S}_{\mathbf{X}_1}^{\text{lin}}$ ayant une solution \mathbf{X}_2 et ainsi de suite. Dans la mesure où le système \mathbf{S} est bien posé, la suite de points $\mathbf{X}_0, \dots, \mathbf{X}_m$ converge vers \mathbf{X}_{sol} .

Cette méthode, connue sous le nom de *méthode de Newton-Raphson*, est couramment employée pour résoudre les systèmes non linéaires, et présente une bonne vitesse de convergence. La figure II-59 illustre cette méthode dans un cas monodimensionnel où le système se résume à une équation, que l'on peut toujours mettre sous la forme $f(x) = 0$. Pour cet exemple, la fonction f a deux racines x_{sol_1} et x_{sol_2} .

$\mathbf{S}_{\mathbf{X}_0}^{\text{lin}}$ s'exprime alors :

$$f_{x_0}^{\text{lin}}(x) = f'(x_0)(x - x_0) + f(x_0) = 0 \quad (\text{II-148})$$

où $f'(x_0)$ est la dérivée de f en x_0 .

L'équation II-148 n'est autre que le développement limité de f en x_0 à l'ordre 1. La solution x_1 s'écrit donc :

$$x_1 = x_0 - \frac{f(x_0)}{f'(x_0)} \quad (\text{II-149})$$

La figure II-59 illustre également l'importance du choix du point x_0 , qui dans cet exemple conduit à la solution x_{sol_1} , mais un choix différent aurait pu conduire à x_{sol_2} .

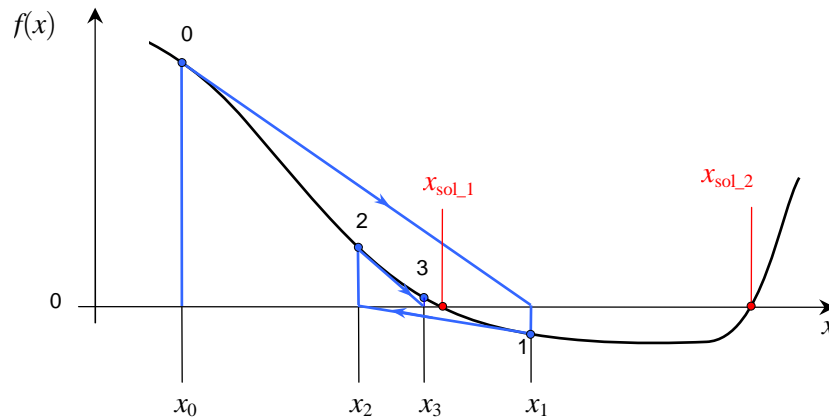


Figure II-59 : Illustration de la méthode de Newton-Raphson en dimension 1.

Dans le cas multidimensionnel d'un système de I équations à I inconnues, l'inconnue x devient un vecteur \mathbf{X} à I composante x_i , correspondant chacune à une inconnue du système. De même, f devient une fonction vectorielle \mathbf{F} à I composantes f_i , correspondant chacune au résidu d'une équation du système \mathbf{S} . Chaque f_i dépendant donc d'un certain nombre d'inconnues x_i . L'équation II-149 devient le système linéaire $\mathbf{S}_{\mathbf{X}_0}^{\text{lin}}$, qui peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{J}(\mathbf{X}_0) \times (\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_0) = \mathbf{F}(\mathbf{X}_0) \quad (\text{II-150})$$

où $\mathbf{J}(\mathbf{X}_0)$ est la *matrice jacobienne* au point \mathbf{X}_0 , équivalente à $f'(x_0)$ dans l'équation II-149.

Cette matrice s'écrit :

$$J_{ij}(\mathbf{X}_0) = \frac{\partial f_i(\mathbf{X}_0)}{\partial x_j} \quad (\text{II-151})$$

La résolution se fait itérativement, jusqu'à ce que la condition d'arrêt soit respectée :

$$\mathbf{X}_{m+1} - \mathbf{X}_m \leq Tol \times \mathbf{X}_{m+1} \quad (\text{II-152})$$

où m est le numéro de l'itération de Newton, et Tol est la tolérance de la méthode de Newton-Raphson, valant typiquement 10^{-6} .

Une fois la condition d'arrêt respectée, on a également $F(\mathbf{X}_m) \approx \mathbf{0}$. La solution \mathbf{X}_m est retenue comme solution au temps t_n actuel, notée \mathbf{X}_n . La solution \mathbf{X}_{n+1} correspondant au temps t_{n+1} sera le résultat d'une nouvelle résolution par itérations de Newton-Raphson.

Dans la modélisation du procédé SEPT, la grande majorité des coefficients du Jacobien sont nuls car chaque fonction f_i ne dépend que de quelques inconnues « voisines » x_i . Numériquement, l'utilisation de matrices creuses (*sparse matrix*) dans lesquelles seuls les coefficients non nuls sont stockés permet de gagner considérablement en temps de calcul et en utilisation mémoire. La résolution du système linéaire « creux » de l'équation II-150 nécessite alors des algorithmes spécialisés, provenant habituellement de la librairie « BLAS » (Basic Linear Algebra Subprograms) [101], comme c'est le cas avec le logiciel Matlab. Toutefois, la librairie « KLU » [102] a été employée car elle est plus rapide avec les matrices creuses à très faible remplissage, ce qui est généralement le cas avec un modèle monodimensionnel.

2.4.3 Initialisation

Pour un pas de temps Δt suffisamment petit, le système évolue peu entre t_n et t_{n+1} . \mathbf{X}_n est alors une approximation suffisante de la solution \mathbf{X}_{n+1} , et peut être utilisé comme vecteur initial de la méthode de Newton-Raphson au temps t_{n+1} .

Cependant, le premier pas de temps du calcul ne peut être initialisé ainsi, et une solution initiale approchée doit être calculée. Pour ce faire, des conditions uniformes de pression, débit, et température sont imposées dans chaque enceinte, et les pertes de pression sont ignorées. Le système d'équation possède alors une solution analytique. On calcule d'abord la masse totale de gaz dans le système, qui restera constante tout au long du calcul :

$$m_{\text{tot_init}} = \frac{P_{\text{init}}}{r} \left(\frac{V_{\text{tot_H}}}{T_{\text{init_H}}} + \frac{V_{\text{tot_B}}}{T_{\text{init_B}}} \right) \quad (\text{II-153})$$

où $T_{\text{init_H}}$ et $T_{\text{init_B}}$ sont les températures initiales des enceintes H et B, et P_{init} est la pression qui règne dans le système lorsque les turbomachines sont à l'arrêt et que les pressions P_H et P_B sont égales.

P_{init} étant une grandeur intensive, son utilisation comme valeur de référence permet la comparaison entre des calculs n'ayant pas les mêmes volumes d'enceinte mais correspondant au même P_{init} .

Étant donnée la modélisation des turbomachines décrite au paragraphe II.1.4, les cartographies ne sont valides que pour des vitesses de rotation comprises entre 60% et 140% de la valeur nominale. Autrement dit, on ne peut pas initialiser le système avec des machines à l'arrêt et des pressions uniformes dans tout le système. Il faut l'initialiser avec un débit \dot{m}_{init} , des rendements isentropiques η_{init} , et un rapport de pression R_{p_init} approchés, correspondants à la vitesse de rotation N_{r_init} . La méthode retenue consiste à choisir un point de fonctionnement initial « raisonnable » sur la cartographie du compresseur, donnant les grandeurs recherchées.

La pression initiale des enceintes s'exprime alors :

$$\begin{cases} P_{B_init} = \frac{m_{tot_init} r T_B T_H}{R_p T_B V_{f_H} + V_{f_B} T_H} \\ P_{H_init} = \frac{R_p m_{tot_init} r T_B T_H}{R_p T_B V_{f_H} + V_{f_B} T_H} = R_p P_{B_init} \end{cases} \quad (\text{II-154})$$

En opérant ainsi, toutes les équations du modèle sont respectées hormis les équations de compression et détente d'un gaz parfait au niveau des turbomachines (I-13 et I-17), les équations de pertes de pression II-146, et celle en rapport avec la turbine II-119 et II-120.

Cette initialisation fournit généralement une valeur initiale suffisamment proche de la solution pour obtenir la convergence de la méthode de Newton-Raphson. Le rapport de pression et les débits sont alors influencés par le choix du point de fonctionnement initial. Cependant les pressions des deux enceintes se rééquilibrent rapidement, faisant apparaître un régime transitoire artificiel durant quelques dizaines de secondes correspondant au temps de transfert des masses de gaz, comme l'illustre la figure II-60 et II-61.

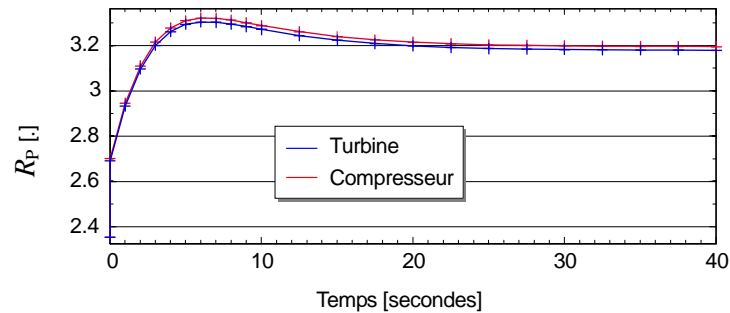


Figure II-60 : Régime transitoire artificiel avec une initialisation à $R_p = 2,35$. Ce premier point correspond au point \mathbf{X}_0 donné au calcul, qui ne respecte pas toutes les équations du système. Le deuxième point également à l'abscisse $t=0$, correspond à la valeur initiale après résolution du système d'équation par la méthode de Newton-Raphson, et respecte donc toutes les équations du système.

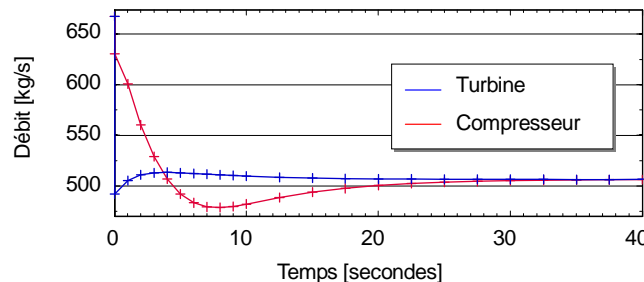


Figure II-61 : Initialisation à un débit uniforme de 667 kg/s. Le rééquilibrage du rapport de pression de la figure II-60 se traduit par une différence de débit entre les deux machines, qui s'estompe rapidement.

Le système retourne donc rapidement à son équilibre malgré un état initial approximatif. Étant données les variations rapides qui peuvent avoir lieu pendant ce régime transitoire artificiel, un pas de temps $\Delta t = 1$ s est utilisé jusqu'à $t = 10$ s, puis $\Delta t = 2,5$ s jusqu'à $t = 50$ s.

2.4.4 Basculements charge/décharge

Le système alterne entre deux états : stockage et déstockage. Imposer directement au système de basculer d'un état à l'autre au bout d'une certaine durée nécessite de prévoir la durée de « remplissage thermique » des enceintes, ce qui n'est pas évident a priori, et impose un tâtonnement pour arriver à un fonctionnement raisonnable. « Raisonnable » veut dire un fonctionnement qui d'une part ne gaspille pas dans l'échangeur froid une trop grande partie de

la chaleur stockée dans les enceintes, ce qui est le cas si la durée de stockage est trop longue, et qui d'autre par n'arrête pas le stockage trop tôt alors que les enceintes ne sont remplies qu'à une fraction de leur capacité.

On est donc amené à définir un critère permettant au système de basculer d'un mode à l'autre lorsque les enceintes sont estimées « chargées » (ou déchargées), limitant les pertes d'énergie dans les échangeurs. Un critère de tolérance sur les écarts entre températures nominales et températures atteintes aux extrémités des enceintes a été retenu :

- En stockage : basculement si

$$\begin{cases} T_2 \notin (1 \pm \text{tol}_B)T_{2\text{nom}} \\ \text{ou} \\ T_0 \notin (1 \pm \text{tol}_H)T_{0\text{nom}} \end{cases} \quad (\text{II-155})$$

- En déstockage : basculement si

$$\begin{cases} T_1 \notin (1 \pm \text{tol}_H)T_{1\text{nom}} \\ \text{ou} \\ T_3 \notin (1 \pm \text{tol}_B)T_{3\text{nom}} \end{cases} \quad (\text{II-156})$$

où $T_{1\text{nom}}$ et $T_{3\text{nom}}$ ne sont pas des paramètres donnés au calcul, mais sont définies au moment du basculement stockage/déstockage comme étant égales aux températures T_1 et T_3 à cet instant.

La figure II-62 donne un exemple des évolutions de température au cours d'un cycle et des basculements qui en résultent, avec :

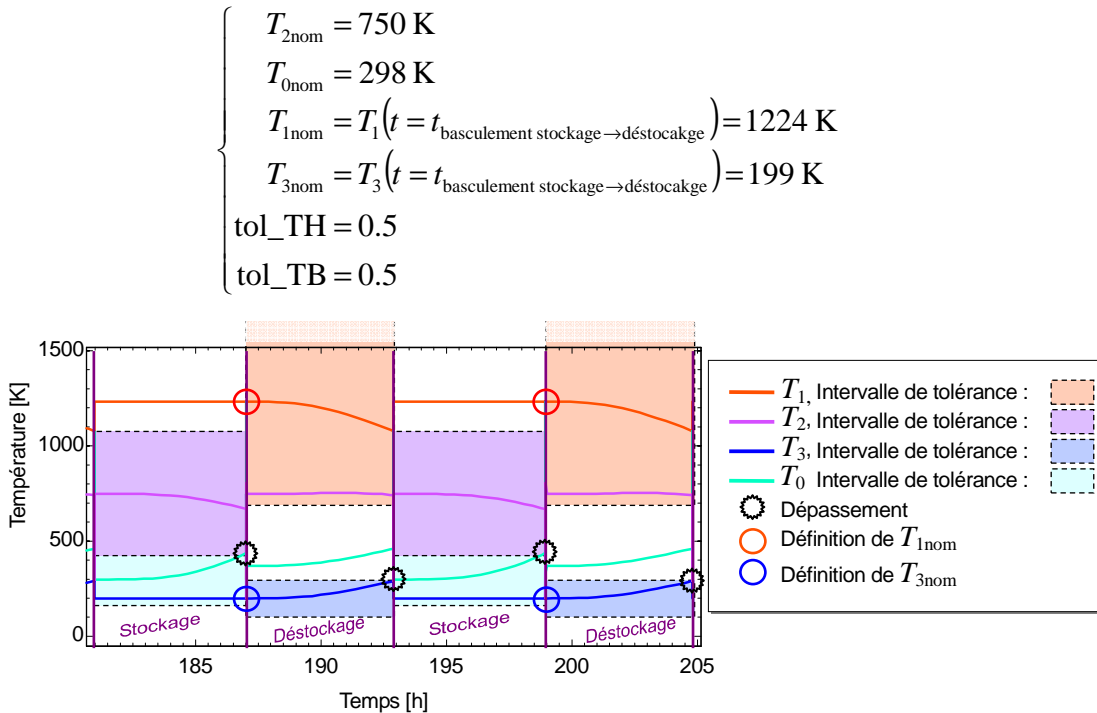


Figure II-62 : Illustration des basculements avec $Tol_B = Tol_H = 0,5$. Les basculements ont lieu lorsque l'une température du cycle dépasse un seuil de tolérance défini par Tol_B et Tol_H .

On constate dans cet exemple que les basculements sont déclenchés :

- en fin de stockage, par T_0 , qui dépasse le seuil $(1 + \text{tol}_H)T_{0\text{nom}} = 420 \text{ K}$
- en fin de déstockage, par T_3 , qui dépasse le seuil $(1 + \text{tol}_B)T_{3\text{nom}} = 290 \text{ K}$

Baisser les tolérances permettra de réduire la durée des cycles, améliorant le rendement (moins de pertes d'énergie dans l'échangeur froid) mais réduisant la capacité énergétique.

Une option du modèle permet d'imposer directement les durées des périodes et d'ignorer les tolérances de basculement. Cela ne change pas les résultats atteints une fois le régime périodique stabilisé atteint, à condition d'imposer comme durées de périodes celles obtenues lors du calcul avec basculement sur tolérance. Seuls les cycles « transitoires » sont différents, et le régime périodique stabilisé est plus long à atteindre.

Numériquement, le basculement entre les périodes est équivalent au renversement des profils de température, de débit, de masse et de pression dans les enceintes, associé au changement de caractéristique des turbomachines qui gardent alors leur place, ce qui permet de réutiliser telles quelles les équations définies pour le stockage. Les conditions thermodynamiques des volumes morts supérieurs sont également échangées avec celle des volumes morts inférieurs.

Les basculements sont délicats car ils correspondent à un changement instantané des conditions limites que sont les caractéristiques des turbomachines. Le vecteur d'état \mathbf{X} se retrouve alors éloigné de la solution du système d'équation, pouvant entraîner une divergence de la méthode de Newton-Raphson. Une méthode de Newton-Raphson portant uniquement sur le débit du compresseur permet d'initialiser correctement sa valeur ce qui réduit les chances d'une divergence lors du premier pas de temps d'une période.

Ce changement de caractéristique provoque de plus un régime transitoire similaire à celui rencontré lors de l'initialisation du calcul, nécessitant un ajustement similaire du pas de temps. Ce régime transitoire se traduit par des déplacements importants du point de fonctionnement qui réduisent la marge de manœuvre vis-à-vis de la ligne de pompage et de blocage, et qui peuvent grandement compliquer l'ajustement des vitesses des machines et de leurs diamètres.

2.4.5 Régime périodique stabilisé

A chaque nouveau cycle, l'obtention du régime périodique stabilisé est contrôlée par une tolérance relative Tol_{RPS} sur l'écart de l'énergie E_{res2} restituée entre le cycle actuel et le précédent, qui vaut généralement 10^{-3} .

Étant donné qu'entre deux tests d'arrêt donnés par les équations II-155 et II-156, un temps Δt s'est écoulé, le basculement s'effectue nécessairement avec un retard compris entre 0 et Δt . Cela implique que, d'un cycle à l'autre, l'énergie restituée E_{res2} n'est pas précisément la même selon ce léger retard, ce qui peut empêcher d'atteindre la tolérance Tol_{RPS} du régime périodique stabilisé. Un deuxième critère est donc défini, qui arrête le calcul lorsque E_{res2} se stabilise autour d'une valeur.

La figure II-63 compare deux calculs ayant atteint un régime périodique stabilisé, avec un grand et un petit pas de temps, c'est-à-dire 1 et 100 secondes. L'écart entre les derniers points de la figure a) peut atteindre une énergie égale à la puissance instantanée (~ 100 MW) multipliée par le pas de temps, c'est à dire 2,77 MWh, alors que cet écart reste 100 fois inférieur sur la figure b), affichant une convergence plus homogène.

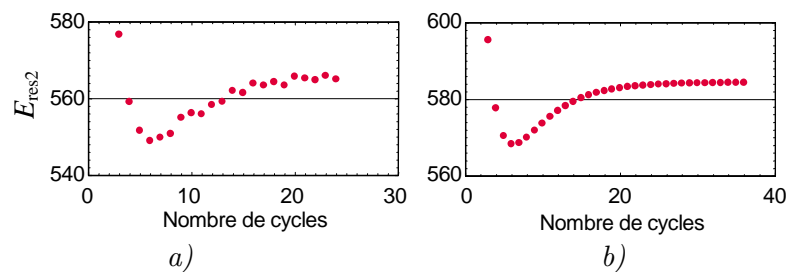


Figure II-63 : Convergence vers le régime périodique stabilisé au cours des cycles, a) $\Delta t = 100$ secondes, b) $\Delta t = 1$ seconde

2.4.6 Schéma amont

En cas de gradients thermiques importants, on peut observer des instabilités spatiales pouvant mener à une divergence de la méthode de Newton-Raphson si les oscillations deviennent trop

importantes. Une option du modèle permet d'utiliser un schéma de discrétisation décentré, dit *amont*, inconditionnellement stable, mais introduisant une diffusion artificielle [103] obligeant à choisir Δt et Δz très petits pour y être insensible, ce qui augmente considérablement la durée des calculs. Dans la grande majorité des cas de calculs, le schéma centré convient, et la présence d'oscillations peut avancer artificiellement l'instant des basculements, mais ne fausse pas réellement les calculs.

Ces oscillations sont dues au schéma de discrétisation centré utilisé pour le terme de transport dans l'équation II-144, qui interpole linéairement la température sur les frontières des éléments. Une solution oscillante peut apparaître sous la forme de valeurs « alternées », malgré la résolution exacte des équations discrétisées [100]. En effet, comme le montre la figure II-64, l'interpolation de ces valeurs alternées sur les frontières les fait apparaître comme constantes dans le terme de transport de l'équation II-144.

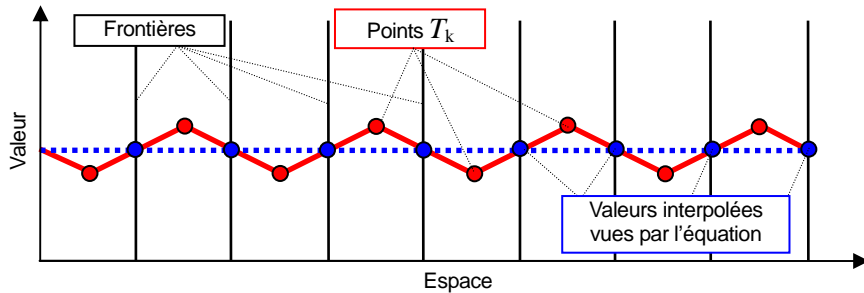


Figure II-64 : Interpolation d'une solution alternée sur les frontières.

Le schéma amont évite ce problème [100] en considérant que la valeur de la variable au centre de l'élément est égale à sa valeur sur sa face amont.

Le terme de transport de l'équation II-144 devient alors :

$$c_p \left(\dot{m}_{k+1}^{n+1} T_k^{n+1} - \dot{m}_k^{n+1} T_{k-1}^{n+1} \right) \quad (\text{II-157})$$

Lorsqu'il ne diverge pas, le schéma centré donne des résultats identiques même en présence de faibles oscillations, et permet de réduire le nombre d'éléments (et donc le temps de calcul) nécessaire pour être insensible au pas d'espace.

2.4.7 Influence des pas de temps et d'espace selon le schéma de discrétisation

Les résultats du modèle sont comparés pour différents pas de temps et d'espace, en schéma amont et centré, en se servant d'un cas de référence qui sera explicité dans la section suivante. L'influence du pas d'espace est analysée avec le pas de temps minimum (1 seconde), et celle du pas de temps avec 500 éléments.

▪ Influence du pas d'espace

La figure II-65 montre les profils thermiques obtenus en régime périodique stabilisé dans l'enceinte H, au moment des basculements, avec le schéma centré et amont, et pour différents nombre d'éléments K allant de 10 à 1000. La hauteur est l'ordonnée et la température l'abscisse, afin de mieux visualiser le parcours du gaz et la propagation des fronts dans le sens horaire en stockage et antihoraire en déstockage.

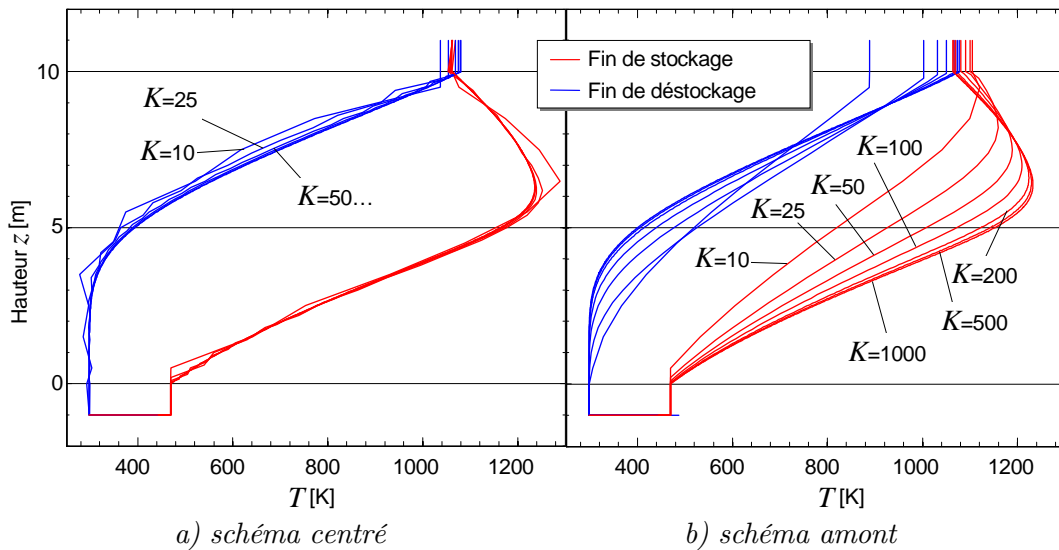


Figure II-65 : Comparaison de l'influence du pas d'espace entre le schéma centré et le schéma amont, avec un pas de temps de 5 secondes.

Il apparaît que le schéma centré souffre d'oscillations importantes lorsque K est inférieur à 50, mais présente en contrepartie le même gradient thermique quelque soit K . Le schéma amont ne présente aucune oscillation, mais affiche une forte dépendance du gradient thermique en fonction de K , due à la diffusion artificielle mentionnée précédemment qu'implique l'utilisation de ce schéma.

La figure II-66 présente la capacité et le rendement obtenus avec le schéma amont et le schéma centré en fonction du nombre d'éléments utilisés. On voit que le schéma amont requiert 1000 éléments pour atteindre une convergence relative de 1%, alors que 100 éléments suffisent avec le schéma centré. De plus, les résultats du schéma amont montrent qu'un nombre insuffisant d'élément fait baisser le rendement *et* la capacité, alors que les résultats du schéma centré affichent une plus grande capacité lorsqu'on diminue le nombre d'éléments. En fait, le principal phénomène qui a lieu avec le schéma centré tient à l'influence du nombre d'éléments sur l'instant exact des basculements, alors que l'effet principal que l'on constate avec le schéma amont est dû à la diffusion artificielle qui réduit le gradient thermique.

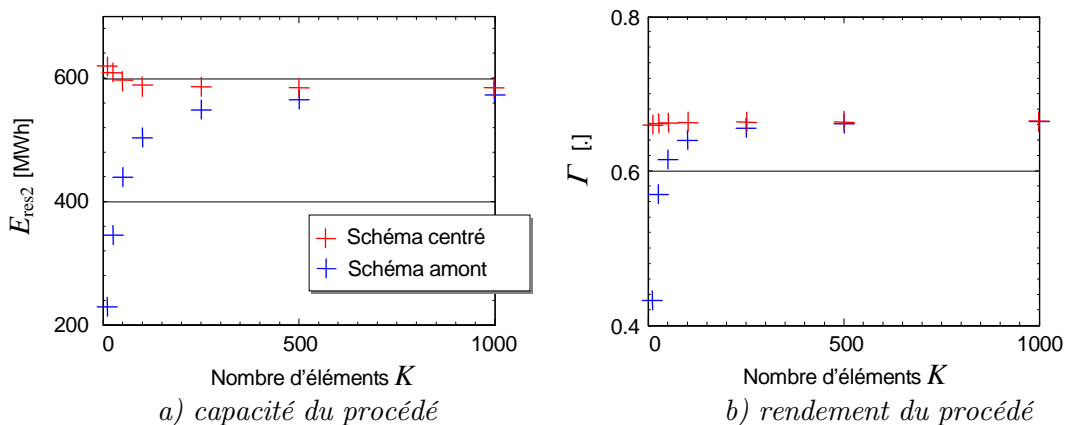


Figure II-66 : Convergence de la capacité et du rendement selon le nombre d'éléments.

Nous verrons par la suite que le critère de basculement permet d'augmenter la capacité en diminuant le rendement, et inversement. En conséquence, avec le schéma centré, les différents points de la figure II-66 afficheraient une valeur quasi uniforme, égale à 600 MWh pour $E_{\text{res}2}$ et 0,66 pour Γ , si on ajustait les tolérances de basculement pour faire baisser $E_{\text{res}2}$ et augmenter Γ . Cette tolérance étant une variable de contrôle plutôt qu'une grandeur physique, sa valeur n'a pas grand intérêt lors de la comparaison de résultats, c'est sa conséquence en termes de rendement, durée et capacité de cycle qui est pertinente.

Par conséquent, le nombre d'élément retenu est de 50, pouvant être augmenté en cas d'oscillations importantes.

▪ Influence du pas de temps

La différence entre les deux schémas est faible sur la figure II-67, ce qui est cohérent avec les résultats de la figure II-66 sachant que le nombre d'éléments est de 500. On voit que le pas de temps doit être suffisamment petit pour ne pas sous-estimer le gradient thermique et fausser les calculs.

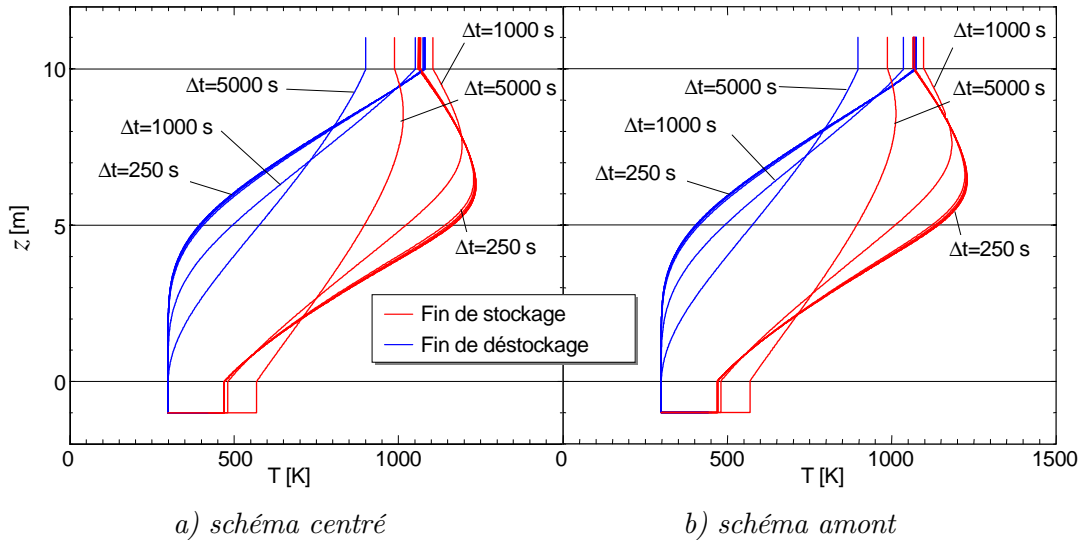


Figure II-67 : Comparaison de l'influence du pas de temps entre le schéma centré et le schéma amont, avec un nombre d'élément de 500.

La figure II-68 montre qu'une convergence relative de 1% nécessite un pas de temps de 25 secondes pour les deux schémas. On voit également qu'avec un grand pas de temps, les deux schémas donnent des résultats identiques, car le gradient thermique est alors faible, comme il apparaît sur la figure II-67. Lorsqu'il est faible, il « masque » la diffusion artificielle du schéma amont, qui donne alors des résultats identiques au schéma centré sur la figure II-68. Dans les calculs présentés par la suite, le pas de temps sera de 5 à 25 secondes selon le gradient plus ou moins important.

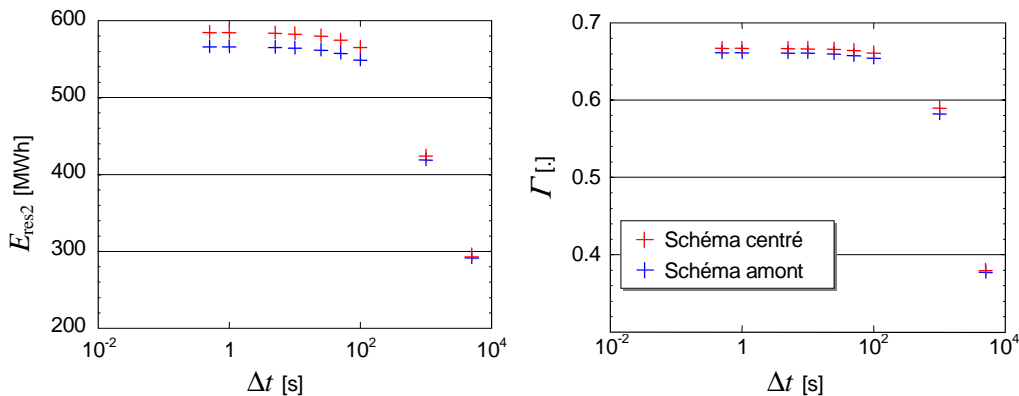


Figure II-68 : Convergence de la capacité et du rendement selon le pas de temps.

Avec les paramètres de discrétisation retenus, un calcul typique nécessite 200 000 pas de temps et 30 cycles stockage/déstockage pour atteindre le régime périodique stabilisé, et dure environ 5 minutes sur un processeur Intel Core Duo à 3 Ghz. Bien sur, le nombre de cycles nécessaires à l'obtention du régime périodique stabilisé dépend du calcul, et le nombre de pas de temps nécessaires peut atteindre 1 000 000 pour 150 cycles.

3 Cas industriel de référence

Afin de mettre en évidence le comportement du procédé SEPT, un cas de référence sera défini, correspondant à l'application visée de stockage électrique à grande échelle. En considérant le modèle comme une boîte noire donnant un ensemble de résultats en fonction d'un certain nombre de paramètres, comme l'illustre la figure II-69, un cahier des charges de référence impose la grande majorité des paramètres du modèle mais également certains résultats à atteindre.

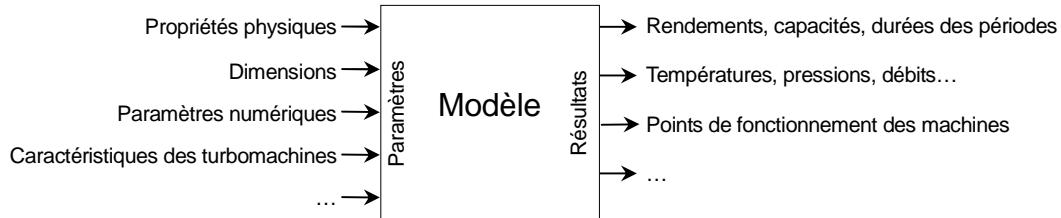


Figure II-69 : représentation du modèle en tant que boîte noire.

Le comportement du système correspondant à ce cahier des charges, qu'on appellera *cas industriel de référence*, est ensuite détaillé, faisant apparaître les évolutions thermodynamiques au cours de chaque période, la trajectoire du point de fonctionnement des turbomachines, ainsi que la convergence vers le régime périodique stabilisé.

3.1 Cahier des charges industriel de référence

Ce cahier des charges est défini pour réduire la complexité du problème en fixant un maximum de paramètres et de résultats à atteindre. Le fait d'imposer certains résultats et d'observer les conséquences sur certains paramètres correspond à un problème inverse. Le respect du cahier des charges étant obtenu par essais successifs, atteindre un jeu de résultats avec une grande précision demande beaucoup de temps, sans présenter beaucoup d'intérêt. Un intervalle de validité correspondant à quelques pourcents de la valeur à atteindre est donc défini. Idéalement, un cahier des charges correspond de façon unique à un jeu de paramètres, mais cette tolérance implique une correspondance à un ensemble de jeux de paramètres voisins.

Ce cahier des charges ne laisse donc que quelques paramètres libres : la largeur commune des enceintes L_{enc} , leur tolérance de basculement commune Tol , et les quatre vitesses des turbomachines N et leur diamètre $d_{désiré}$. Les niveaux de température et de pression étant essentiels, leurs valeurs minimales et maximales à atteindre sont imposées. On peut voir ce cahier des charges comme un cadre permettant de constater l'influence des performances désirées sur le dimensionnement des composants du système. Le rendement Γ spécifié est donc un choix arbitraire qui n'a pas pour vocation de prouver les performances atteignables. Ce rendement à atteindre ainsi que d'autres spécifications seront par la suite modifiés pour constater quelle largeur d'enceinte et quels diamètres de machine sont alors nécessaires.

Malgré la minimisation du nombre de paramètres libres, il est probablement possible de trouver deux jeux de paramètres assez différents mais respectant un même cahier des charges. Par exemple, en imposant des vitesses de turbomachines suffisamment éloignées de leurs valeurs nominales, on peut faire chuter significativement leurs rendements, puis surdimensionner le système pour compenser ces pertes. Imposer également les rendements des turbomachines dans le cahier des charges est possible, mais il est en pratique difficile de contrôler cette valeur avec précision par l'intermédiaire des paramètres, d'autant plus que ces rendements sont liés aux points de fonctionnements instantanés des machines qui peuvent montrer d'importantes variations au cours des cycles, en particulier en fin et en début de période.

Pour limiter cette « marge de manœuvre » laissée à l'utilisateur, une condition supplémentaire est que la vitesse normée réduite \hat{N}_r des machines reste comprise entre 80% et 120%. Lors des basculements, les turbomachines sont sujettes à des perturbations parfois importantes, mais de

courtes durées. On tolère donc des vitesses \hat{N}_r sortant de l'intervalle autorisé si cela ne dépasse pas 1% de la durée d'une période.

Finalement, le cahier des charges industriel de référence correspond aux contraintes suivantes :

Catégorie	Type	Variable	Valeur
Températures			
	paramètre	T_{nom}	25°C
	résultat	T_{max}	[950°C ; 1000°C]
Pressions			
	paramètre	P_{init}	2 bars
	résultat	P_{max}	[4 bars ; 5 bars]
Matériaux réfractaires			
	paramètre	k_s	1 W/m/K
	paramètre	ρ_s	2500 kg/m ³
	paramètre	$c_{p,s}$	950 J/K/kg
Géométrie (canaux)			
	paramètre	α (rapport d'aspect)	1
	paramètre	ε (porosité)	44%
	paramètre	d_h	8 mm
Enceintes			
	paramètre	H_{enc} (hauteur)	10 m
Procédé de stockage			
	résultat	E_{res2} (énergie restituée)	[588 MWh ; 612 MWh]
	résultat	Γ	[65% ; 67%]
	résultat	D_{stock}	[5h45 ; 6h15]
	résultat	$D_{\text{déstock}}$	[5h45 ; 6h15]

Table II-6 : Cahier des charges du cas industriel de référence.

Une telle installation peut stocker 900 MWh avec une puissance de 150 MW et déstocker 600 MWh avec une puissance de 100 MW, ce qui correspond à des durées de 6 heures, et un rendement global de 66%. Ces performances correspondent à celles d'une installation de stockage hydraulique gravitaire de taille modeste.

3.2 Comportement du système

Cette section présente les résultats du cas industriel de référence correspondant au cahier des charges de la table II-6, et où l'échangeur chaud est désactivé. L'échangeur chaud permet un fonctionnement plus stable du point de vue des températures, mais n'est pas essentiel au fonctionnement du procédé.

Les paramètres nécessaires sont :

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
L_{enc}	33,3 m	Tol	57,5%
d_{c_stock}	4,11 m	N_{c_stock}	1675 tours/min
d_{t_stock}	5,27 m	N_{t_stock}	1190 tours/min
$d_{c_déstock}$	3,2 m	$N_{c_déstock}$	1203 tours/min
$d_{t_déstock}$	5,96 m	$N_{t_déstock}$	1800 tours/min

Table II-7 : Paramètres du cas industriel de référence

Le volume total occupé par les enceintes est donc de $2 \times 10 \times 33,3^2 = 22\,178 \text{ m}^3$. La masse d'argon est de 26 950 kg, le débit moyen de 712 kg/s, et la masse de solide de 30 858 tonnes. La température maximale atteinte est de 1256 K (983°C), et la pression maximale de 4,6 bars.

3.2.1 Convergence vers le régime périodique stabilisé

La figure II-70 montre les 30 cycles nécessaires pour obtenir le régime périodique, et la figure II-71 montre les profils thermiques en fin de stockage et de déstockage des différents cycles.

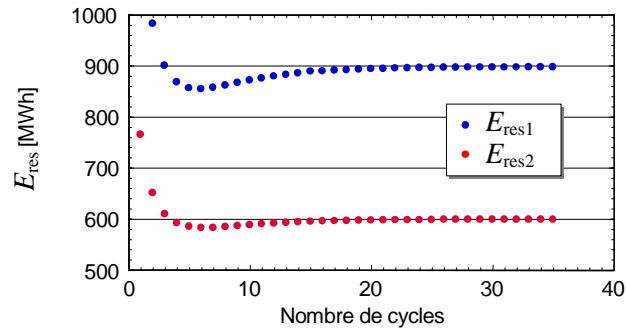


Figure II-70 : Convergence des énergies stockées et déstockées au fur et à mesure des cycles.

Il apparaît que les températures en bas de l'enceinte sont plus stables qu'en haut du fait de l'échangeur froid, et que les gradients thermiques s'affaiblissent au cours des cycles, ce qui correspond au phénomène de diffusion des fronts thermiques mis en évidence dans l'étude bibliographique de la section II.1.1.

La convergence vers le régime périodique stabilisé est influencée par la température initiale de l'enceinte B, en noir sur la figure II-71 a), égale à T_{2nom} qui est la température de consigne de l'échangeur chaud. Cependant, cet échangeur étant désactivé dans ce cas de référence, la température initiale n'influence pas le profil de température final. C'est en fait la différence entre le rapport de pression de stockage et de déstockage qui va déterminer la température finale atteinte. Dans ce cas l'ajustement du rapport de pression de déstockage par rapport à celui de stockage est le seul moyen de contrôler la température atteinte en régime périodique.

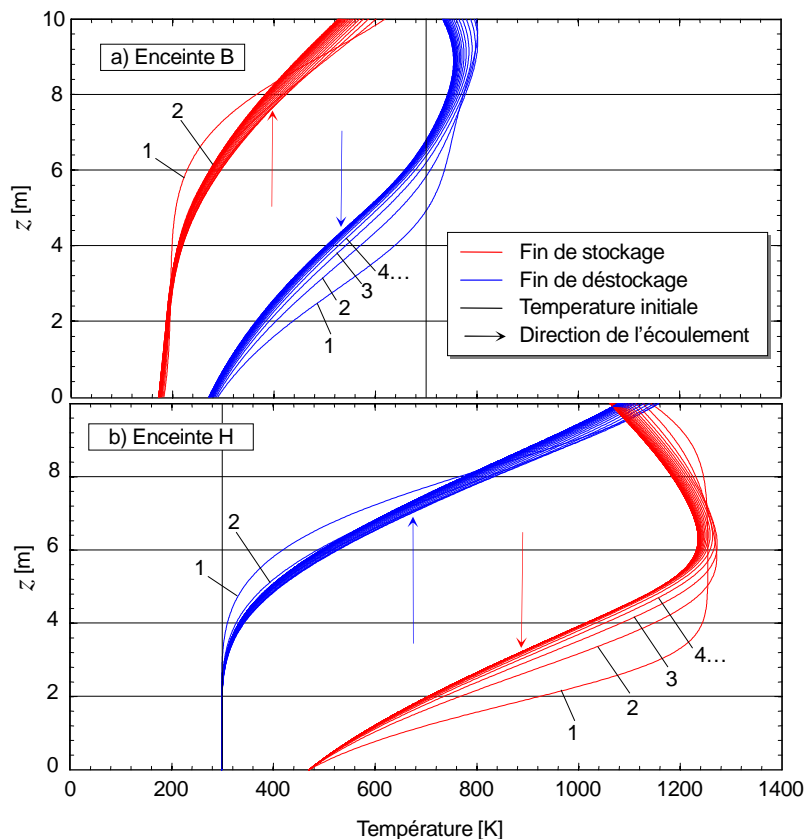


Figure II-71 : Convergence des profils thermiques en fin de période.

La différence de température entre le gaz et le solide étant faible, de l'ordre de 10 K, les températures du gaz ne seront généralement pas représentées sur les profils thermiques tels que ceux de la figure II-71.

3.2.2 Régime périodique stabilisé

Les figures suivantes présentent les évolutions des principales grandeurs physiques du système, correspondant à un cycle ayant atteint le régime périodique stabilisé.

■ Évolution des températures

L'échangeur chaud n'étant pas indispensable au fonctionnement, le cas de référence industriel ne l'utilise pas et montre donc des niveaux de température sujets à d'importantes variations. Pour une meilleure compréhension, un cas où l'échangeur chaud est activé est préalablement présenté figure II-72.

Les températures sont stables jusqu'à l'arrivée des fronts thermiques aux extrémités des enceintes, ce qui se traduit par une sollicitation des échangeurs mis en évidence par des hachures sur la figure II-72. La correction de la température T_2 se traduit par un apport de chaleur (hachures orange), alors que la correction de T_0 représente une perte énergétique. Les hachures bleu clair représentent la part du refroidissement due aux irréversibilités des turbomachines, prise en compte lors de l'analyse thermodynamique du chapitre I, alors que les hachures bleu foncé représentent la part du refroidissement due à l'élargissement des fronts thermiques. Cet élargissement est lié aux irréversibilités de l'échange thermique qui peuvent être diminuées en augmentant le coefficient d'échange thermique, comme mentionné dans la section II.1.1.4.

Ce rapprochement avec l'analyse thermodynamique du chapitre I est possible grâce au rapport de pression constant dû à la stabilisation de T_2 par l'échangeur chaud. Le cas industriel de référence n'utilisant pas l'échangeur chaud, le rapport de pression varie pendant un cycle, comme le montre la figure II-75, et le comportement s'éloigne un peu plus de celui de l'analyse thermodynamique.

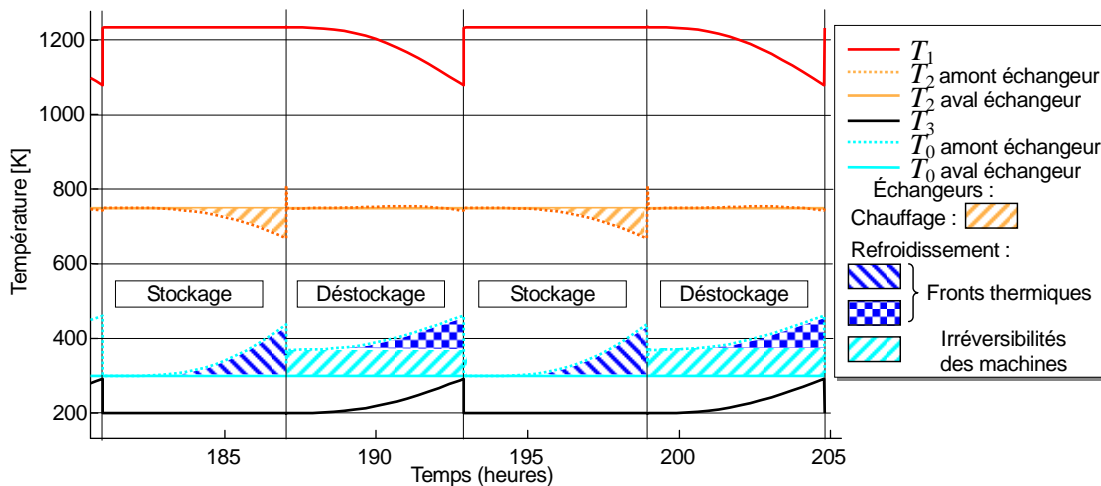


Figure II-72 : Illustration de l'évolution des quatre températures du cycle thermodynamique en régime périodique stabilisé, dans un cas où l'échangeur chaud est activé.

La figure II-73 présente l'évolution réelle des températures du cas de référence, où la seule correction de température est au niveau de T_0 .

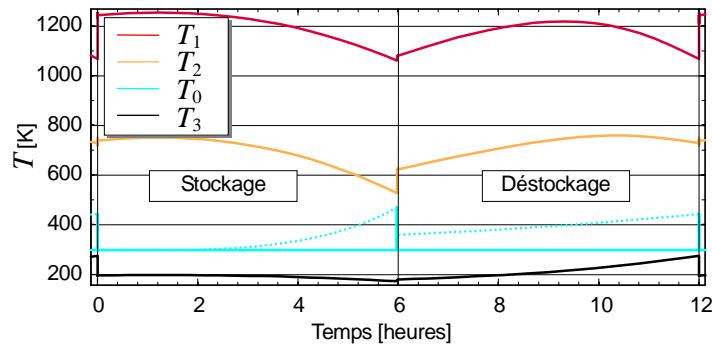


Figure II-73 : Évolution des températures au cours d'un cycle.

L'évolution temporelle de T_1 se retrouve dans les évolutions spatiales de la température des enceintes sur la figure II-71, du fait du transport de l'énergie thermique par le gaz.

■ Évolution des pressions

La figure II-74 montre l'évolution des pressions des quatre points du cycle correspondant à T_0 , T_1 , T_2 et T_3 . Les pertes de pression dans chaque enceinte ne dépassent pas 250 Pa c'est-à-dire 0,0025 bars, ce que se traduit par la superposition des courbes P_0 avec P_1 , et P_2 avec P_3 . Si le rapport de pression était constant, les pressions seraient croissantes en stockage et décroissantes en déstockage, du fait de l'apport puis de la restitution d'énergie thermique qui se traduit par une température moyenne plus élevée en fin de stockage. Mais l'évolution du rapport de pression fait apparaître un comportement plus complexe.

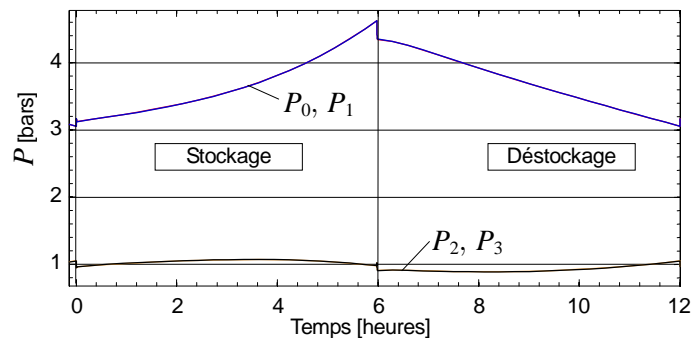


Figure II-74 : Évolution des pressions au cours d'un cycle

Les conditions thermodynamiques d'entrée des machines n'étant pas stabilisées hormis T_0 , le point de fonctionnement des machines évolue au cours du cycle. Au lieu du fonctionnement idéal où R_p est constant égal à ~ 3 en stockage à ~ 4 en déstockage, on constate une progression du rapport de pression de 3,2 à 4,7, suivie d'une diminution de 4,7 à 2,8, comme on peut le voir sur la figure II-75.

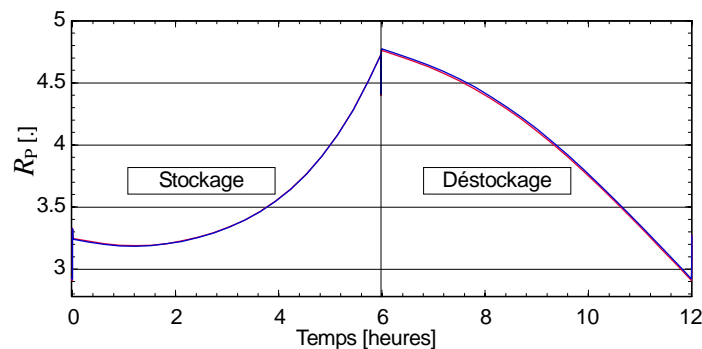


Figure II-75 : Évolution des rapports de pression de chaque machine au cours d'un cycle

On observe également que le rapport de pression de fin de stockage est quasiment égal à celui de début de stockage, mais ceci tient plutôt de la coïncidence, car le rapport de pression atteint en fin de période dépend des tolérances de basculement. Réduire les tolérances permet généralement de réduire les variations des grandeurs au cours d'un cycle.

Étant données les faibles pertes de pression, R_p est le même aux bornes de chaque machine, et les deux courbes sont quasiment superposées.

Ces faibles pertes de pression sont possibles grâce à la faible vitesse des gaz dans les enceintes, qui ne dépasse pas 2 m/s.

■ Évolution des débits

Les débits des machines sont croissants en stockage et décroissants en déstockage comme le montre la figure II-76, du fait de l'équation II-65 où le débit réduit est inversement proportionnel à la pression d'entrée. La progression moyenne des pressions se traduit donc par une augmentation du débit en stockage, et une diminution en déstockage.

La masse de gaz dans chaque enceinte en fin de stockage n'est pas la même qu'en début de stockage, faisant apparaître une légère différence de débit entre le compresseur et la turbine. Toutefois, cette différence de masse entre le début et la fin d'une période étant faible devant les masses totales débitées, les courbes sont quasiment superposées sur la figure II-76.

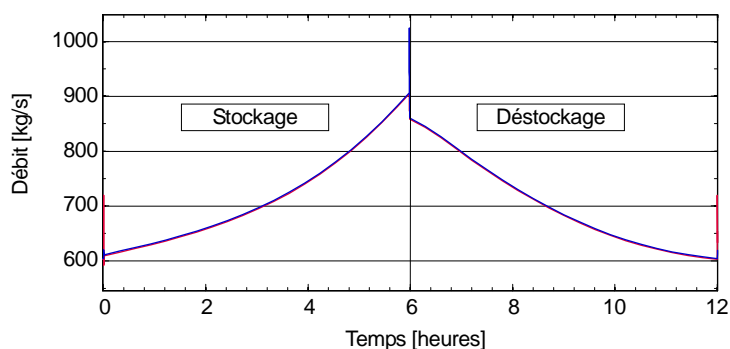


Figure II-76 : Évolution des débits de chaque machine au cours d'un cycle

■ Turbomachines

La figure II-77 montre des rendements isentropiques relativement stables et proches de leur valeur nominale, du fait de la trajectoire du point de fonctionnement qui reste dans les zones acceptables de la cartographie présentée figure II-78, où les flèches en pointillés représentent les régimes transitoires rapides après et avant le basculement, alors que les flèches pleines représentent l'évolution des points de fonctionnement.

On retrouve les évolutions du rapport de pression de la figure II-75, mais les débits réels n'apparaissent pas directement sur les axes des cartographies qui sont en débit réduits. Le fonctionnement de la turbine est plus stable que celui du compresseur en termes de débits réduits et de rendement isentropique. En effet, à partir d'une certaine valeur du rapport de pression, une turbine entre en régime de blocage sonique [94] et son débit devient quasiment constant, comme le montre le faible intervalle de débit réduit sur la figure II-78 b), alors que le débit d'un compresseur dépend généralement de son rapport de pression.

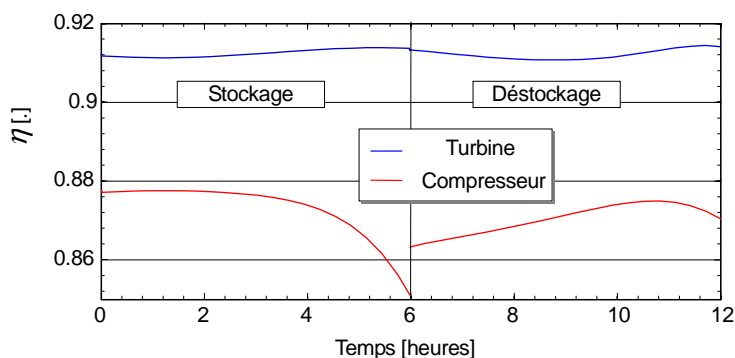


Figure II-77 : Évolution des rendements isentropiques de chaque machine au cours d'un cycle.

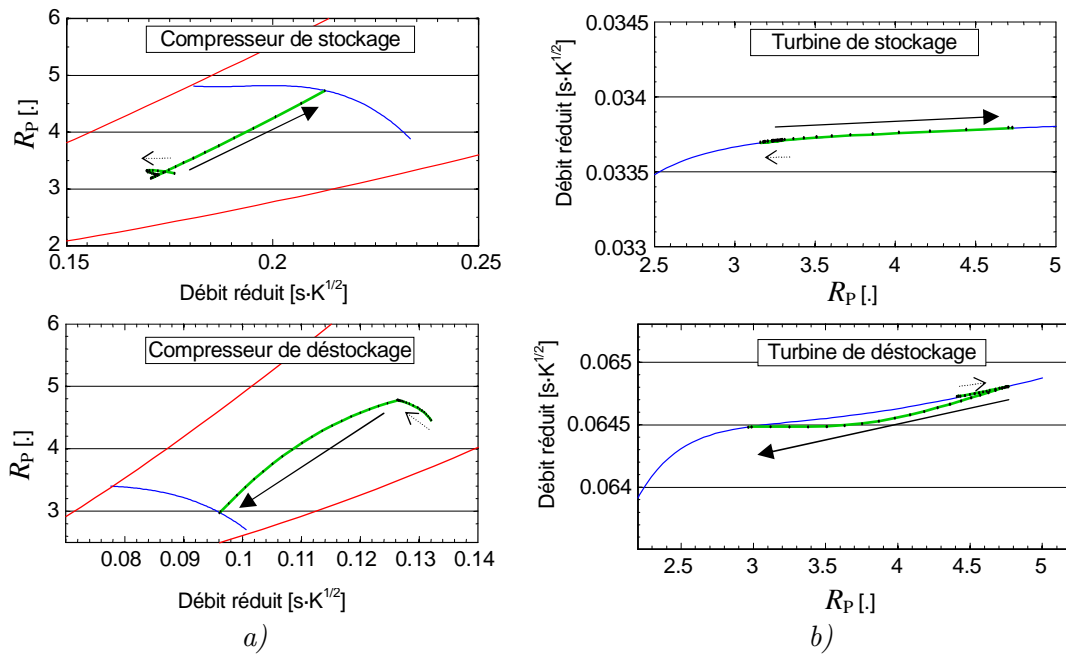


Figure II-78 : Trajectoire du point de fonctionnement du compresseur et de la turbine sur la caractéristique de rapport de pression, en stockage et en déstockage. Les lignes bleues correspondent à la caractéristique instantanée en fin de la période.

■ Évolution des quantités d'énergie échangées

L'évolution des énergies est présentée figure II-79, dans le formalisme de la figure I-16, où apparaissent les énergies échangées avec le réseau E_{res} , celles de refroidissement dans l'échangeur ambiant E_r , ainsi que les enthalpies E_H , E_B et E_{tot} des enceintes H, B et du système entier. Les flux d'énergie sont positifs lorsqu'ils rentrent dans le système, et négatifs lorsqu'ils en sortent.

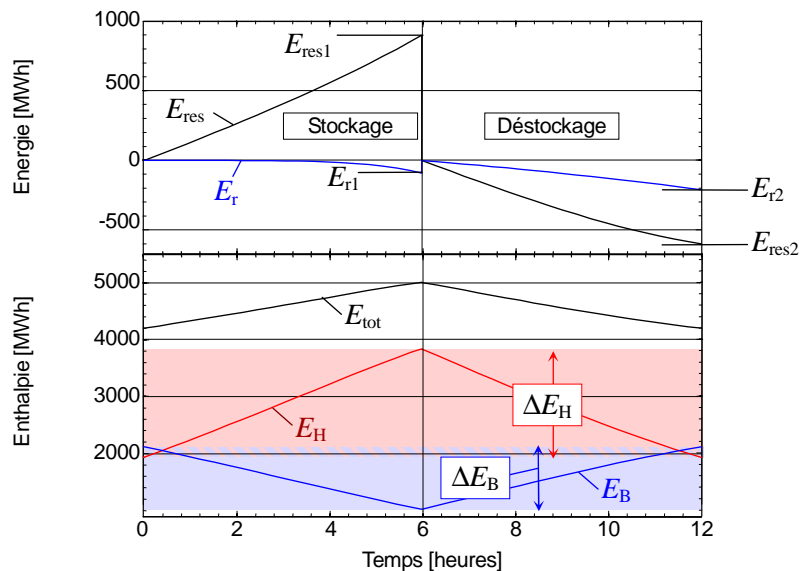


Figure II-79 : Évolution des énergies échangées au cours d'un cycle.

Les valeurs des énergies de la figure II-79 sont :

Énergie	Valeur
E_{res1}	901 MWh
E_{res2}	-600 MWh
E_{r1}	-91 MWh

Énergie	Valeur
E_{r2}	-210 MWh
ΔE_H	1910 MWh
ΔE_B	1100 MWh

Table II-8 : énergies échangées au cours d'un cycle.

On retrouve le fonctionnement d'une pompe à chaleur décrit en section I.2 (figures I-11 et I-12), où le travail W (correspondant à E_{res1}) vient s'ajouter à E_{froid} (correspondant à ΔE_B), pour donner E_{chaud} (correspondant à $\Delta E_H + E_{r1}$). On retrouve également le fonctionnement d'un moteur thermique où la différence entre E_{froid} (correspondant à ΔE_B) et E_{chaud} (correspondant à $\Delta E_H + E_{r2}$) donne le travail W (correspondant à E_{res2}). Le régime périodique stabilisé se traduit par le retour du système à la même enthalpie totale E_{tot} en fin de cycle, alors que l'échangeur froid est sollicité en fin de stockage, et durant tout le déstockage.

La dérivée temporelle de E_{res} donne la puissance instantanée échangée avec le réseau, qui est tracée sur la figure II-80. On constate que la puissance est sujette à des variations d'un facteur 1,5 à 2, ce qui peut poser problème pour l'intégration du système dans un réseau électrique.

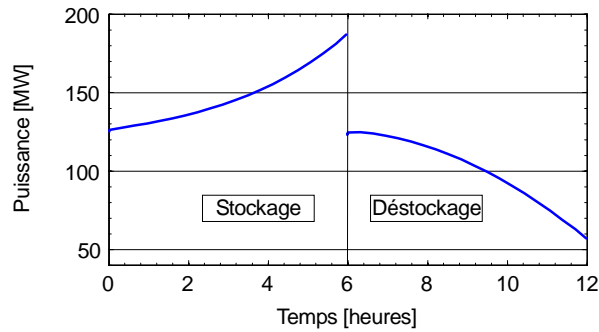


Figure II-80 : Évolution de la puissance échangée avec le réseau au cours d'un cycle.

Des solutions industrielles existent, telles que l'utilisation de turbomachines à vitesse variable, ou l'utilisation d'une enceinte supplémentaire sans matrice solide, uniquement destinée à stabiliser les pressions au cours du cycle, stabilisant ainsi les débits et finalement les puissances. Cependant, l'étude de ces solutions ne rentrant pas dans les objectifs de cette thèse, elles n'ont pas été abordées en détail ni modélisées.

L'insertion d'échangeurs stabilisant les températures en amont des turbomachines a toutefois été étudiée mais cela représente un coût important sans apporter de grands bénéfices.

■ Profils thermiques

La figure II-81 montre les profils thermiques en fin de périodes, ainsi que plusieurs grandeurs associées : les différences d'enthalpie ΔE_B et ΔE_H présentées figure II-79, les températures moyennes $\overline{\Delta T_B}$ et $\overline{\Delta T_H}$, les utilisations thermiques ζ_B et ζ_H données par l'équation II-12, ainsi que les tolérances de basculement Tol .

En bas de l'enceinte B, le profil de fin de déstockage montre un gradient croissant avec la température, dû à la dépendance de la conductivité de l'argon en fonction de la température, donnée par l'équation II-60.

Les évolutions temporelles des températures présentées sur la figure II-73 montrent qu'en déstockage T_1 est maximale à la mi-période, ce qui résulte en une température maximum de l'enceinte H atteinte à deux tiers de sa hauteur sur la figure II-82, ce qui n'est pas courant dans les régénérateurs. Ce comportement correspond au phénomène de translation-diffusion d'un profil thermique décrit en section II.1.1.4, qui se traduit par une correspondance entre l'évolution temporelle de la température d'entrée et son évolution spatiale dans le régénérateur.

Les basculements sont provoqués par le dépassement de l'intervalle de tolérance par T_0 en fin de stockage et par T_3 en fin de déstockage, comme sur la figure II-62. Les utilisations thermiques des enceintes sont proches de 50%, ce qui est satisfaisant.

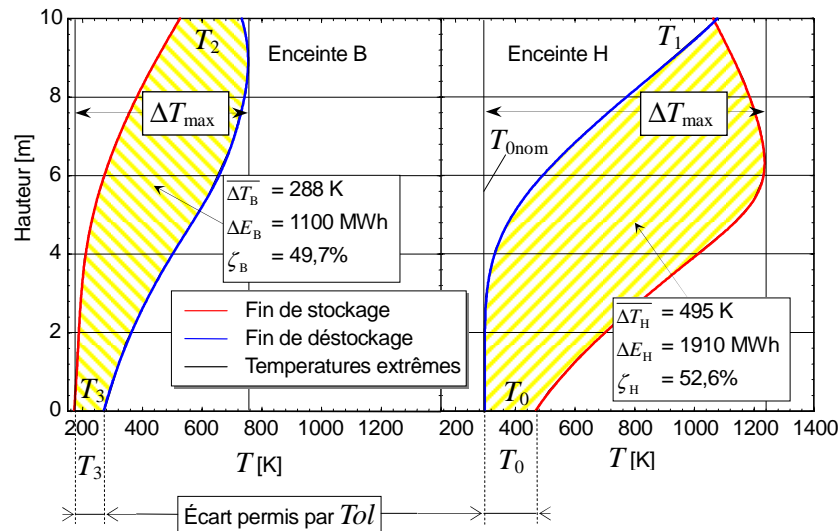


Figure II-81 : Profils thermiques en fin de périodes dans chaque enceinte.

4 Étude de sensibilité

Une étude de sensibilité a été effectuée pour mettre en évidence les grandeurs pertinentes et les influences principales du système, en se basant sur la variation du cahier des charges défini précédemment plutôt que sur la simple variation de paramètres.

En effet, deux *jeux de paramètres* qui ne diffèrent que par le diamètre d_h des canaux conduisent à des résultats qui diffèrent en termes d'énergies consommée E_{res1} et restituée E_{res2} , de rendement Γ , de durées de périodes D_1 et D_2 . Cela ne permet généralement pas de comparaisons significatives en termes de performances du système, par exemple lorsque Γ est plus élevé alors que E_{res2} est plus faible.

Par contre, deux *cahier des charges* qui ne diffèrent que par ce diamètre d_h aboutiront aux mêmes résultats (E_{res1} , E_{res2} , Γ , D_1 , D_2), mais avec des dimensions différentes en termes de largeur d'enceinte et de diamètre des machines. Le cas affichant des dimensions plus petites pour les mêmes résultats peut alors être considéré comme plus performant.

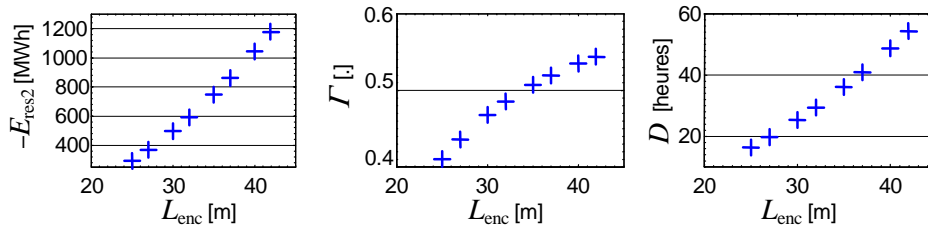
4.1 Influences principales

Arriver au respect d'un cahier des charges se faisant par tâtonnement, la connaissance des influences principales est nécessaire pour progresser dans la bonne direction. Elles ont été étudiées qualitativement, sur quelques cycles, sans atteindre de régime périodique, et sans imposer de cahier des charges. Cette étude préliminaire se contente de faire apparaître certaines tendances entre les résultats (E_{res2} , Γ , D_1 , D_2) et les paramètres L_{enc} , Tol , et ceux des turbomachines. Les figures II-82, II-83 et II-84 montrent les influences constatées en faisant varier L_{enc} , Tol , et un facteur multiplicatif du débit des machines K_{ii} .

4.1.1 Influence de la largeur des enceintes

Lorsque la largeur des enceintes augmente, sur la figure II-82 :

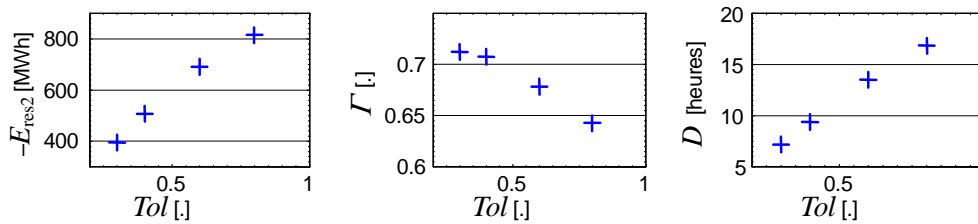
- la quantité de matière stockant l'énergie augmente, ce qui augmente la quantité d'énergie stockée E_{res1} et E_{res2} .
- la section de passage du gaz augmente pour un même débit, ce qui diminue la vitesse du gaz et la différence de température locale entre le gaz et la paroi. Cela réduit les irréversibilités ainsi que la diffusion et augmente les gradients thermiques, ce qui augmente finalement le rendement Γ .
- E_{res2} augmente pour un même débit, et donc une même puissance, ce qui rallonge la durée de cycle nécessaire.


 Figure II-82 : influences de L_{enc} sur E_{res2} , Γ , et D .

4.1.2 Influence de la tolérance de basculement

Lorsque la tolérance de basculement augmente sur la figure II-83 :

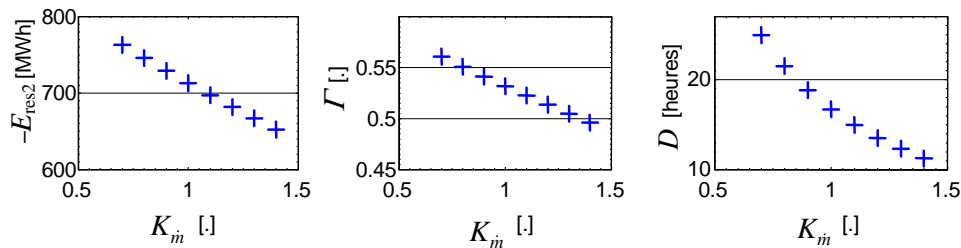
- le basculement a lieu plus tard, la course des fronts thermiques est augmentée, ce qui permet de stocker et déstocker d'avantage d'énergie, augmentant E_{res2} .
- la plus grande course des fronts thermiques implique un refroidissement plus important dans l'échangeur ambiant, ce qui augmente les pertes E_{r2} et diminue le rendement Γ .
- Le basculement ayant lieu plus tard, la durée de cycle D augmente.


 Figure II-83 : influences de Tol sur E_{res2} , Γ , et D .

4.1.3 Influence du débit des machines

Lorsque K_m augmente sur la figure II-84 :

- la vitesse des gaz augmente, ce qui augmente la différence de température entre le fluide et la paroi. Cela augmente les irréversibilités ainsi que la diffusion et réduit les gradients thermiques, ce qui diminue finalement le rendement Γ .
- l'énergie restituée E_{res2} diminue car le rendement Γ diminue.
- la puissance des turbomachines est augmentée, et l'énergie restituée E_{res2} diminue, ce qui diminue la durée des cycles.


 Figure II-84 : influences de K_m sur E_{res2} , Γ , et D .

On retrouve dans ces différentes influences plusieurs phénomènes fréquents dans les systèmes de stockage d'énergie : un déstockage plus rapide ou une décharge plus poussée font baisser le rendement, alors que l'ajout de volume de stockage augmente la capacité.

En conclusion :

- Augmenter la largeur des enceintes L_{enc} :
 - augmente la capacité E_{res2} ,
 - augmente le rendement Γ ,
 - augmente la durée des cycles D .
- Augmenter les tolérances de basculement Tol :
 - augmente la capacité E_{res2} ,
 - diminue le rendement Γ ,
 - augmente la durée des cycles D .

- Augmenter les débits :
 - diminue la capacité $E_{\text{res}2}$,
 - diminue le rendement Γ ,
 - diminue la durée des cycles D .

Il est ainsi possible d'obtenir les résultats voulus en jouant sur L_{enc} , T_{01} et les débits par l'intermédiaire du diamètre des machines. En effet, augmenter les diamètres des deux turbomachines va augmenter les débits. Mais ces diamètres peuvent également influencer le rapport de pression R_p et donc les températures du cycle thermodynamique. Par exemple, en stockage, augmenter le diamètre du compresseur tout en réduisant celui de la turbine va augmenter R_p ainsi que T_1 . Bien sûr, le R_p d'un compresseur donné est limité par le phénomène de pompage mentionné à la section II.1.4.

Enfin, on peut maîtriser l'évolution des températures au fur et à mesure des cycles en jouant sur le rapport de pression de déstockage. Augmenter le rapport de pression de déstockage $R_{p_d\text{stock}}$ va diminuer les températures atteintes en régime périodique stabilisé.

En conclusion, malgré le faible nombre de paramètres libres du cahier des charges, il est possible d'atteindre les résultats souhaités, à condition que les turbomachines soient capables de fournir le rapport de pression requis, et que le rendement à atteindre soit inférieur au rendement maximal théorique Γ_{th} donné par l'équation I-37.

4.2 Variation du cahier des charges

À partir du cas industriel, qui va servir de cas de référence, d'autres cahiers des charges sont définis, regroupés en études d'influence. Quatre études d'influence ont été effectuées, correspondant au diamètre hydraulique d_h , au rendement Γ , à la hauteur d'enceinte H_{enc} , et à la porosité ε . Le diamètre hydraulique joue un rôle clé dans le transfert thermique, et sa diminution permet d'augmenter le coefficient d'échange thermique h , donné par l'équation II-40. Le rendement Γ est important du point de vue de la rentabilité du stockage. La hauteur d'enceinte joue sur les pertes de pression et le rapport d'aspect des enceintes, et la porosité a une influence importante sur la surface d'échange, mais au détriment de la quantité de matière solide.

Chaque étude d'influence consiste en trois cahiers des charges, présentés tables II-9, II-10, II-11, et II-12 : le cas industriel, servant de référence, et trois autres, dans lesquels on fait varier uniquement la grandeur imposée que l'on étudie. Les grandeurs qui ne sont pas indiquées sont identiques au cahier des charges de référence.

	cas « dh_4 »	cas « Référence »	cas « dh_16 »
d_h	4 mm	8 mm	16 mm
Γ	66,6%	66,6%	66,6%
H_{enc}	10 m	10 m	10 m
ε	44%	44%	44%

Table II-9 : Étude de l'influence de d_h

	Cas « Référence »	cas « R_71 »	cas « R_76 »
d_h	8 mm	8 mm	8 mm
Γ	66,6%	71,6%	76,6%
H_{enc}	10 m	10 m	10 m
ε	44%	44%	44%

Table II-10 : Étude de l'influence de Γ

	Cas « H 5 »	cas « Référence »	Cas « H 20 »
d_h	8 mm	8 mm	8 mm
Γ	66,6%	66,6%	66,6%
H_{enc}	5 m	10 m	20 m
ε	44%	44%	44%

 Table II-11 : Étude de l'influence de H_{enc} .

	Cas « ε 30 »	cas « Référence »	Cas « ε 60 »
d_h	8 mm	8 mm	8 mm
Γ	66,6%	66,6%	66,6%
H_{enc}	10 m	10 m	10 m
ε	30%	44%	60%

 Table II-12 : Étude de l'influence de ε .

4.2.1 Variation du diamètre hydraulique

La figure II-85 montre les profils thermiques obtenus avec les diamètres hydrauliques 4 mm, 8 mm, et 16 mm.

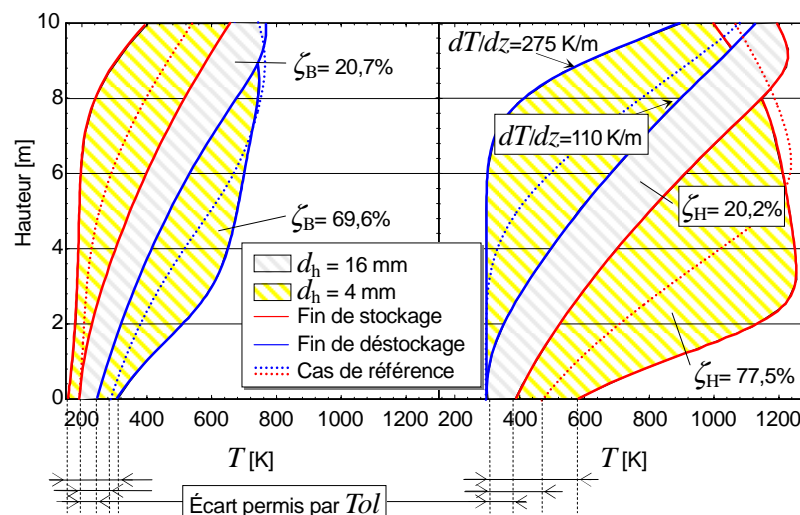


Figure II-85 : profils thermiques obtenus avec les cahiers des charges « dh_4 », « référence », et « dh_16 ».

Le cas « dh_16 » souffre d'un échange thermique faible en raison du grand diamètre hydraulique. Cela implique un écart de température important entre le fluide et la paroi, donc une grande diffusion thermique, qui oblige à réduire les tolérances de basculement pour conserver un rendement de 66,6%, comme le montre la figure II-85. C'est pourquoi ce cas affiche les plus faibles tolérances de basculements et gradients thermiques, impliquant une utilisation thermique des enceintes de seulement 20%, et nécessitant une largeur d'enceinte de 59,5 mètres pour atteindre la capacité imposée.

Le cas « dh_4 » montre la tendance inverse : l'échange thermique y est intense, permettant des gradients thermiques importants qui se traduisent par une utilisation thermique d'environ 75%, et nécessitant une largeur d'enceinte de seulement 26 mètres pour atteindre la capacité imposée. Les tolérances de basculements sont augmentées pour conserver un rendement de seulement 66,6% malgré un meilleur échange thermique générant moins d'irréversibilités. Les pertes de pression commencent à devenir non-négligeables mais leur impact négatif sur les performances n'apparaît pas encore.

La figure II-86 fait apparaître un régime périodique bien plus long à atteindre dans le cas « dh_16 », mais aussi un investissement énergétique E_{res1} initial plus important.

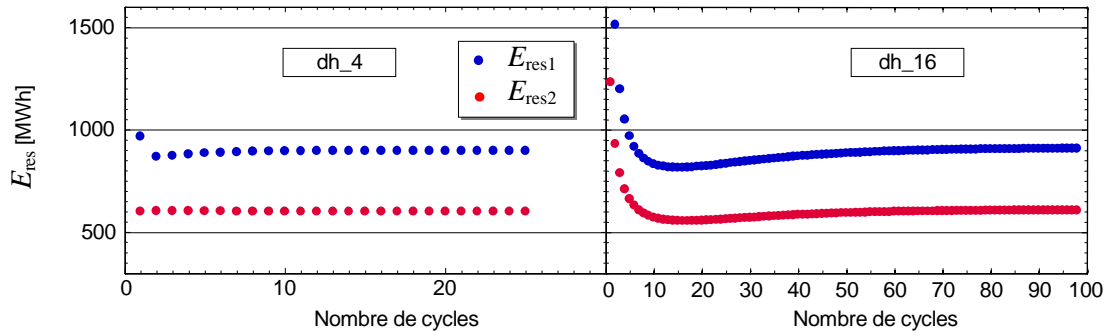


Figure II-86 : Comparaison des énergies E_{res} dans les cas « dh_4 » et « dh_{16} ».

La figure II-87 a) montre qu'à partir d'un diamètre hydraulique de 4 mm, le volume d'enceinte nécessaire est croissant, et augmente plus vite qu'une droite, à cause du faible échange thermique. Un petit diamètre hydraulique est donc bénéfique jusqu'à une certaine limite qui apparaît aux points $d_h = 2$ mm et 1,5 mm, correspondant à des cas supplémentaires qui n'apparaissent pas sur la figure II-85 pour ne pas l'alourdir. Ces cas mettent en évidence l'effet néfaste des pertes de pression.

La figure II-87 b) montre que le cas $d_h = 4$ mm correspondant au plus faible volume d'enceinte est lié à la plus grande tolérance et la plus grande utilisation thermique. En effet, lorsque la diffusion thermique et les pertes de pression sont faibles, peu d'irréversibilités sont générées, ce qui laisse une marge d'efficacité autorisant une tolérance de basculement élevée, impliquant de grandes charges et décharges, et donc de petites enceintes.

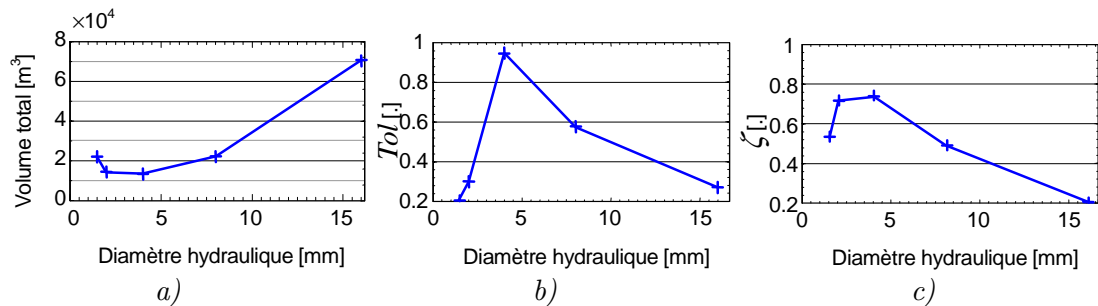


Figure II-87 : a) Volume d'enceinte en fonction du diamètre hydraulique.

b) Tolérance en fonction du diamètre hydraulique.

c) Utilisation thermique en fonction du diamètre hydraulique.

La figure II-88 illustre comment les pertes de pression dégradent les performances du procédé par comparaison avec un cas sans pertes de pression.

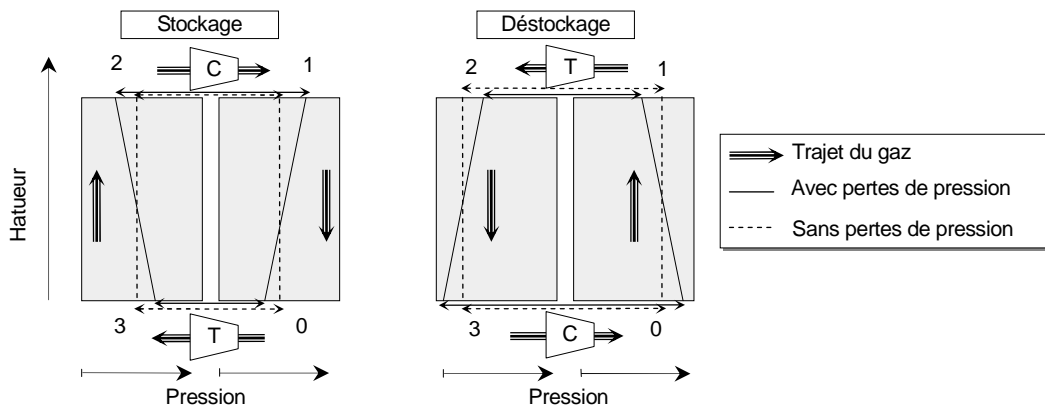


Figure II-88 : Illustration de l'influence des pertes de pression sur les profils de pression dans les enceintes et sur les rapports de pression aux bornes des turbomachines.

Les pertes de pression étant liées à des phénomènes de friction, elles s'opposent toujours au mouvement du gaz, ce qui implique une pression décroissante dans la direction de l'écoulement.

Elles augmentent par conséquent le rapport de pression du compresseur tout en réduisant celui de la turbine, aussi bien en stockage qu'en déstockage. Autrement dit, alors que la compression coûte plus d'énergie, la détente en restitue moins, ce qui fait baisser le rendement et la capacité du procédé. Le respect du cahier des charges nécessite alors une compensation obtenue par l'augmentation du volume de stockage et la diminution des tolérances de basculement que l'on constate sur la figure II-87.

Les pertes de pression du cas $d_h = 1,5$ cm sont présentées figure II-89 a). La différence de pression aux bornes des enceintes peut atteindre 0,1 bar, ce qui représente 5% de la différence de pression aux bornes des turbomachines, et qui modifie les rapports de pression vus par les turbomachines, comme on peut le constater sur la figure II-89 b). L'évolution du rapport de pression du cas de référence, dans lequel les pertes de pression sont négligeables, y est également reportée en noir.

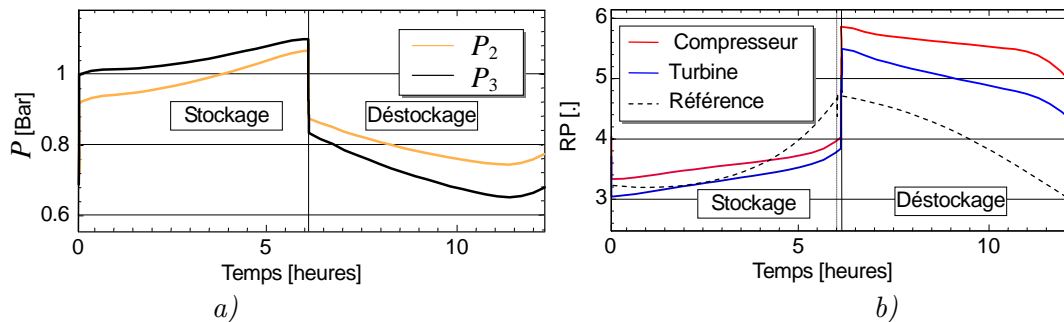


Figure II-89 : Résultats du cas avec $d_h = 1,5$ cm : a) pression aux extrémités de l'enceinte B, b) rapport de pression aux bornes des turbomachines.

Les rapports de pression apparaissent plus constants que sur le cas de référence, mais ceci est principalement dû aux tolérances de basculement faibles (0,2 au lieu de 0,575) qui limitent les variations des températures, donc des points de fonctionnement, et finalement des rapports de pression.

On retrouve les conséquences des pertes de pression illustrées figure II-88 : le rapport de pression du compresseur est toujours plus important que celui de la turbine, ce qui l'éloigne de la zone nominale de sa caractéristique, diminuant son rendement isentropique et augmentant sa température de sortie. Cette baisse de rendement isentropique entraîne à chaque cycle un apport de chaleur plus important que le cas de référence. Or il a été établi à la section I.3.3 que cet apport doit être compensé par un plus grand rapport de pression en déstockage, ce qui diminue encore les rendements isentropiques.

Ce cercle vicieux peut rapidement rendre impossible l'atteinte du cahier des charges lorsque les pertes de pression augmentent. Par exemple, un cahier des charges imposant un diamètre hydraulique de 1 mm a été défini mais n'a pas pu être atteint. Une caractéristique de compresseur différente atteignant des rapports de pression plus élevés pourrait permettre d'atteindre le cahier des charges, mais n'enlèverait pas le caractère néfaste des pertes de pression illustré figure II-88.

La figure II-90 a) montre que le rapport de pression du compresseur de déstockage du cas $d_h = 1,5$ cm (lignes pleines) est lié à un point de fonctionnement qui longe la ligne de pompage et qui affiche un rendement médiocre voisin de 0,77, alors que le cas de référence (lignes pointillées) affiche une trajectoire du point de fonctionnement qui reste dans une zone de rendements satisfaisants voisins de 0,87.

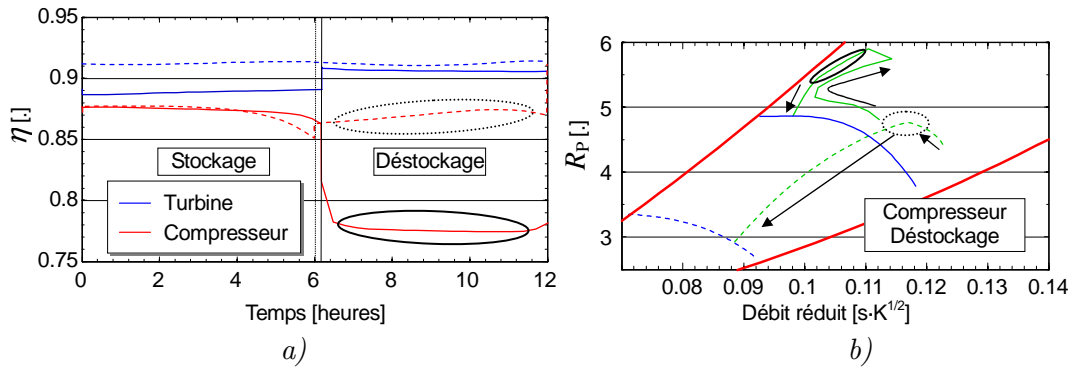


Figure II-90 : Comparaison du cas $d_h = 1,5$ cm (lignes pleines) avec le cas de référence (lignes pointillées). a) Rendements isentropiques des turbomachines au cours d'un cycle, b) Trajectoire du point de fonctionnement du compresseur de stockage.

Cette étude sur l'influence du diamètre hydraulique montre son importance et confirme les rôles primordiaux que jouent l'échange thermique et les pertes de pression dans les performances du procédé, au même titre que les rendements isentropiques des machines.

4.2.2 Variation de la hauteur des enceintes

La figure II-91 montre les profils thermiques obtenus avec les hauteurs de 5 m, 10 m, et 20 m, et fait apparaître que les profils des différents cas affichent la même utilisation thermique dans chaque enceinte. En fait, ces profils sont identiques une fois ramenés à une même hauteur, et la figure II-92 montre que ces différents cas ont le même volume de stockage.

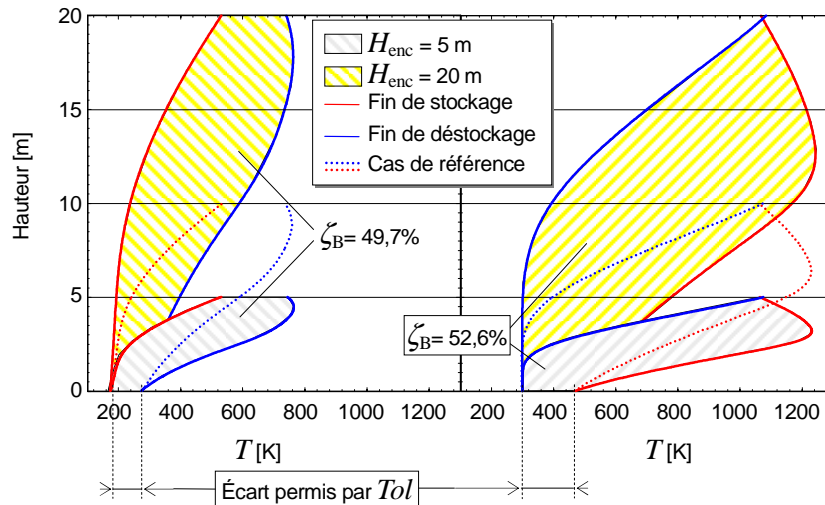


Figure II-91 : Comparaison des profils thermiques obtenus dans les cas « H_5 », « Référence », et « H_{20} »

Bien que la hauteur de chaque élément Δz soit modifiée par le changement de hauteur d'enceinte, la conservation du volume total entre les différents cas de la figure II-92 implique la conservation du volume V_k , du débit \dot{m}_k et de la masse de gaz m_k de chaque élément dans l'équation d'énergie du gaz II-144. De plus le coefficient d'échange ne dépend pas de la vitesse du gaz en régime laminaire, ce qui fait que l'équation II-144 reste inchangée.

Cependant, le terme de conduction dans l'équation sur l'énergie du solide II-145, ainsi que l'équation de perte de pression II-146 sont modifiés. Ces termes sont négligeables dans les cas « H_5 », « Référence », et « H_{20} », mais ils finiraient par provoquer des différences notables si l'enceinte avait une hauteur très grande ou très petite. En effet, pour un même volume, une très grande hauteur implique une section d'enceinte faible et donc des vitesses de gaz importantes générant de fortes pertes de pression linéaires, qui de plus ont lieu sur une plus

grande distance. Une hauteur très faible implique quand à elle des gradients thermiques très importants se traduisant par une grande diffusion par conduction thermique.

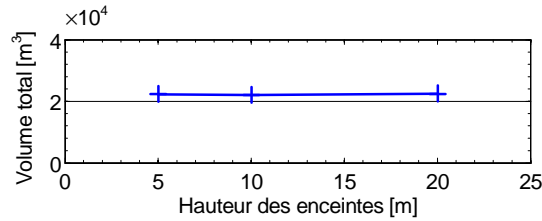


Figure II-92 : Volume d'enceinte nécessaire en fonction de la hauteur.

En conclusion, lorsque la conduction thermique axiale et les pertes de pression sont faibles, le rapport d'aspect des enceintes n'a pas d'importance, et c'est alors le volume de stockage qui est le paramètre pertinent.

4.2.3 Variation du rendement global

La figure II-93 montre les profils thermiques obtenus dans les cas « Référence » où $L_{enc} = 33,3$ m, « R_71 » où $L_{enc} = 39,5$ m et « R_76 » où $L_{enc} = 56$ m. Plus le rendement Γ à atteindre est grand, plus l'utilisation thermique ζ des enceintes diminue, ce qui nécessite des enceintes plus larges et des tolérances de basculement plus faibles pour parvenir à la capacité E_{res2} imposée, comme le montre la figure II-94 a).

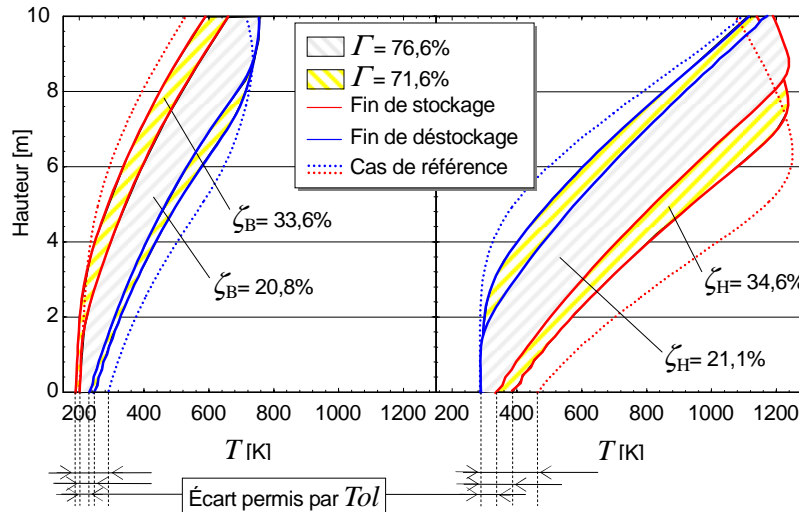


Figure II-93 : Comparaison des profils thermiques « Référence », « R_71 » et « R_76 ».

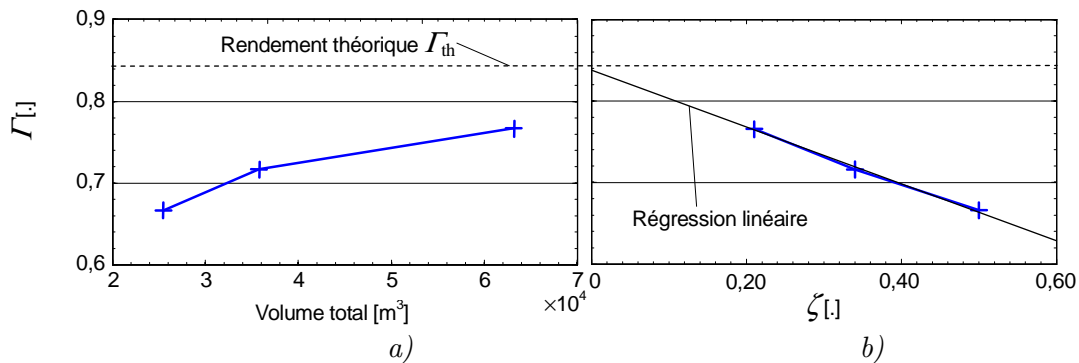


Figure II-94 : Rendement du procédé a) en fonction du volume total des enceintes, b) en fonction de l'utilisation thermique des enceintes.

La figure II-94 b) montre la dépendance entre le rendement du procédé et l'utilisation thermique ζ . Il est intéressant de remarquer qu'une régression linéaire fait correspondre le rendement théorique du procédé Γ_{th} donné par l'équation I-44 à une utilisation thermique tendant vers 0. En effet, utiliser de très grandes enceintes avec une très faible utilisation

thermique rends négligeable la diffusion thermique. Ces cas n'ayant que très peu de perte de pression, les turbomachines sont alors les seules sources d'irrégularités, comme dans l'analyse thermodynamique aboutissant à l'équation I-44.

4.2.4 Variation de la porosité

La figure II-95 compare les profils thermiques des cas « ε_{30} », « Référence », « ε_{60} », et « ε_{80} ». Le cas « ε_{80} » a été rajouté à la gamme de porosité étudiée pour mettre en évidence les tendances à porosité élevée.

Il apparaît qu'augmenter la porosité permet d'augmenter l'utilisation thermique des enceintes. Cela s'explique par l'accroissement de la surface d'échange avec la porosité, tendance que l'on retrouve dans l'expression du coefficient d'échange volumique donnée par l'équation II-109, où ce dernier est proportionnel à la porosité ε

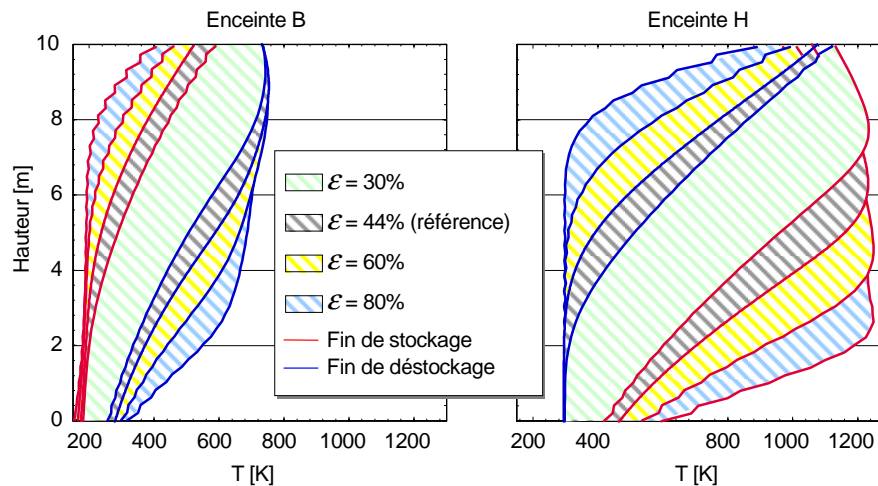


Figure II-95 : Comparaison des profils thermiques avec différentes porosités : 30%, 44%, 60% et 80%.

Bien que l'utilisation thermique soit croissante avec la porosité, le volume total des enceintes affiche un optimum vers $\varepsilon = 50\%$ sur la figure II-96 : lorsque la porosité est grande, l'augmentation de l'utilisation thermique ne compense pas la réduction de la quantité de matière solide par unité de volume. Cette baisse de densité oblige à augmenter le volume des enceintes afin de conserver suffisamment de matière solide pour assurer le support physique des 600 MWh qu'impose le cahier des charges. Le cas « ε_{50} » a été calculé pour mieux préciser l'optimum, et montre que la gamme de porosités de 40% à 60% se traduit par des performances proches de l'optimum en termes de volume total.

Le volume de solide quant à lui, n'affiche pas d'optimum et continue de décroître lorsque la porosité augmente. Cependant, passé l'optimum du volume total à $\varepsilon = 50\%$, l'intérêt que représente le gain de volume solide est rapidement limité par la nécessité d'une très grande enceinte et donc d'un investissement très important.

On retrouve également sur la figure II-96 les tendances précédemment observées : lorsque l'utilisation thermique de l'enceinte croît, le maintien des performances imposées par le cahier des charges nécessite d'augmenter les tolérances de basculement et de réduire le volume total de matière solide.

En conclusion, la porosité joue un rôle important car elle influence non seulement l'échange thermique par l'intermédiaire de la surface d'échange, mais aussi la quantité de matière dans les enceintes et donc la quantité d'énergie qu'elles peuvent stocker. Cette étude suggère que la valeur la plus adaptée au procédé SEPT se situe entre 40% et 60%, à moins que le coût de la matière solide employée soit suffisamment élevé pour justifier une porosité supérieure et donc un volume total d'enceinte plus grand.

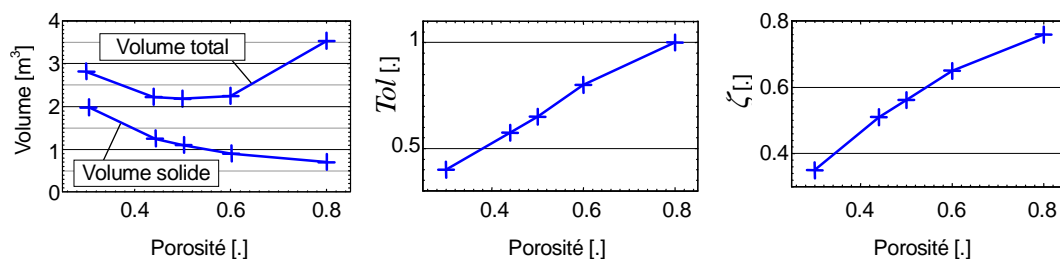


Figure II-96 : Évolution du volume total des enceintes et de solide, de la tolérance de basculement et de l'utilisation thermique en fonction de la porosité.

4.3 Cas des milieux granulaires

4.3.1 Empilements de sphères

Un cas industriel en empilement de sphères a été défini avec le même cahier des charges que le cas de référence en canaux, à l'exception des diamètres de sphères variables. La figure II-97 montre les cas où $d = 1, 2$ et 4 cm, affichant respectivement une largeur d'enceinte de $28,75$ m, 27 m, et 29 m.

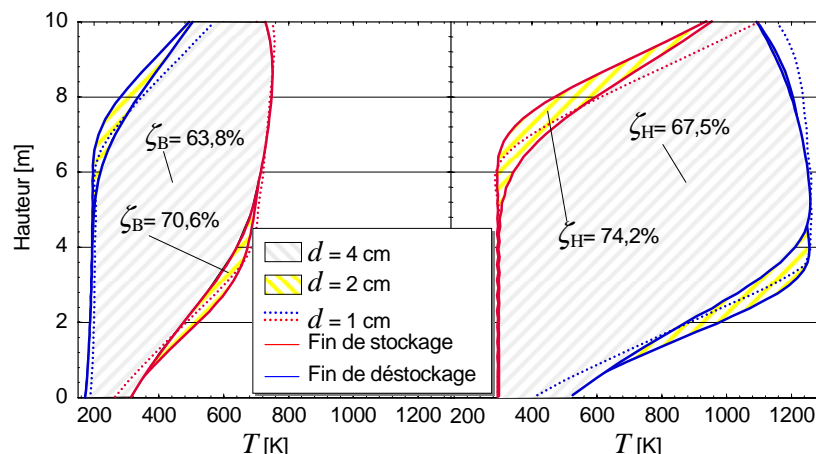


Figure II-97 : Comparaison des profils thermiques des cas en empilement de sphères, avec des diamètres de $1, 2$ et 4 cm.

La figure II-98 met en évidence les fortes pertes de pression engendrée par le diamètre de 1 cm, qui obligent à pousser la vitesse des compresseurs à 120% de leur valeur nominale pour atteindre le rapport de pression requis de 6 , ce qui est impossible à une vitesse de 100% , comme le montre la caractéristique du compresseur de déstockage sur la figure II-56. Cependant, le point de fonctionnement du compresseur s'éloigne alors de la zone nominale, ce qui diminue son rendement isentropique et force l'augmentation du volume total d'enceinte et la réduction des tolérances de basculement pour parvenir au cahier des charges.

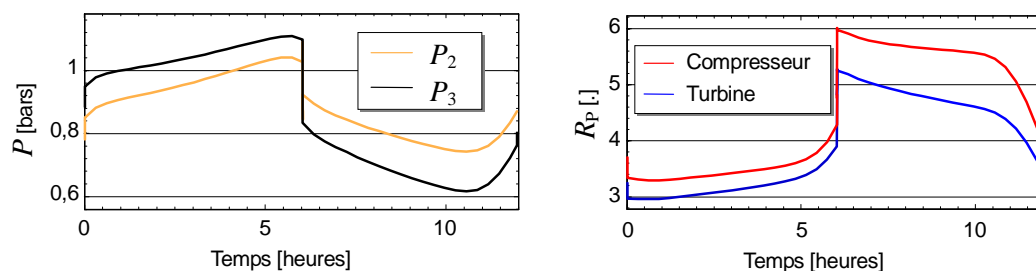


Figure II-98 : Pressions aux bornes de l'enceinte B et rapport de pression aux bornes des turbomachines dans le cas avec un diamètre hydraulique de 1 cm.

La figure II-99 montre que le diamètre de sphère présentant le meilleur compromis entre l'échange thermique et les pertes de pression se situe entre 1 et 4 cm.

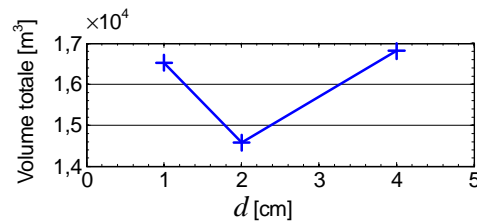


Figure II-99 : Largeur des enceintes en fonction du diamètre des sphères.

4.3.2 Empilements de graviers

Le manque de corrélations généralistes permettant de quantifier l'échange thermique et les pertes de pression oblige à utiliser une corrélation propre à un certain type de graviers, dont les caractéristiques géométriques et géologiques ne sont pas connues avec précision.

Par conséquent on ne connaît pas précisément à quelle type de graviers correspondent les résultats, ce qui limite l'intérêt de l'étude. Une solution consiste à effectuer des mesures expérimentales de pertes de pression, d'échange thermique et de conductivité effective sur un échantillon de gravier que l'on désire modéliser, mais cela ne rentre pas dans le cadre de cette thèse.

Un cas correspondant au cahier des charges de référence où les graviers affichent un diamètre équivalent moyen de 2 cm est présenté figure II-100, à titre indicatif, mais ces résultats n'ont probablement pas de caractère général, car ils dépendent du type de graviers utilisé par Löff [36] pour établir la corrélation donnée table II-3. Ce cas affiche une utilisation thermique de 62% et une largeur d'enceinte de 28,75 mètres correspondant à un volume de 16 530 m³, ce qui le rapproche des cas en empilement de sphères.

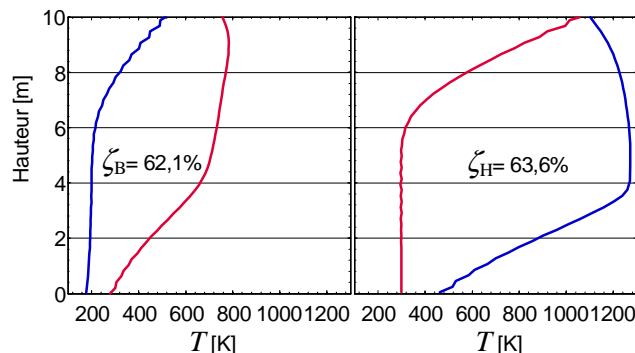


Figure II-100 : Profils thermiques du cas industriel correspondant à un empilement de graviers de diamètre équivalent moyen égal à 2 cm.

4.4 Comparaison des types de matrices solide

Parmi l'ensemble de cas testés, les canaux montrent les meilleures performances, et ce pour un diamètre hydraulique de 4 mm, alors que l'optimum de diamètre pour les sphères est d'environ 2 cm, correspondant à un diamètre hydraulique d_h de 16 mm (donné par l'équation II-36). Cela s'explique par le fait que, pour un même diamètre hydraulique, les pertes de pression plus sont importantes en milieux granulaires du fait du parcours tortueux imposé au fluide.

Cependant, il est industriellement difficile de réaliser une matrice de canaux de 4 mm car cela implique de concevoir et d'assembler des éléments sur une hauteur d'une dizaine de mètres avec une précision latérale de l'ordre du millimètre. Un décalage latéral de quelques millimètres entre deux éléments empilés peut alors obstruer un grand nombre de canaux. De plus, la porosité de 44% implique une épaisseur de solide entre les canaux de seulement 2 mm, ce qui requiert une méthode de fabrication très précise et donc coûteuse.

Les empilements granulaires présentent des performances maximales moindres, mais nécessitent des méthodes de production et d'assemblage moins contraignantes et donc moins coûteuses. Une analyse économique du meilleur rapport performances/prix n'a pas été effectuée mais serait nécessaire pour donner la configuration la plus intéressante d'un point de vue industriel.

4.5 Conclusion de l'étude

L'importance et le caractère antagoniste de l'échange thermique et des pertes de pression ont été mis en évidence dans les différents cas étudiés, et montrent que les meilleures performances sont atteintes en canaux droits grâce à leurs faibles pertes de pression, mais pour des dimensions de canal industriellement contraignantes voire irréalisables.

L'ajout d'obstacles dans les canaux permettant l'intensification de l'échange thermique pour des diamètres hydrauliques « raisonnables » apparaît alors comme une solution potentiellement intéressante, dans la mesure où l'augmentation des pertes de pression associée ne réduit pas les performances globales du procédé.

L'intérêt de cette intensification de l'échange thermique en canal est étudié dans le chapitre suivant.

5 Synthèse

Une étude bibliographique sur les régénérateurs a permis de comparer différents modèles existants et de mettre en évidence les aspects principaux de leur comportement thermique : la translation et la diffusion d'un profil de température. Les propriétés thermohydrauliques des matrices de types canaux et empilement de sphères ou de graviers ont été étudiées et des corrélations issues de la littérature ont été sélectionnées dans le but de modéliser des régénérateurs adaptés aux conditions du procédé SEPT. Les caractéristiques décrivant le fonctionnement des turbomachines ont été décrites, et leur modélisation a été détaillée. La modélisation globale du procédé, qui intègre un modèle de turbomachine et un modèle de régénérateur de type volumes-finis, a été explicitée, et un cas de référence correspondant à l'application de stockage électrique massif a été défini. L'étude de ses résultats a mis en évidence le comportement thermodynamique du système au cours d'un cycle stockage/déstockage en régime périodique stabilisé. Les performances du cas de référence suggèrent que le procédé est adapté aux applications de stockage électrique à grande échelle, au même titre que le stockage hydraulique gravitaire (PHS), ou que l'air comprimé en caverne (CAES).

Une analyse d'influence basée sur la variation des exigences du cahier des charges a ensuite mis en évidence le rôle clé que jouent l'échange thermique et les pertes de pression dans les performances du procédé, par l'intermédiaire de la variation du diamètre des canaux et des sphères. Du point de vue du dimensionnement des régénérateurs, un diamètre hydraulique des canaux optimal de 4 mm est obtenu, permettant une réduction de volume des régénérateurs de 38% par rapport au cas de référence. Cette analyse fait également apparaître un compromis entre le rendement du procédé et l'utilisation thermique des régénérateurs : en triplant le volume des régénérateurs et en réduisant leur utilisation thermique, il a également été possible d'obtenir les mêmes performances hormis rendement global plus élevé valant 76% au lieu de 66%. Enfin, une valeur optimale de porosité a été obtenue, située entre 40% et 60%, et des valeurs supérieures permettent de diminuer encore la quantité de matière nécessaire mais au détriment du volume total.

Dans une optique de fabrication de pièces destinées à la validation expérimentales prévue à la suite de cette thèse, et en considérant la difficulté de réalisation d'une géométrie correspondant au diamètre hydraulique optimal de 4 mm, l'amélioration des performances par une étude

d'intensification de l'échange thermique dans un canal de dimensions supérieures est apparue comme une solution attrayante, qui fait l'objet du chapitre suivant.

6 Références

- [1] A. Roy et S. K. Das, « An analytical solution for a cyclic regenerator in the warm-up period in presence of an axially dispersive wave », *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 40, n^o. 1, p. 21-29, janv. 2001.
- [2] A J Organ, « Two centuries of the thermal regenerator », vol. 214, 2000.
- [3] J. Yu, M. Zhang, W. Fan, Y. Zhou, et G. Zhao, « Study on performance of the ball packed-bed regenerator: experiments and simulation », *Applied Thermal Engineering*, vol. 22, n^o. 6, p. 641-651, avr. 2002.
- [4] S. Muralikrishna, « Study of Heat Transfer Process in a Regenerator », *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 77, n^o. 2, p. 131-137, mars. 1999.
- [5] H. W. Fricker, « Regenerative thermal storage in atmospheric air system solar power plants », *Energy*, vol. 29, n^o. 5-6, p. 871-881, 2004.
- [6] J. W. Howse, G. A. Hansen, D. J. Cagliostro, et K. R. Muske, « Solving a Thermal Regenerator Model using Implicit Newton-Krylov Methods ».
- [7] P.J Eggs, *Low Reynolds number flow heat exchangers*. (Washington): Hemisphere Pub. Corp., 1983.
- [8] S. Frigerio, M. Mehl, E. Ranzi, D. Schweiger, et J. Schedler, « Improve efficiency of thermal regenerators and VOCs abatement systems: An experimental and modeling study », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 31, n^o. 5, p. 403-411, avr. 2007.
- [9] A. John Willmott, *Dynamics of Regenerative Heat Transfer*. Taylor & Francis, 2001.
- [10] M. Bahrami, M. M. Yovanovich, et J. R. Culham, « Effective thermal conductivity of rough spherical packed beds », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, n^o. 19-20, p. 3691-3701, sept. 2006.
- [11] W. S. Jodrey et E. M. Tory, « Computer simulation of close random packing of equal spheres », *Physical Review A*, vol. 32, p. 2347-2351, oct. 1985.
- [12] I. F. Macdonald, M. S. El-Sayed, K. Mow, et F. A. L. Dullien, « Flow through Porous Media-the Ergun Equation Revisited », *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, vol. 18, n^o. 3, p. 199-208, 1979.
- [13] D. Nemeč et J. Levec, « Flow through packed bed reactors: 1. Single-phase flow », *Chemical Engineering Science*, vol. 60, n^o. 24, p. 6947-6957, déc. 2005.
- [14] N. Wakao et K. Kato, *Effective thermal conductivity of packed beds*. 1969.
- [15] G. Weidenfeld, Y. Weiss, et H. Kalman, « A theoretical model for effective thermal conductivity (ETC) of particulate beds under compression », *Granular Matter*, vol. 6, n^o. 2, p. 121-129, oct. 2004.
- [16] B. P. Singh et M. Kaviany, « Effect of solid conductivity on radiative heat transfer in packed beds », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, n^o. 16, p. 2579-2583, nov. 1994.
- [17] E. A. Foumeny, A. Kulkarni, S. Roshani, et A. Vatani, « Elucidation of pressure drop in packed-bed systems », *Applied Thermal Engineering*, vol. 16, n^o. 3, p. 195-202, mars. 1996.
- [18] E. Achenbach, « Heat and flow characteristics of packed beds », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 10, n^o. 1, p. 17-27, janv. 1995.
- [19] D. Wen et Y. Ding, « Heat transfer of gas flow through a packed bed », *Chemical Engineering Science*, vol. 61, n^o. 11, p. 3532-3542, juin. 2006.
- [20] J. A. McCorquodale, A. A. A. Hannoura, et M. S. Nasser, « Hydraulic Conductivity of Rockfill », *Journal of Hydraulic Research*, vol. 16, n^o. 2, p. 123-137, 1978.
- [21] A. V. Matveev, L. V. Barysheva, I. V. Koptuyug, V. M. Khanaev, et A. S. Noskov, « Investigation of fine granular material flow through a packed bed », *Chemical Engineering Science*, vol. 61, n^o. 8, p. 2394-2405, avr. 2006.

- [22] James De Acetis et George Thodos, « Mass and Heat Transfer in Flow of Gases Through Spherical Packings », *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 52, n^o. 12, p. 1003–1006, déc. 1960.
- [23] E. Alanís, L. Saravia, et L. Rovetta, « Measurement of rock pile heat transfer coefficients », *Solar Energy*, vol. 19, n^o. 5, p. 571-572, 1977.
- [24] Elisabeth Schröder, Andreas Class, et Lambert Krebs, « Measurements of heat transfer between particles and gas in packed beds term at low to medium Reynolds numbers », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 30, n^o. 6, p. 545-558, juin. 2006.
- [25] A.H. Ahmadi Motlagh et S.H. Hashemabadi, « Measurements of the gas-particle convective heat transfer coefficient in a packed bed for high-temperature energy storage », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 35, n^o. 9, p. 1183-1189, nov. 2008.
- [26] Vortmeyer D., « Packed bed thermal dispersion models and consistent sets of coefficients », *Chemical engineering and processing*, vol. 26, n^o. 3, p. 263-268, 1989.
- [27] P. J. (Univ of W. Hughes, S. A. Klein, et D. J. Close, « Packed bed thermal storage models for solar air heating and cooling systems », p. Medium: X; Size: Pages: 336-338, J Journal Name: J Heat Transfer; (United States); Journal Volume: 98:2. 1976.
- [28] G. David Scott, « Packing of Spheres: Packing of Equal Spheres », *Nature*, vol. 188, p. 908-909, 1960.
- [29] J. P. du Plessis et S. Woudberg, « Pore-scale derivation of the Ergun equation to enhance its adaptability and generalization », *Chemical Engineering Science*, vol. 63, n^o. 9, p. 2576-2586, mai. 2008.
- [30] P. Chandra et D. H. Willits, « Pressure drop and heat transfer characteristics of air-rockbed thermal storage systems », *Solar Energy*, vol. 27, n^o. 6, p. 547-553, 1981.
- [31] R. E. Hicks, « Pressure Drop in Packed Beds of Spheres », *Ind. Eng. Chem. Fundamen.*, vol. 9, n^o. 3, p. 500-502, 1970.
- [32] A. Rix et Z. Olujić, « Pressure drop of internals for packed columns », *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, vol. 47, n^o. 9-10, p. 1520-1529, sept. 2008.
- [33] Shapiro, M, Fedina, I, Litovsky, E, et Shavit, A, « Thermal conductivity of packed beds of refractory particles: experimental results », *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 80, n^o. 8, p. 2100-2108, août. 1997.
- [34] G. N. Dul'nev, E. Y. Litovskii, I. G. Fedina, et S. L. Bondarenko, « Thermal conductivity of refractory fills at temperatures in the range 500–2000 K », *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, vol. 56, n^o. 1, p. 84-89, janv. 1989.
- [35] K. Sagara et N. Nakahara, « Thermal performance and pressure drop of rock beds with large storage materials », *Solar Energy*, vol. 47, n^o. 3, p. 157-163, 1991.
- [36] G. O. G. Löf et R. W. Hawley, « Unsteady-State Heat Transfer between air and loose solids », *Ind. Eng. Chem.*, vol. 40, n^o. 6, p. 1061-1070, 1948.
- [37] C. F. McDonald, « Recuperator considerations for future higher efficiency microturbines », *Applied Thermal Engineering*, vol. 23, n^o. 12, p. 1463-1487, août. 2003.
- [38] J. J. Saastamoinen, « Analytical solution for balanced symmetric counterflow regenerator », *Journal of heat transfer*, vol. 117, n^o. 2, p. 510-512, 1995.
- [39] B.-S. Choi et J. Yi, « Simulation and optimization on the regenerative thermal oxidation of volatile organic compounds », *Chemical Engineering Journal*, vol. 76, n^o. 2, p. 103-114, févr. 2000.
- [40] V. Kumar Cheeda, R. V. Kumar, et G. Nagarajan, « Design and CFD analysis of a regenerator for a turboshaft helicopter engine », *Aerospace Science and Technology*, vol. 12, n^o. 7, p. 524-534, oct. 2008.
- [41] S. Zhu et Y. Matsubara, « A numerical method of regenerator », *Cryogenics*, vol. 44, n^o. 2, p. 131-140, févr. 2004.
- [42] J. S. Cha, S. M. Ghiaasiaan, et C. S. Kirkconnell, « Oscillatory flow in microporous media applied in pulse - tube and Stirling - cycle cryocooler regenerators », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 32, n^o. 6, p. 1264-1278, mai. 2008.

-
- [43] Y. Reboussin, J.F. Fourmigué, P. Marty, et O. Citti, « A numerical approach for the study of glass furnace regenerators », *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, n^o. 14-15, p. 2299-2320, oct. 2005.
- [44] Z. Wu, R. V. N. Melnik, et F. Borup, « Model-based analysis and simulation of regenerative heat wheel », *Energy and Buildings*, vol. 38, n^o. 5, p. 502-514, mai. 2006.
- [45] P. Chassaing, *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès, 2000.
- [46] S. Kakac, *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. John Wiley & Sons, 1987.
- [47] J.Taine J.P.Petit, *Transferts thermiques : Mécanique des fluides anisothermes*, 1989e éd. Paris: Dunod Université, 1989.
- [48] R. P. Mayer et R. A. Stowe, « Packed uniform sphere model for solids: Interstitial access opening sizes and pressure deficiencies for wetting liquids with comparison to reported experimental results », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 294, n^o. 1, p. 139-150, févr. 2006.
- [49] GD Scott et DM Kilgour, « Effect of vibration on densification of ball bearing systems », *Brit. J. Appl. Phys*, vol. 2, p. 863-872, 1969.
- [50] J. Tobochnik et P. M. Chapin, « Monte Carlo simulation of hard spheres near random closest packing using spherical boundary conditions », *The Journal of Chemical Physics*, vol. 88, n^o. 9, p. 5824-5830, mai. 1988.
- [51] S. Torquato, T. M. Truskett, et P. G. Debenedetti, « Is Random Close Packing of Spheres Well Defined? », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, n^o. 10, p. 2064-2067, mars. 2000.
- [52] I. Taguchi et M. Kurashige, « Microstructures and macroscopic conductivity of randomly packed and uniaxially pressed sphere compacts », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, n^o. 19-20, p. 3809-3819, sept. 2007.
- [53] A. G. Dixon, « Correlations for wall and particle shape effects on fixed bed bulk voidage », *Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 66, n^o. 5, p. 705-708, 1988.
- [54] J. P. du Plessis et S. Woudberg, « Pore-scale derivation of the Ergun equation to enhance its adaptability and generalization », *Chemical Engineering Science*, vol. 63, n^o. 9, p. 2576-2586, mai. 2008.
- [55] S Ergun, « Fluid flow through packed columns », *Chem. Eng. Prog.*, 1952.
- [56] A. Burghardt, G. Bartelmus, et A. Szlemp, « Hydrodynamics of Pulsing Flow in Three-Phase Fixed-Bed Reactor Operating at an Elevated Pressure », *Industrial and engineering chemistry research*, vol. 43, n^o. 16, p. 4511-4521, 2004.
- [57] A. Lakota, Janez Levec, et Ruben G. Carbonell, « Hydrodynamics of trickling flow in packed beds: Relative permeability concept », *AIChE Journal*, vol. 48, n^o. 4, p. 731-738, 2002.
- [58] Dullien, F.A.L, *Porous media; fluid transport and pore structure.*, 2e éd. New York: Academic Press Inc, 1979.
- [59] Khan J. A., Beasley D. E., et Alatas B., « Evaporation from a packed bed of porous particles into superheated vapor », *International journal of heat and mass transfer*, vol. 34, n^o. 1, p. 267-280, 1991.
- [60] R. Byron Bird, Warren E. Stewart, et Edwin N. Lightfoot, *Transport Phenomena*. John Wiley & Sons Inc, 2001.
- [61] A. S. Gupta et George Thodos, « Mass and heat transfer in the flow of fluids through fixed and fluidized beds of spherical particles », *AIChE Journal*, vol. 8, n^o. 5, p. 608-610, 1962.
- [62] N.S. Gupta, R.B. Chaubey, et S.N. Upadhyay, « Fluid-particle heat transfer in fixed and fluidized beds », *Chem. Eng. Sci.*, vol. 29, p. 839-843, 1974.
- [63] C.N. Satterfield et H. Resnick, « Simultaneous heat and mass transfer in a diffusion-controlled chemical reaction », *Chem. Engng Prog.*, vol. 50, p. 504-510, 1954.
- [64] N. Wakao et S. Kagueli, *Heat and Mass Transfer in Packed Beds*. New York: Gordon Breach Science Publishers, 1982.
- [65] ERG Eckert et RM Drake, *Heat and mass transfer*. McGraw-Hill, 1959.
-

- [66] S Yagi, D Kunii, et K Endo, « Heat Transfer in Packed Bed through which Water Is Flowing », *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 7, p. 333 - 338, 1964.
- [67] E. U. Schlünder, « Wärme- und Stoffübertragung in mit Schüttungen gefüllten Rohren », *Chemie Ingenieur Technik - CIT*, vol. 38, n^o. 11, p. 1161-1168, 1966.
- [68] A. J. Slavin, V. Arcas, C. A. Greenhalgh, E. R. Irvine, et D. B. Marshall, « Theoretical model for the thermal conductivity of a packed bed of solid spheroids in the presence of a static gas, with no adjustable parameters except at low pressure and temperature », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n^o. 20, p. 4151-4161, sept. 2002.
- [69] P. Zehner et E.U. Schlünder, « Einfluß der wärmestrahlung und des Druckes auf den Wärmetransport in nicht durchströmten Schüttungen », *Chem. Eng. Technol.*, vol. 44, 1972.
- [70] A. Abou-Sena, A. Ying, et M. Abdou, « Experimental measurements of the effective thermal conductivity of a lithium titanate (Li₂TiO₃) pebbles-packed bed », *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 181, n^o. 1-3, p. 206-212, janv. 2007.
- [71] SS Sih et JW Barlow, « The prediction of the thermal conductivity of powders », in *Solid Freeform Fabrication Symposium Proceedings*, 1995, p. 397-401.
- [72] Enoda, M., Furuya, K., Takatsu, H., et Hatano, T., « Effective thermal conductivity measurements of the binary pebble beds by hot wire method for the breeding blanket », *Fusion technology*, vol. 34, n^o. 3, p. 877-881, 1998.
- [73] A. J. Slavin, F. A. Londry, et J. Harrison, « A new model for the effective thermal conductivity of packed beds of solid spheroids: alumina in helium between 100 and 500°C », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, n^o. 12, p. 2059-2073, juin. 2000.
- [74] J.-P. Latham, A. Munjiza, et Y. Lu, « On the prediction of void porosity and packing of rock particulates », *Powder Technology*, vol. 125, n^o. 1, p. 10-27, mai. 2002.
- [75] A. Musy et M. Soutter, *Physique du sol*. PPUR presses polytechniques, 1991.
- [76] K. G. T. Hollands et H. F. Sullivan, « Pressure drops across rock bed thermal storage systems », *Sol. Energy*, vol. 33, n^o. 2, p. 221-225, 1984.
- [77] DH Willits, P Chandra, et MM Peet, « Modelling solar energy storage systems for greenhouses », *Journal of Agricultural Engineering Resource*, vol. 32, p. 73-93, 1985.
- [78] Ahmet Kürkli, Sefai Bilgin, et Burhan Özkan, « A study on the solar energy storing rock-bed to heat a polyethylene tunnel type greenhouse », *Renewable Energy*, vol. 28, n^o. 5, p. 683-697, avr. 2003.
- [79] C. Choudhury, P. M. Chauhan, et H. P. Garg, « Economic design of a rock bed storage device for storing solar thermal energy », *Solar Energy*, vol. 55, n^o. 1, p. 29-37, juill. 1995.
- [80] Coutier, J. P. et Farber, E. A., « Two Applications of A Numerical Approach Of Heat Transfer Process Within Rock Bed », *Solar Energy*, vol. 29, n^o. 6, p. 451-462, 1982.
- [81] E.F. Sowell et R.L. Curry, « A convolution model of rock bed thermal storage units », *Solar Energy*, vol. 24, p. 441-449, 1979.
- [82] Kitano, Hiroaki et Sagara, Kazunobu, « Estimate for optimum volume of rock bed and air flow rate for an air-based solar heating system », in *Proceedings of Building Simulation '99*, Kyoto, 1999, vol. 2, p. 855-860.
- [83] H. P. Garg, S. C. Mullick, et A. K. Bhargava, *Solar thermal energy storage*. Springer, 1985.
- [84] P. Chandra, L. D. Albright, et G. E. Wilson, « Pressure drop of unidirectional air flow through rock beds », *Transactions of the ASAE*, p. 1010-1013, 1981.
- [85] R. Singh, R. P. Saini, et J. S. Saini, « Nusselt number and friction factor correlations for packed bed solar energy storage system having large sized elements of different shapes », *Solar Energy*, vol. 80, n^o. 7, p. 760-771, juill. 2006.
- [86] K. G. T. Hollands et P. Pott, « Development and testing of evaporative cooler pads », *Mech. Chem. Engng. Transac.*, p. 66-72, 1971.
- [87] RV Dunkle et WM Ellul, « Randomly packed particulate bed regenerators and evaporative coolers », *Mech. Eng. Trans.*, 1972.

-
- [88] I. A. Abbud, G. O. G. Löf, et D. C. Hittle, « Simulation of solar air heating at constant temperature », *Solar Energy*, vol. 54, n° 2, p. 75-83, févr. 1995.
- [89] S. H. P. Chen et S. C. Saxena, « Thermal conductivity of argon in the temperature range 350 to 2500 K », *Molecular Physics: An International Journal at the Interface Between Chemistry and Physics*, vol. 29, n° 2, p. 455, 1975.
- [90] T. Hoshino, K. Mito, A. Nagashima, et M. Miyata, « Determination of the thermal conductivity of argon and nitrogen over a wide temperature range through data evaluation and shock-tube experiments », *International Journal of Thermophysics*, vol. 7, n° 3, p. 647-662, mai. 1986.
- [91] F. M. Faubert et G. S. Springer, « Measurement of the Thermal Conductivity of Argon, Krypton, and Nitrogen in the Range 800–2000°K », *The Journal of Chemical Physics*, vol. 57, n° 6, p. 2333, 1972.
- [92] E. W. Lemmon et R. T. Jacobsen, « Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air », *International Journal of Thermophysics*, vol. 25, n° 1, p. 21-69, janv. 2004.
- [93] René Bidard et Jacques Bonnin, *Energétique et turbomachines*. EYROLLES, 1979.
- [94] Renaud Gicquel, *Systèmes énergétiques*, vol. 1, 4 vol. Les presses de l'Ecole des Mines, 2001.
- [95] L. Giarré, D. Bauso, P. Falugi, et B. Bamieh, « LPV model identification for gain scheduling control: An application to rotating stall and surge control problem », *Control Engineering Practice*, vol. 14, n° 4, p. 351-361, avr. 2006.
- [96] Jean-Marie MÉRIGOUX, « Ventilateurs. Compresseurs - Notions fondamentales. Dimensionnement », *Techniques de l'ingénieur*. 1999.
- [97] Hirshfelder, Curtis, et Bird, *Molecular theory of gases and liquids*. New York: Wiley press, 1954.
- [98] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, et A. Lavine, *Fundamentals of Heat And Mass Transfer*, 4e éd. John Wiley & Sons Inc, 2006.
- [99] L. C. Burmeister, *Convective Heat Transfer, 2nd Edition*, 2e éd. Wiley-Interscience, 1993.
- [100] S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, 1er éd. Taylor & Francis, 1980.
- [101] Iain S. Duff, Michael A. Heroux, et Roldan Pozo, « An overview of the Sparse Basic Linear Algebra Subprograms: The new standard from the BLASTechnical Forum », *Acm Trans. Math. Softw.*, vol. 28, n° 2, p. 239–267, juin. 2002.
- [102] Tim Davis, « Sparse LU factorization of circuit simulation matrices », <http://www.cise.ufl.edu/~davis/techreports/KLU/pp04.pdf>, févr-2004. [Online]. Available: <http://www.cise.ufl.edu/~davis/techreports/KLU/pp04.pdf>.
- [103] S. E. Rogers et D. Kwak, « An upwind differencing scheme for the incompressible Navier-Stokes equations », *Appl. Numer. Math.*, vol. 8, n° 1, p. 43-64, 1991.

Chapitre III

Intensification des échanges

Le chapitre précédent a montré l'intérêt que représente l'intensification de l'échange thermique pour l'amélioration des performances du procédé SEPT. Le projet SETHER prévoyant la mise en œuvre d'une expérience de stockage thermique à échelle semi-industrielle, la définition d'une géométrie et le choix de matériaux adaptés ont été fixés comme objectifs de cette thèse. La géométrie de type « matrice de canaux » décrite dans le chapitre précédent a montré que le diamètre hydraulique optimal des canaux résulte d'un compromis entre l'échange thermique et les pertes de pression. Sa valeur a été estimée à 4 mm, ce qui pose le problème de la réalisation d'une matrice solide de ce type.

Des échanges avec des partenaires du projet SETHER ont abouti à envisager la réalisation d'un empilage constitué de plaques juxtaposées, de forme ondulée ou crénelée, afin de former des canaux pouvant laisser passer un gaz. Les dimensions de canaux réalisables étant supérieures à celles du canal optimal de 4 mm, l'intensification de l'échange thermique par génération de turbulence apparaît comme un axe de recherche intéressant, qui a fait l'objet de ce chapitre.

Les différentes techniques d'intensifications et les phénomènes physiques sur lesquels elles se basent sont présentés, après quoi les types de géométries envisagés avec les partenaires du projet SETHER sont étudiés. Un type de géométrie est ensuite sélectionné et fait l'objet d'une étude d'optimisation géométrique, en utilisant des corrélations établies par calculs CFD en trois dimensions à l'aide du logiciel FLUENT. Ces corrélations sont finalement intégrées dans la modélisation globale du procédé décrite au chapitre précédent pour faire apparaître la géométrie la plus intéressante du point de vue de la dimension des enceintes nécessaire au respect du cahier des charges.

1 État de l'art

L'intensification des échanges thermiques est un sujet vaste et largement étudié dans l'industrie pour optimiser les procédés utilisant des fluides caloporteurs. Le terme « intensification » sous-entend une intensification par rapport à une référence qui est généralement le canal droit

équivalent. Étant donné les cas présentés dans le chapitre précédent, affichant des nombres de Reynolds ne dépassant pas 1500, l'étude a été limitée à l'intensification à bas nombre de Reynolds.

Les techniques d'intensification en canal reposent généralement sur des promoteurs de turbulence mis en place périodiquement dans la direction de l'écoulement [1]. Le canal peut alors être vu comme la répétition d'un motif géométrique correspondant à la plus petite périodicité spatiale du canal.

Les géométries les plus répandues sont :

- les canaux à renforcements (*grooved channels*) et à rides transverses ou obliques [1-10], présentés sur les figures III-1 a) et b),
- les canaux à fossettes [11-13], présentés sur la figure III-1 c),
- les plaques corruguées [14-16], présentées sur la figure III-1 d),
- ou encore des canaux droits à inserts, souvent des fils enroulés [17-20], présentés figure III-1 e).

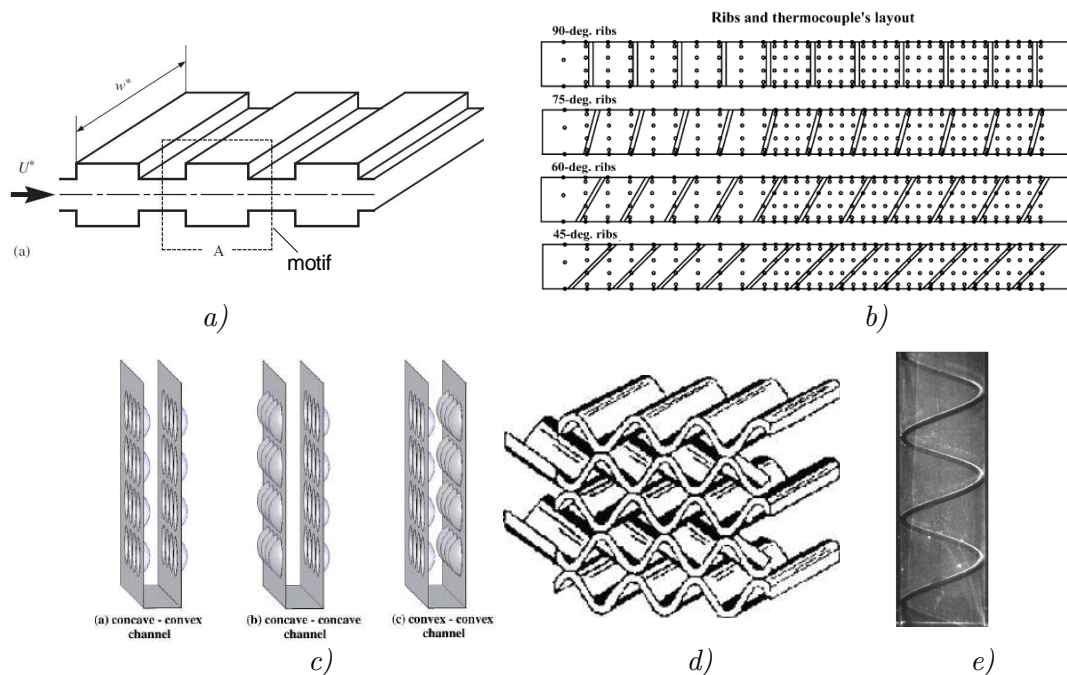


Figure III-1 : Exemples de géométries d'intensification d'échange thermique.

L'augmentation de la surface d'échange apportée par ces promoteurs est bienvenue, mais ils sont généralement conçus pour aider le mélange de l'écoulement, dans le but d'augmenter les gradients thermiques pariétaux qui sont le moteur de l'échange thermique.

Pour préparer les discussions sur l'intensification du coefficient d'échange thermique par convection h défini lors du chapitre précédent, quelques précisions sont nécessaires, pour établir les liens entre ce coefficient et les gradients thermiques pariétaux, et pour illustrer comment ces gradients sont influencés par la géométrie de l'écoulement.

1.1 Gradients thermiques et coefficient d'échange

1.1.1 Grandeurs locales

La formulation monodimensionnelle de l'échange thermique employée dans le chapitre précédent simplifie le problème en considérant que le fluide est à une température T_f et une vitesse v_f qui ne dépendent que d'une coordonnée, en l'occurrence la hauteur. En réalité ces grandeurs ne sont pas constantes selon la section du canal. Dans le cas d'un écoulement établi laminaire visqueux en canal, la vitesse suit la distribution de Poiseuille, illustrée sur la figure III-2, et la température suit généralement une distribution d'allure similaire.

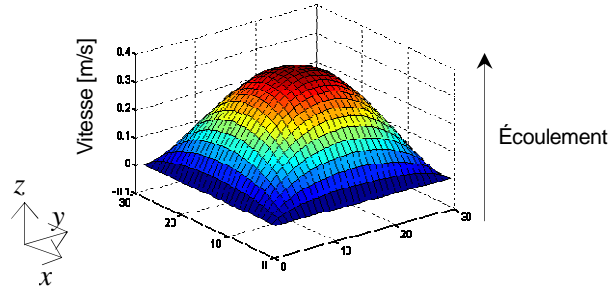


Figure III-2 : Exemple de profil de vitesse dans un canal droit de section carrée.

La vitesse notée v dans le précédent chapitre est en fait une vitesse moyenne débitante \bar{v} :

$$\bar{v}(z) = \frac{\int_{S(z)} \rho \bar{v} \cdot \bar{n} \, dS}{\int_{S(z)} \rho \, dS}, \quad (\text{III-1})$$

où $S(z)$ est la section du canal à l'abscisse z , et \bar{n} est le vecteur normal à dS .

De façon similaire, on définit une température moyenne débitante à l'abscisse z :

$$\bar{T}_f(z) = \frac{\int_{S(z)} \rho \bar{v} T_f \cdot \bar{n} \, dS}{\int_{S(z)} \rho \bar{v} \cdot \bar{n} \, dS} \quad (\text{III-2})$$

On définit également un flux thermique moyen à l'abscisse z , que l'on peut exprimer en fonction des gradients thermiques, grâce à loi de Fourier reliant le flux thermique aux gradients thermiques par l'intermédiaire de la conductivité k_f :

$$\bar{\varphi}(z) = \frac{1}{L_{\text{éch}}(z)} \int_{L_{\text{éch}}(z)} \bar{\varphi} \cdot \bar{n} \, dL = \frac{1}{L_{\text{éch}}(z)} \int_{L_{\text{éch}}(z)} -k_f \bar{\nabla} T_f \cdot \bar{n} \, dL \quad (\text{III-3})$$

où $L_{\text{éch}}(z)$ est le « contour d'échange », c'est-à-dire les points de la section du canal $S(z)$ correspondant à la paroi.

Le coefficient d'échange convectif h donné par l'équation II-24, est alors le rapport du flux thermique moyen sur l'écart de température moyen :

$$h(z) = \frac{k_f \text{Nu}(z)}{d_h(z)} = \frac{\bar{\varphi}(z)}{\bar{T}_f(z) - T_s(z)} \quad (\text{III-4})$$

où T_s est constant à l'abscisse z conformément à l'hypothèse de température de solide uniforme selon la section du canal, valide lorsque le nombre de Biot est inférieur à 0,1.

La formulation monodimensionnelle peut masquer le fait que l'échange thermique dit *convectif* n'est pas différent de l'échange thermique conductif. En effet, l'équation III-3 montre que le flux d'échange thermique moyen $\bar{\varphi}$ résulte de la conduction thermique induite par le gradient de température normal à la paroi $\bar{\nabla} T_f \cdot \bar{n}$. Le champ de vitesse non uniforme présenté sur la figure III-2 traduit le fait que le fluide se déforme, et cette déformation tend à augmenter ce gradient pariétal, par rapport à la conduction « classique », c'est-à-dire dans un solide indéformable.

Le nombre de Nusselt, qui est défini comme le rapport de l'échange convectif et de l'échange conductif, traduit cette augmentation des gradients par déformation du fluide. Les équations III-3 et III-4 montrent son intérêt en dimension 1 : il permet de modéliser l'échange thermique malgré l'impossibilité de définir un gradient thermique normal aux parois $\bar{\nabla} T_f \cdot \bar{n}$.

1.1.2 Grandeurs moyennes et établissement

Dans un canal droit, l'écoulement est considéré établi lorsque le nombre de Nusselt et le facteur de friction n'évoluent plus en fonction de la position axiale, mais dans un canal à promoteurs de turbulence périodiques, ils ne deviennent jamais constants. L'écoulement est considéré établi lorsque leurs évolutions deviennent identiques d'un motif à l'autre, c'est-à-dire périodiques. La valeur moyenne sur un motif est alors la même pour tous les motifs établis.

Pour permettre la comparaison avec le canal droit, le coefficient d'échange h_{motif} et le nombre de Nusselt moyen Nu_{motif} sur un motif sont généralement définis à l'aide d'une surface d'échange projetée $S_{\text{ech_proj}}$, c'est-à-dire la surface d'échange qu'aurait le canal si les promoteurs étaient retirés. Il en est de même pour le diamètre hydraulique d_h .

Finalement, en définissant T_{f_motif} et T_{s_motif} comme les températures moyennes sur un motif :

$$T_{f_motif} = \frac{1}{L_{\text{motif}}} \int_0^{L_{\text{motif}}} \overline{T_f}(z) dz \quad \text{et} \quad \text{(III-5)}$$

$$T_{s_motif} = \frac{1}{L_{\text{motif}}} \int_0^{L_{\text{motif}}} T_s(z) dz, \quad \text{(III-6)}$$

où L_{motif} est la longueur axiale d'un motif,

le coefficient d'échange moyen sur un motif d'exprime :

$$h_{\text{motif}} = \frac{k_f}{d_h} \text{Nu}_{\text{motif}} = \frac{\int_{S_{\text{ech}}} -k_f \vec{\nabla} T_f \cdot \vec{n} dS}{S_{\text{ech_proj}}} \frac{1}{T_{f_motif} - T_{s_motif}} \quad \text{(III-7)}$$

1.2 Stratégies d'intensification

L'équation III-7 montre que l'intensification du coefficient d'échange peut être obtenue en augmentant les gradients thermiques pariétaux, mais aussi par l'intermédiaire de la surface d'échange.

1.2.1 Augmentation de la surface d'échange

Ce type de stratégie correspond généralement à l'ajout d'ailettes perpendiculairement à une surface d'échange thermique avec l'extérieur, comme on le voit couramment sur les radiateurs dans l'habitat. Pour les écoulements internes en canaux, cette notion est moins pertinente, car l'ajout d'ailettes a des conséquences sur le champ de vitesse et sur la longueur caractéristique d_h de l'écoulement. Ces conséquences ayant généralement un impact sur l'échange thermique plus important que la seule augmentation de la surface d'échange, elle n'est généralement pas considérée comme une stratégie d'intensification pour les écoulements internes.

1.2.2 Couche limite thermique et recirculations

La figure III-3 a) illustre la diminution des gradients thermiques après l'entrée du gaz dans le canal, due au réchauffement global du fluide d'une part, et aux couches externes qui se réchauffent plus vite que les couches internes d'autre part, ce qui correspond à l'établissement d'une couche limite thermique. Cette couche peut être vue comme un isolant entre le fluide froid au centre du canal et les parois chaudes.

L'ajout d'obstacles le long des parois peut permettre de briser cette isolation en stoppant l'établissement des couches limites thermiques, ce qui engendre généralement des recirculations, illustrées par des flèches sur la figure III-3 b), et mises en évidence sur la figure III-4 b) et c). Une recirculation se traduit par une inversion locale de la vitesse axiale du fluide comme le montrent les profils de vitesse de la figure III-4 a), et permet généralement une intensification de l'échange au niveau du point de recollement, car c'est l'endroit où le fluide provenant du

milieu du canal vient à la rencontre des parois et engendre des gradients thermiques importants, comme le montrent les zones entourées en traits pleins sur la figure III-3 b).

Ces recirculations correspondent cependant à des zones où le fluide est peu renouvelé, et où les gradients thermiques sont faibles, comme on le voit sur la figure III-3 b). Ces recirculations peuvent être vues comme des régions qui isolent l'écoulement principal des parois ce qui détériore l'échange thermique [21]. Leur étendue a également tendance à croître lorsque la vitesse du fluide augmente [22], comme le montre l'évolution de la distance de recollement x_r sur la figure III-5 a), alors qu'elle est minimum pour un écoulement de Stokes illustré sur la figure III-5 b), c'est-à-dire lorsque la vitesse est suffisamment faible pour que les effets d'inertie du fluide soient négligeables. Cependant l'accord entre les régressions linéaires des différents auteurs de la figure III-5 a) est plutôt accidentel, car ils n'emploient pas les mêmes rapports d'expansion (H_u/H_r) alors que ce paramètre semble avoir une influence significative [22].

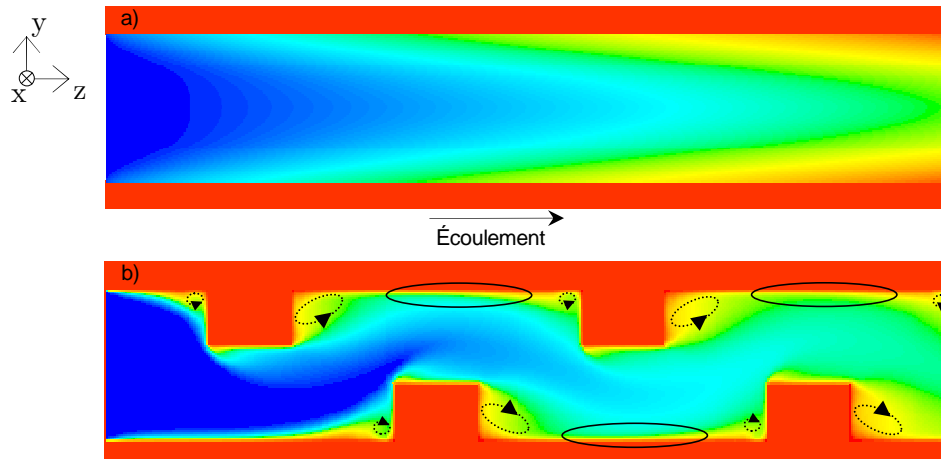


Figure III-3 : Illustration de l'échange thermique en canal avec une température de paroi imposée constante. a) canal droit, b) canal avec obstacles. Les zones indiquées par des flèches pointillées représentent les recirculations où les gradients thermiques sont faibles, alors que les zones entourées en traits pleins représentent les gradients importants.

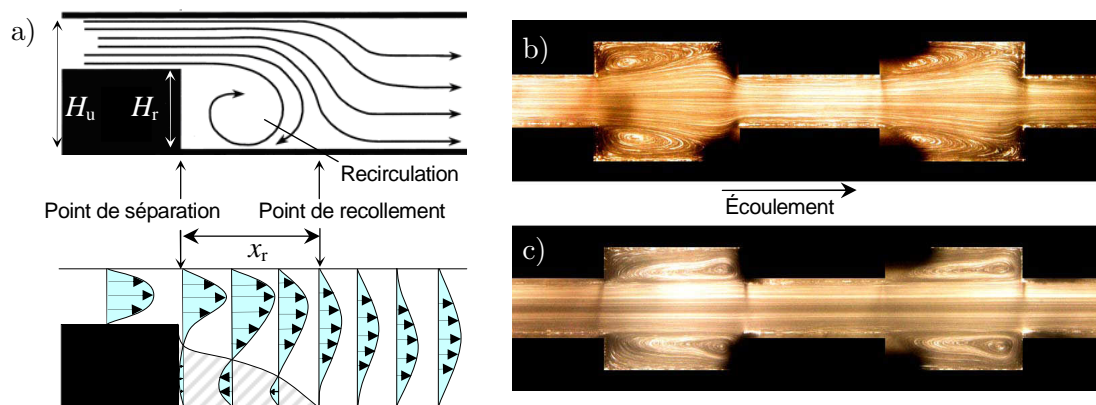


Figure III-4 : Recirculations dans un écoulement stationnaire, a) illustration des lignes de courant et des profils de vitesse axiaux sur une marche descendante, b) photographie d'un canal à renforcement à $Re = 50$, c) idem à $Re = 200$ [2].

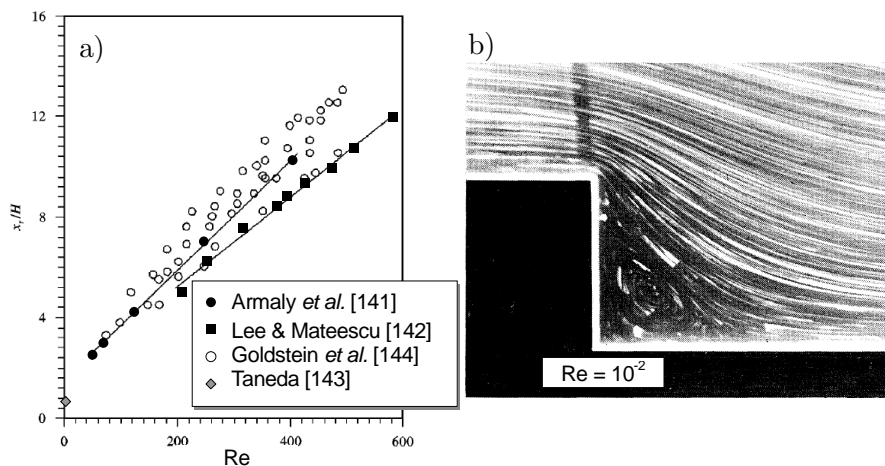


Figure III-5 : Longueur de recollement après une marche : a) en fonction du nombre de Reynolds [23], b) recirculation dans un écoulement de Stokes ($Re = 10^2$) [24].

1.2.3 Transition vers le régime turbulent

Selon la géométrie et le nombre de Reynolds de l'écoulement, un comportement instationnaire peut également apparaître, premier signe du régime de transition laminaire-turbulent. Or la turbulence intensifie l'échange thermique, car elle contribue à l'homogénéisation de la température dans le fluide ce qui diminue l'épaisseur de la couche limite thermique et augmente les gradients thermiques [25].

▪ Apparition des instationnarités

L'intensification en canal à bas nombre de Reynolds fait souvent apparaître une zone de régime laminaire bien plus restreinte qu'en canaux droits, la transition vers la turbulence pouvant apparaître à des nombres de Reynolds de l'ordre de la centaine. Cependant, la plupart des articles traitant de l'intensification des échanges thermiques en canaux ne s'intéressent pas à cette transition ou étudient une gamme de nombre de Reynolds trop élevée pour qu'elle puisse apparaître. Dans [1], [2], [26], [27], les processus liés à la transition de l'écoulement sont étudiés, et l'apparition de phénomènes instationnaires est interprétée comme l'excitation de certains modes de vibration de l'écoulement stationnaire (modes de Tollmien-Schlichting), qui bifurque vers un écoulement oscillant auto-entretenu à un nombre de Reynolds critique noté Re_c , par bifurcation de Hopf.

La figure III-6 a), extraite de [26], illustre cette bifurcation en montrant l'évolution temporelle de la perturbation transverse de la vitesse en un point dans un écoulement correspondant à une géométrie proche de celle de la figure III-1 a), à $Re = 200$. Les figures III-6 b) et c) permettent de comparer l'évolution de l'amplitude normalisée de la perturbation de vitesse pour $Re = 60$ et 200 , montrant une progression exponentielle quantifiable par un exposant K_{exp} . Il apparaît donc qu'une perturbation engendre des oscillations qui ont tendance à disparaître à $Re = 60$ (K_{exp} négatif), alors qu'elles vont s'amplifier à $Re = 200$ (K_{exp} positif), jusqu'à se stabiliser. La figure III-6 d) présente ce facteur en fonction du nombre de Reynolds, et montre que dans cette configuration le nombre de Reynolds critique, correspondant à $K_{exp} = 0$, est égal à 101. De plus, l'amplitude des oscillations stabilisées est proportionnelle à $\sqrt{Re - Re_c}$, ce qui correspond au comportement attendu d'une bifurcation de Hopf [2], [26].

Ces oscillations provoquent un mouvement périodique des recirculations qui se traduit par le détachement de tourbillons (*vortex shedding*), parfois appelés tourbillons de Von Karman. Une fois détachés, ces tourbillons sont emportés par l'écoulement, ce qui évacue une partie du fluide stagnant dans la recirculation, et contribue au mélange du fluide.

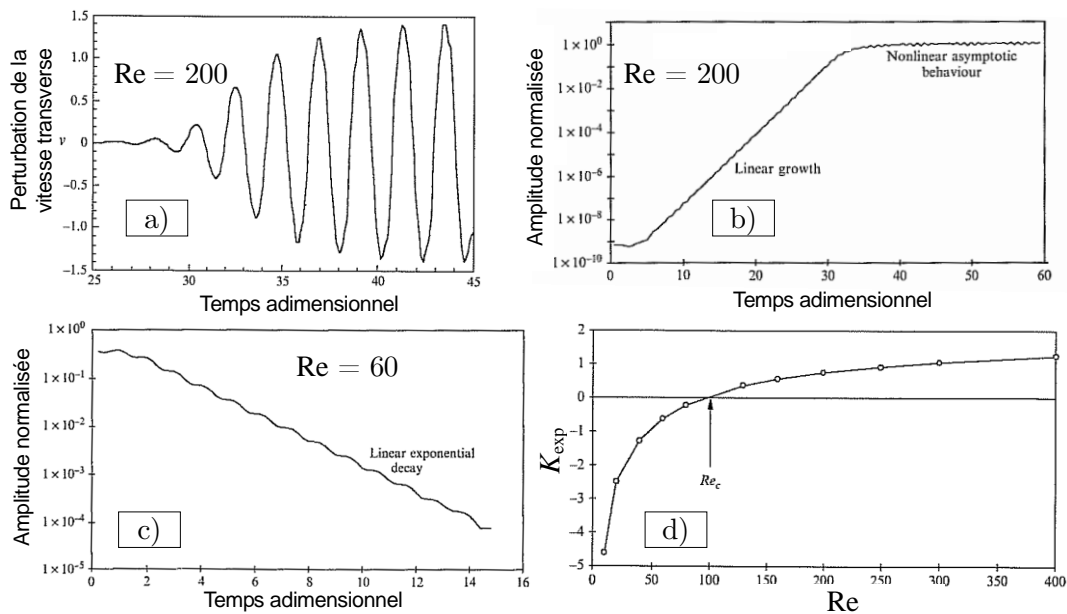


Figure III-6 : Illustration du phénomène de bifurcation vers le régime instationnaire. a) apparition des oscillations de vitesse transverse, b) et c) amplitude des oscillations en fonction du temps, et d) facteur de croissance exponentielle en fonction du nombre de Reynolds [26].

■ Densité spectrale

La densité spectrale des fluctuations de vitesse générée par ces oscillations est d'abord formée de quelques pics correspondant aux oscillations principales et à leurs harmoniques, comme le montre la figure III-7 pour un nombre de Reynolds de 325 dans un canal à promoteurs cylindriques [27]. Ces pics sont caractéristiques d'un écoulement laminaire oscillant. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les oscillations s'amplifient, les tourbillons principaux engendrent alors d'autres tourbillons à plus petite échelle, et le spectre s'homogénéise, ce qui est caractéristique d'un écoulement turbulent. Lorsque $Re = 800$, le spectre n'affiche plus que le pic correspondant à la fréquence fondamentale.

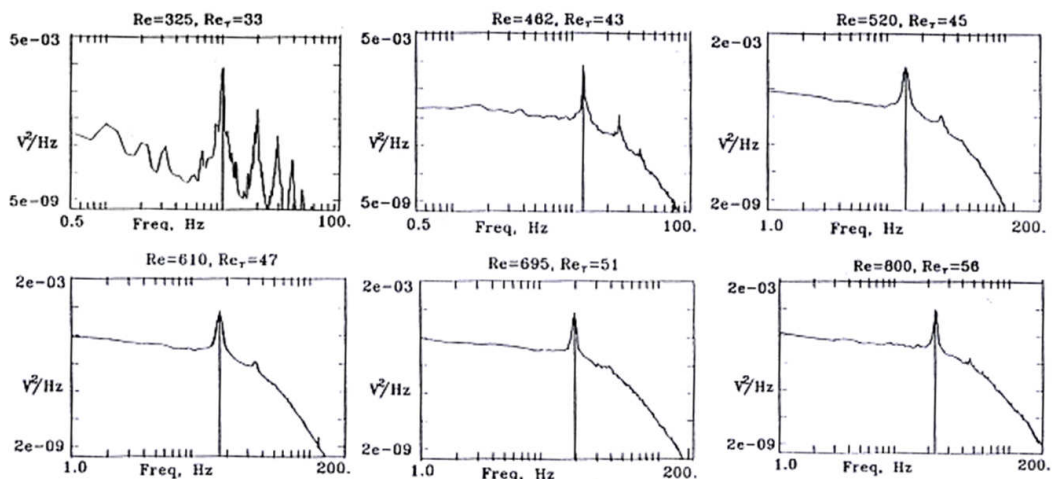


Figure III-7 : Évolution de la densité spectrale de fluctuations de vitesse dans une géométrie de type canal rectangulaire à promoteurs cylindriques pour différents nombres de Reynolds : 325, 462, 520, 610, 695, et 800 [27].

À haut nombre de Reynolds ($>10\,000$), le spectre n'affiche en principe plus de pics, et une décroissance régulière traduit le phénomène de transfert d'énergie des grandes aux petites échelles d'espace, comme l'illustre la figure III-8. La plus petite échelle d'espace atteinte est appelée *microéchelle de Kolmogorov* et dépend de l'énergie cinétique d'agitation et du taux de dissipation visqueux de l'écoulement.

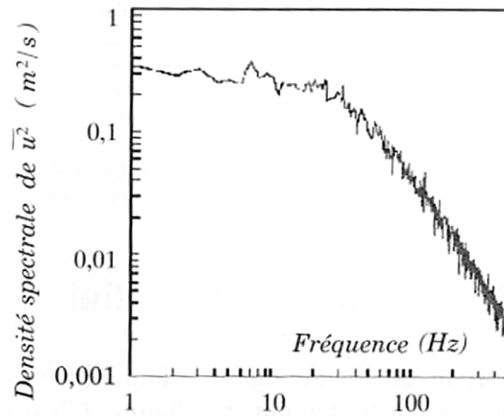


Figure III-8 : Spectre typique d'un écoulement turbulent [25].

▪ Comparaison avec le régime laminaire stationnaire

Dans un canal droit en régime laminaire, le nombre de Nusselt est constant, et le facteur de friction est inversement proportionnel au nombre de Reynolds. Dans [1], [2], [18], [27], l'apparition d'oscillations à Re_c coïncide avec un éloignement du comportement par rapport à ces lois laminaires.

Dans la plupart des configurations, les stratégies mentionnées permettent un accroissement moyen de l'échange thermique de 300% à 800%, mais au prix d'une augmentation des pertes de pression. Bien sûr, les performances de l'échangeur ne sont améliorées que dans la mesure où l'efficacité gagnée par l'intensification dépasse celle perdue par frottement. Certains auteurs définissent un facteur d'efficacité de l'intensification κ_{int} , qui rapporte l'augmentation du nombre de Nusselt à celle du facteur de friction élevé à la puissance 1/3 [1], [7], [8], [17], [19], [28] :

$$\kappa_{int} = \frac{Nu/Nu_0}{(f_D/f_{D0})^{1/3}} \quad (III-8)$$

où Nu_0 et f_{D0} sont les valeurs laminaires pour un même canal sans obstacle.

κ_{int} permet d'estimer l'augmentation de l'échange thermique ramené à l'augmentation de la puissance consommée par la pompe dans un cas simple, mais ce facteur manque probablement de pertinence pour un système thermodynamique complexe tel que le procédé SEPT.

2 Types de géométries envisagées

À la suite de discussions avec les partenaires du projet SETHER lié au procédé SEPT, en particulier avec l'école de céramique de Limoges (ENSCI) et la société PACT spécialisée dans les céramiques techniques, il a été décidé que la matrice solide des régénérateurs serait formée de plaques mises côte-à-côte, puis empilées. En considérant les types de géométries proposés dans la littérature d'une part et les contraintes de fabrication et d'utilisation d'autre part, trois formes permettant le passage du fluide ont été étudiées :

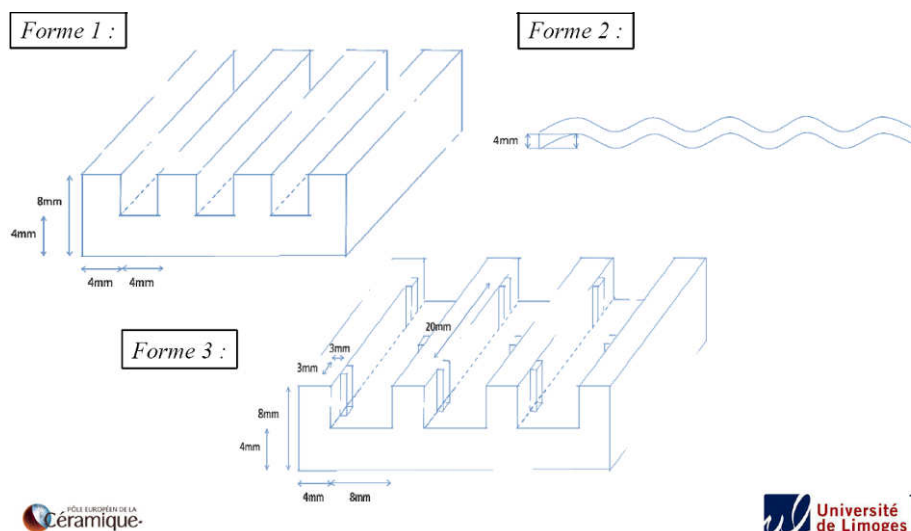
- la « forme 1 », qui correspond au canal rectangulaire droit, servant de référence,
- la « forme 2 », correspondant à la géométrie d'échangeurs à plaques corruguées,
- la « forme 3 », correspondant à des canaux rectangulaires, mais perturbés par des obstacles alternés sur deux faces opposées du canal.

Ces formes sont présentés sur la figure III-9, et la géométrie résultante sur la figure III-10.

2.1 Plaques corruguées

Le principe d'un échangeur à plaques corruguées est schématisé sur la figure III-11 : les deux fluides s'écoulent de part et d'autre des plaques, de manière alternée. La division de l'écoulement sur plusieurs « étages » permet de ramener la différence de température entre les

deux fluides à une distance caractéristique de l'ordre de quelques millimètres à quelques centimètres. Les gradients thermiques sont donc augmentés permettant un meilleur échange thermique et un échangeur plus compact.



Yves Coudaneau et al.
Céramique

Université
de Limoges

Figure III-9 : Formes des plaques envisagées pour réaliser la matrice solide des régénérateurs. Les dimensions indiquées ont été spécifiées pour permettre à PACT de réaliser quelques plaques afin de vérifier la faisabilité de fabrication de ces géométries.

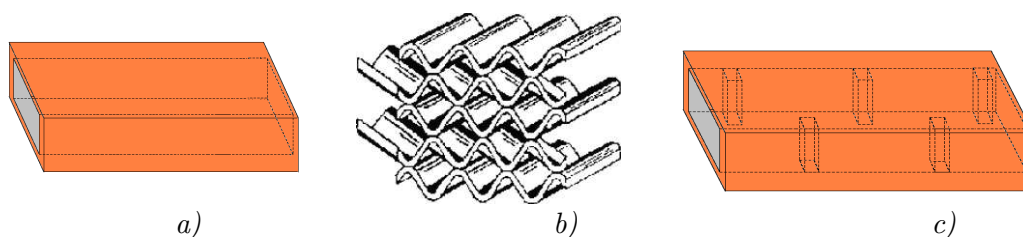


Figure III-10 : Canal formé par l'empilement de plaques de type : a) « forme 1 », b) « forme 2 », c) « forme 3 »

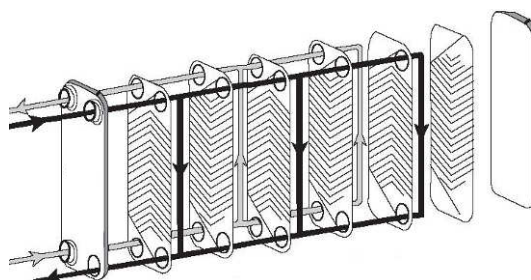


Figure III-11 : Illustration du fonctionnement d'un échangeur à plaques à contre-courant.

L'intérêt des plaques corruguées pour l'intensification des échanges thermiques est largement reconnu. Quelques paramètres suffisent pour caractériser la géométrie des corrugations : leur périodicité L_{motif} , leur amplitude L_{amp} , et leur angle de corrugation Θ , représentés figure III-12. Lorsque Θ est différent de 0° ou 90° , les plaques se touchent ponctuellement aux sommets des oscillations, formant les pseudo-canaux de la figure III-10 b). Lorsque Θ vaut 90° , les plaques n'ont aucun point de contacts, et forment des oscillations parallèles, perpendiculairement à l'écoulement. Une telle géométrie est alors bidimensionnelle car invariante selon la direction transverse, ce qui permet de visualiser son écoulement figure III-13. Lorsque Θ vaut 0° , les deux plaques sont également parallèles, mais la géométrie est alors invariante selon la direction de l'écoulement, ce qui n'a pas grand intérêt en termes d'intensification.

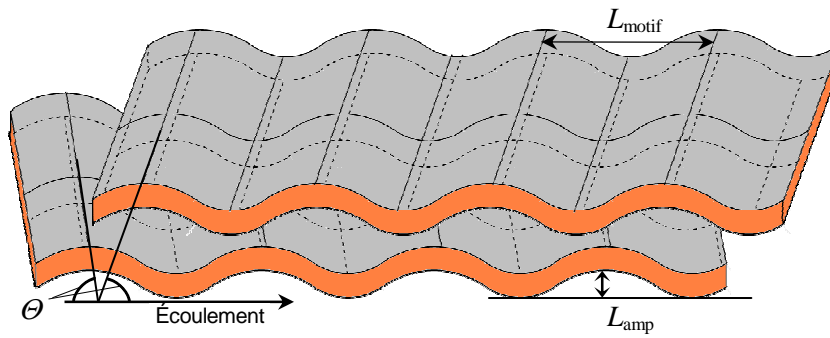


Figure III-12 : Paramètres géométriques caractérisant une plaque corruguée : angle des corrugations Θ , longueur d'un motif L_{motif} , et amplitude des corrugations L_{amp} .

Re	CONFIGURATION SCHEMATIQUE DE L'ECOULEMENT	CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT
< 100		Écoulement laminaire uniforme. Pas de zones mortes
100 ↓ 200		Écoulement scindé en 2 zones : • écoulement principal laminaire au centre • recirculations dynamiques et stables dans les creux avec points de séparation et de recollement
200 ↓ 350		Écoulement scindé en 2 zones : • écoulement principal laminaire au centre • écoulements secondaires instationnaires : détachements alternés de tourbillons de VON KARMAN se développant dans les creux
200 ↓ 2000		Écoulement turbulent en configuration très instationnaire : tourbillons venant perturber l'écoulement principal à certains endroits, mais aussi neutralisation de ces tourbillons par des zones de jet locales à d'autres endroits
> 2000		Écoulement turbulent avec 2 zones distinctes (mais interface instable entre les 2) : • Écoulement principal turbulent au centre (entre les bosses) • zones à faible vitesse relative

Figure III-13 : Différentes configurations d'écoulement lorsque $\Theta = 90^\circ$, en fonction du nombre de Reynolds.

En supposant une ondulation de forme sinusoïdale, l'augmentation de surface d'échange par rapport à une plaque plane s'exprime :

$$F_{\text{aug}} = \frac{1}{L_{\text{motif}}} \int_0^{L_{\text{motif}}} \sqrt{\left[\frac{\pi L_{\text{amp}}}{L_p} \cos \frac{2\pi x}{L_p} \right]^2 + 1} dx \quad (\text{III-9})$$

Malgré la présence répandue des échangeurs à plaques corruguées dans l'industrie, il existe peu de données en dehors des produits commerciaux existants, et les corrélations sont rarement disponibles dans la littérature publique. La figure III-14 présente le tracé de corrélations du coefficient de frottement pour $L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 2$ et $3,33$, et pour $\Theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$, et 90° [16], amenant plusieurs commentaires :

- Le nombre de Nusselt est supérieur à sa valeur en canal droit et croissant selon le nombre de Reynolds pour toutes les géométries.
- Pour un nombre de Reynolds donné, on observe une forte augmentation du nombre de Nusselt et du facteur de friction en fonction de l'angle de corrugation : de l'ordre de 10 à 30° et de l'ordre de 100 à 60° par rapport à un canal droit et pour un nombre de Reynolds de 1000.
- les plaques à $L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 2$ (lignes pointillées) présentent des facteurs de frictions et des nombres de Nusselt supérieurs aux plaques à $L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 3,33$, quelque soit Θ . En effet, les corrugations sont plus resserrées lorsque $L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 2$ et la plus grande « tortuosité » de la géométrie permet alors un meilleur mélange du fluide et donc un meilleur échange thermique, mais aussi plus de pertes de pression par frottements.
- lorsque l'on compare deux géométries, le plus grand facteur de friction correspond généralement au plus grand nombre de Nusselt, hormis dans certaines géométries telles que ($L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 3,33, \Theta = 60^\circ$) et ($L_{\text{motif}}/L_{\text{amp}} = 3,33, \Theta = 75^\circ$).
- les ruptures de pentes traduisent un régime de transition plus précoce qu'en canal droit, et donc un nombre de Reynolds critique inférieur, comme l'illustre la figure III-15.

En appliquant ces corrélations aux résultats obtenus avec le cas de référence industriel défini à la section II.3, on obtient une intensification d'un facteur 6, et une augmentation des pertes de pression d'un facteur 23. Les pertes énergétiques dues aux pertes de pression restant inférieures à quelques pourcents de l'énergie déstockée, on peut s'attendre à une amélioration significative des performances du procédé.

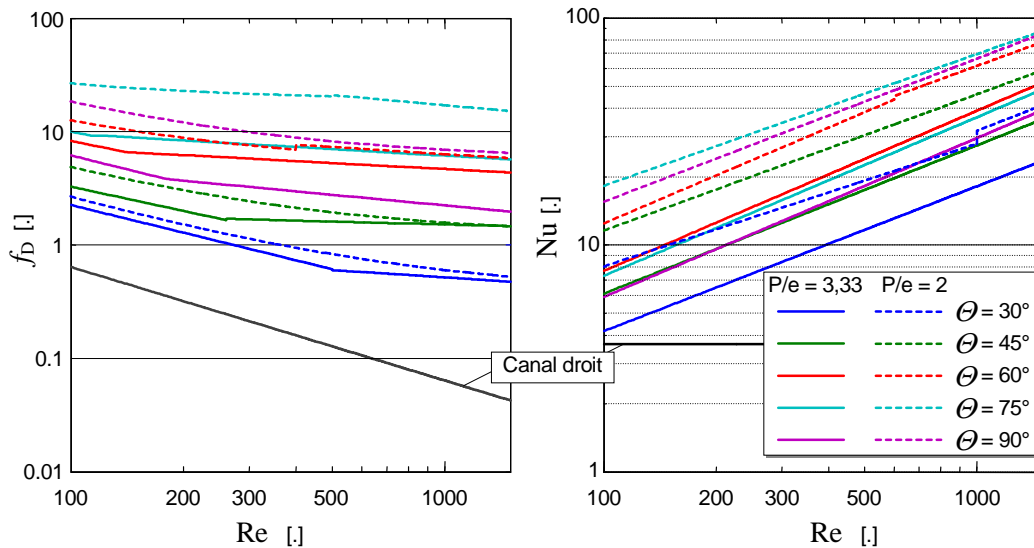


Figure III-14 : Comparaisons des corrélations de plaques corruguées.

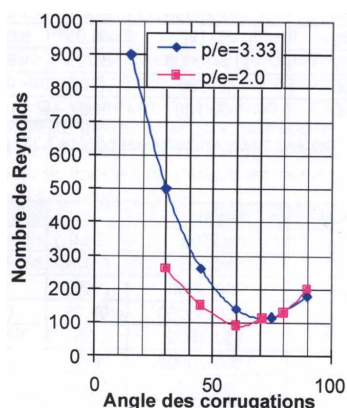


Figure III-15 : Nombre de Reynolds critique en fonction de l'angle de corrugation, et du pas relatif de la plaque [29]-[30].

2.2 Canaux à rides transverses

Contrairement aux plaques corruguées, les travaux portant sur les écoulements en canaux avec obstacles montrent une grande diversité de type, de forme, et de disposition d'obstacle, ce qui complique les comparaisons et les estimations.

Bien que l'intérêt de l'intensification de l'échange thermique par ajout d'obstacles soit également largement reconnu et que les données expérimentales soient relativement nombreuses, il existe peu de corrélations donnant le nombre de Nusselt ou le facteur de friction en fonction du nombre de Reynolds pour un type de géométrie donné. Sans corrélation, on ne peut estimer l'échange thermique ou la perte de pression pour des conditions d'écoulement différentes, ou pour un canal de dimensions différentes.

De plus, parmi les corrélations disponibles, la majorité d'entre elles se situent à des nombres de Reynolds supérieurs à 2000, et sont basées sur des écoulements bidimensionnels, pour des raisons compréhensibles d'analyse et de visualisation. Lorsque le rapport d'aspect d'un canal est grand, l'écoulement plan est une bonne approximation.

Une seule corrélation empirique a été trouvée affichant une correspondance acceptable [31], mais les obstacles ne sont pas alternés, et la hauteur des obstacles ne dépasse pas 10% du diamètre hydraulique du canal :

$$f_D = 4 \times 3,83 \text{Re}^{-0,217} \left(\frac{L_{\text{amp}}}{d_h} \right)^{0,0862} \left(\frac{L_{\text{motif}}}{L_{\text{amp}}} \right)^{-0,425} \left(0,185 + \frac{L}{H} \right)^{0,165} \quad (\text{III-10})$$

$$\text{Nu} = 0,628 \text{Re}^{0,587} \text{Pr}^{0,341} \left(\frac{L_{\text{amp}}}{d_h} \right)^{0,0959} \left(\frac{L_p}{L_{\text{amp}}} \right)^{-0,563} \left(0,058 + \frac{L}{H} \right)^{0,254} \quad (\text{III-11})$$

où le diamètre hydraulique d_h s'exprime :

$$d_h = 2 \frac{HL}{H + L} \quad (\text{III-12})$$

et où L et H sont la largeur et la hauteur du canal sur de figure III-16.

Par rapport au canal droit, et dans le cas de référence industriel défini à la section II.3, ces corrélations prédisent une augmentation des pertes de pression d'un facteur 1,8, insuffisant pour les rendre significatives, et une intensification de l'échange thermique d'un facteur 1,3. L'intérêt de ce type de géométrie est très probable, mais avec un rapport L_{amp}/d_h plus grand, hors du domaine de validité de cette corrélation.

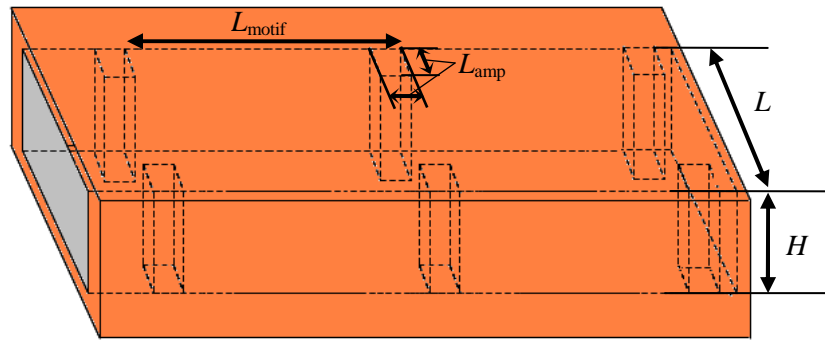


Figure III-16 : Géométrie étudiée dans [31] se rapprochant de la forme 3, et à laquelle se rapportent les corrélations III-10 et III-11.

2.3 Choix d'un type de géométrie

Il apparaît que les deux types de géométrie étudiés, c'est-à-dire les plaques corruguées et les canaux à obstacle transverse, sont potentiellement intéressants pour améliorer les performances du procédé. Il est cependant difficile d'affirmer a priori quelle solution sera la plus performante, étant donné le manque de corrélations adaptées aux conditions du procédé SEPT.

D'un point de vue scientifique, les travaux sur les plaques corruguées sont relativement nombreux, et le comportement des écoulements dans de telles géométries a déjà été décrit. En revanche, peu de données existent sur les écoulements tridimensionnels dans un canal avec obstacles, et aucune donnée n'a été trouvée dans le cas d'obstacles alternés. Le choix du type de géométrie à étudier se porte donc sur la forme 3 donnée sur la figure III-10, qui présente un plus grand intérêt scientifique.

3 Étude CFD d'un canal à rides transverses

Le but de cette étude CFD est l'établissement de corrélations du nombre de Nusselt et du facteur de friction en fonction du nombre de Reynolds, pour une géométrie certain nombre de géométries voisines correspondant au type retenu. Ces corrélations seront ensuite employées la modélisation globale du procédé, permettant de comparer les dimensions d'enceinte nécessaires au respect du cahier des charges de référence. Il sera alors possible de choisir la géométrie de canal qui minimise les dimensions des enceintes.

3.1 Définitions

3.1.1 Paramètres géométriques et contraintes

Les plaques de type « forme 3 », illustrées sur la figure III-9 et retenues pour cette étude engendrent une géométrie de canal dont un motif est présenté sur la figure III-17.

Certaines conditions ont été spécifiées par le fabricant de céramiques techniques PACT, dues à des contraintes de fabrication et d'assemblage :

- $L = 2 \times H$
- $L_{\text{amp}} \times L_r = 13,5 \text{ mm}^2$
- $4 \text{ mm} < H < 6 \text{ mm}$
- $2 \text{ mm} < L_{\text{amp}} < 3.5 \text{ mm}$

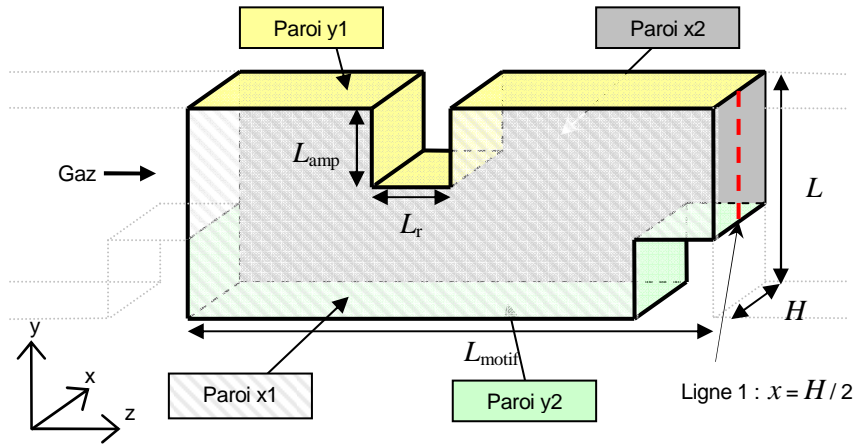


Figure III-17 : Paramètres géométriques d'un motif de la « forme 3 ». La « ligne 1 » sera utilisée pour comparer les profils de vitesses de différents cas.

3.1.2 Facteur de friction, nombres de Reynolds et de Nusselt

Le nombre de Reynolds est défini avec un diamètre hydraulique égal à celui du canal droit de mêmes dimensions extérieures :

$$d_h = 2 \frac{LH}{L+H} = \frac{4}{3} H \quad (\text{III-13})$$

Le facteur de friction est défini en se basant sur la perte de pression d'un motif où l'écoulement est établi :

$$f_D = \frac{2}{\rho v^2} d_h \frac{\Delta P_{\text{motif}}}{L_{\text{motif}}} \quad (\text{III-14})$$

Le nombre de Nusselt et le coefficient d'échange convectif sont définis par rapport à la surface projetée, c'est-à-dire sans prendre en compte les obstacles dans le calcul de la surface totale d'échange thermique, ce qui permet une comparaison directe avec le nombre de Nusselt en canal droit :

$$\text{Nu} = \left(\frac{\mathcal{P}}{S_{\text{projeté}} \Delta T} \right) \frac{d_h}{k_f} = \frac{\mathcal{P}_{x1} + \mathcal{P}_{x2} + \mathcal{P}_{y1} + \mathcal{P}_{y2}}{2L_{\text{motif}} (H+L) (T_{\text{paroi}} - T_{\text{gaz}})} \frac{d_h}{k_f} \quad (\text{III-15})$$

où \mathcal{P} est la puissance thermique en Watt, et les indice x1, x2, y1 et y2 se rapportent aux parois de la figure III-17.

3.1.3 Paramètres et géométries étudiés

▪ Variation du nombre de Reynolds

Étant donnés les nombres de Reynolds obtenus lors des calculs présentés dans la section II.3 et II.4, six calculs ont été effectués, correspondant à des nombres de Reynolds de 75, 200, 500, et 1000, 1500 et 2000 pour chaque géométrie.

Pour étudier le voisinage du nombre de Reynolds critique, dans certains cas les nombres de Reynolds 25, 125, 160, ainsi que 5000 et 10000 ont été ajoutés pour contrôler la cohérence des résultats.

▪ Géométrie de référence

La figure III-18 présente la géométrie qui a été définie afin d'étudier l'influence du maillage et qui servira de référence pour étudier ensuite les résultats de géométries différentes.

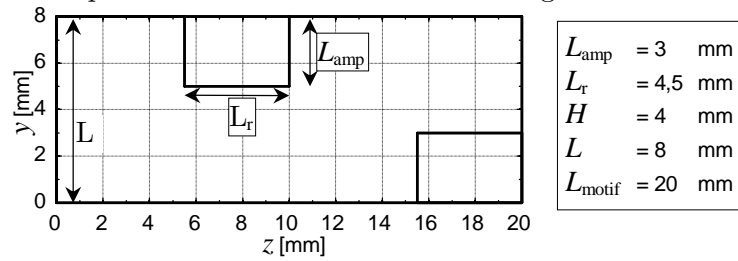


Figure III-18 : Géométrie de référence.

Différentes géométries ont été générées à partir de cette référence, en faisant varier les paramètres géométriques dans les limites réalisables. Dans les figures suivantes, l'échelle est toujours la même sauf indication contraire, et les paramètres ayant une valeur différente du cas de référence sont indiqués en bleu.

▪ Variation de L_{motif}

– Géométrie « L_{motif_30} » : (valeur supérieure au cas de référence)

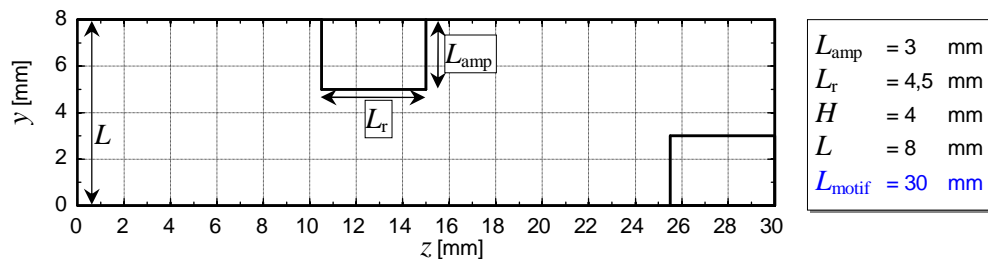


Figure III-19 : Géométrie « L_{motif_30} »

– Géométrie « L_{motif_40} » : (valeur supérieure au cas de référence)

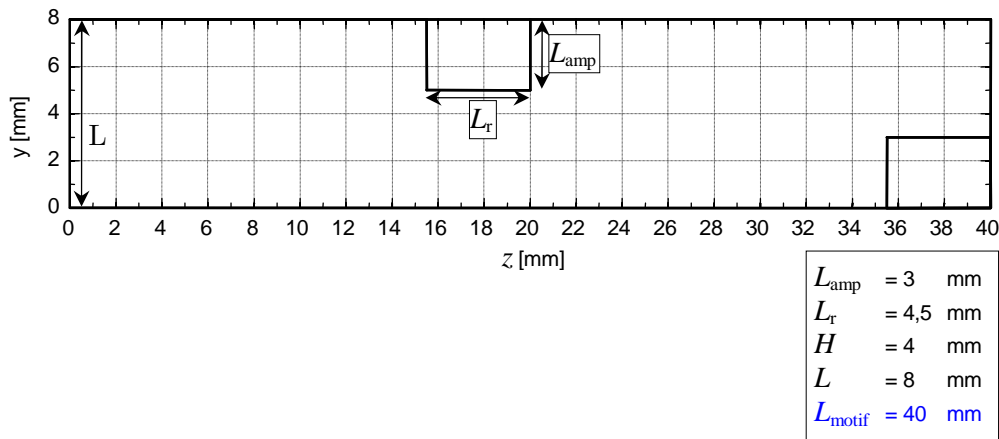


Figure III-20 : Géométrie « L_{motif_40} »

D'après les tendances constatées dans l'étude bibliographique, on s'attend à ce que l'échange thermique et les pertes de pression soient diminués lorsque la longueur d'un motif augmente.

▪ Variation de L_{amp}

- Géométrie « Lamp_2 » : (valeur inférieure au cas de référence)

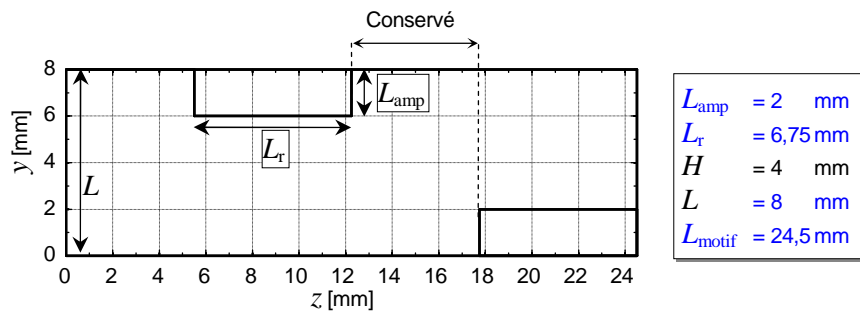


Figure III-21 : Géométrie « Lamp_2 »

- Géométrie « Lamp_3,5 » : (valeur supérieure au cas de référence)

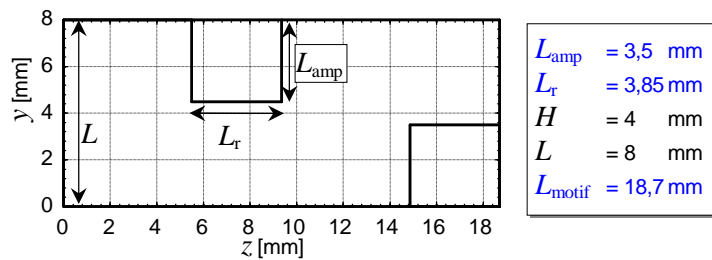


Figure III-22 : Géométrie « Lamp_3,5 »

Dans la géométrie « Lamp_2 », L_{motif} est augmenté pour conserver la même distance entre les obstacles que dans le cas de référence. Dans ce cas on s'attend à une diminution de l'échange thermique et des pertes de pression. De la même façon, L_{motif} est réduit dans la géométrie « Lamp_3,5 » et l'on s'attend à une augmentation de l'échange thermique et des pertes de pression.

▪ Variation de H et L_{amp}

- Géométrie « H_6 » : (valeur supérieure au cas de référence)

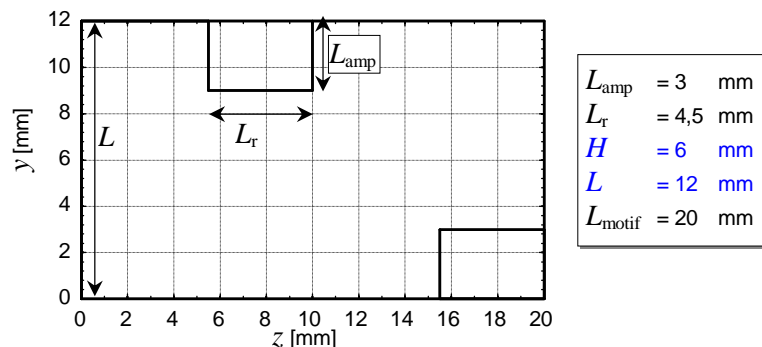


Figure III-23 : Géométrie « H_6 »

Ce cas va probablement montrer une diminution de l'échange thermique et des pertes de pression.

- Géométrie « H_5_Lamp_3,5 » : (valeurs supérieure au cas de référence)

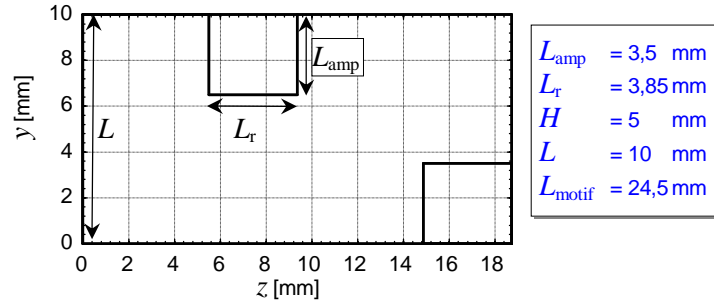


Figure III-24 : « H_5_Lamp_3,5 »

- Géométrie « H_6_Lamp_3,5 » : (valeurs supérieure au cas de référence)

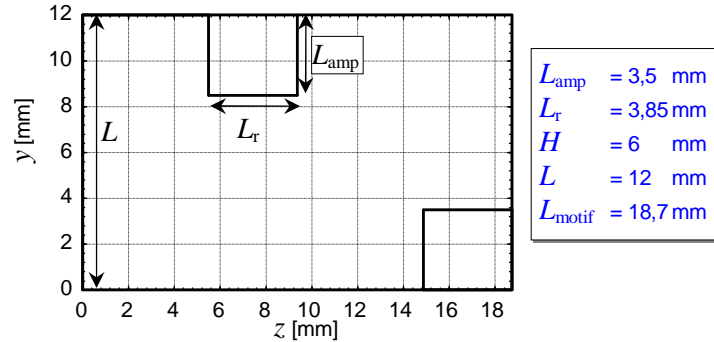


Figure III-25 : « H_6_Lamp_3,5 »

3.2 Méthode numérique

L'étude a été menée à l'aide du logiciel commercial FLUENT, en utilisant le solveur SIMPLE [32]. La température de paroi a est imposée à 313 K, avec le gaz (argon) rentrant à 293 K mais ces valeurs n'ont pas grande importance car elles n'influencent pas le nombre de Nusselt ni le facteur de friction. L'écoulement est considéré incompressible, ce qui est justifiée par la faible vitesse du gaz devant la vitesse du son.

Les calculs sont lancés en régime permanent, jusqu'à une convergence de 10^{-6} , c'est-à-dire jusqu'à ce que les résidus normalisés des équations soient inférieurs à 10^{-6} , ce qui nécessite généralement plusieurs milliers d'itérations.

3.2.1 Domaine de calcul et conditions limites

Le domaine de calcul, présenté sur la figure III-26, comprend 8 motifs prolongés d'une zone de stabilisation de l'écoulement pour éviter les recirculations au niveau de la sortie du fluide, qui peuvent poser des problèmes de convergence du calcul.

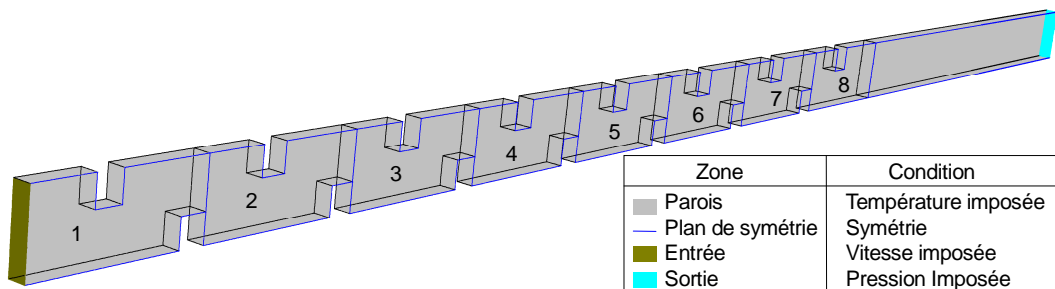


Figure III-26 : Domaine de calcul et conditions limites

Comme il est d'usage pour les problèmes de type « convection forcée », les conditions limites imposent une température de paroi uniforme, une vitesse d'entrée uniforme, et une pression de sortie uniforme. Le problème présente un plan de symétrie qui permet de réduire de moitié le domaine de calcul.

3.2.2 Validation sur un canal droit

Afin de valider le calcul du nombre de Nusselt et du facteur de friction par post-traitement des résultats de calcul, un canal sans obstacle a été modélisé à un nombre de Reynolds de 1000, puis les résultats comparés aux valeurs disponibles dans la littérature, dans le cas des problèmes à température et à flux imposés. La figure III-27 présente des résultats extraits de [33], où le problème à température imposé est dénommé « T », et le problème à flux imposé « H2 ».

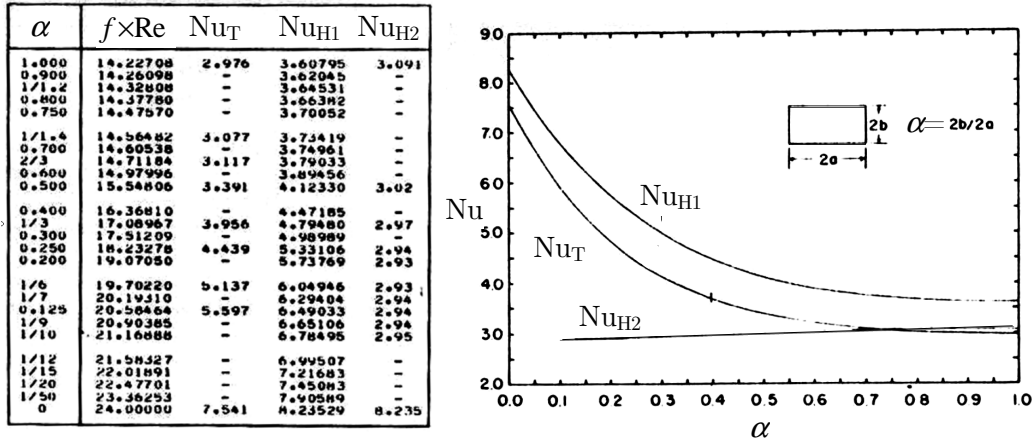


Figure III-27 : Valeurs du facteur de friction de Fanning multiplié par le nombre de Reynolds, et du nombre de Nusselt pour les conditions limites « T », « H1 », et « H2 », en fonction du rapport d'aspect α du canal [33].

■ Facteur de friction

Le facteur de friction de Fanning extrait du calcul FLUENT est de 0,20215. Par conséquent, on obtient $F_f \times Re = 15,396$, au lieu de 15,548. L'erreur commise est de 1%.

■ Nombre de Nusselt

- Température imposée (conditions limites « T ») : Le nombre de Nusselt extrait du calcul est de 3,425, au lieu de 3,391, ce qui représente une erreur de 1,2%.
- Flux imposé (conditions limites « H2 ») : Le nombre de Nusselt extrait du calcul est de 3,03, au lieu de 3,02, ce qui fait une erreur de 0,3%.

L'erreur maximale est de 1,2%, ce qui satisfaisant. L'approche utilisée est donc considérée valide.

3.2.3 Modèle de turbulence

Pour les calculs à nombre de Reynolds supérieurs ou égaux à 200, la convergence n'est pas atteinte sans l'ajout d'un modèle de turbulence, ce qui est cohérent avec les valeurs de nombre de Reynolds critique observées dans le cas de plaques corruguées [16], ou de canaux avec obstacles [4], [17], [18]. Les résidus des équations montrent des oscillations périodiques cohérentes avec les phénomènes oscillatoires attendus, ne pouvant pas être pris en compte par les équations de Navier-Stokes stationnaires.

Une simulation transitoire pourrait alors mettre en évidence ces oscillations et permettrait d'obtenir le nombre de Reynolds critique, ainsi que les valeurs moyennes du nombre de Nusselt et du facteur de friction. Cependant, ce type d'approche, dites DNS (direct numerical simulation), requiert une puissance de calcul considérable en trois dimensions. En effet, le nombre de mailles nécessaires augmente très vite avec le nombre de Reynolds à cause de la taille minimale des tourbillons qui est d'autant plus réduite que la vitesse du fluide est grande.

L'utilisation d'un modèle de turbulence de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) a été nécessaire pour atteindre la convergence, ce qui ne permet pas de quantifier précisément le nombre de Reynolds critique. Ce type de modèle n'étant pas conçu pour une utilisation en

régime laminaire oscillant, des calculs supplémentaires ont été réalisés pour estimer sa validité dans ces conditions.

3.3 Maillage

Cinq maillages cubiques uniformes ont été testés. La dimension des mailles est :

- Maillage 1 : 1 mm (320 éléments par motifs)
- Maillage 2 : 0,5 mm (2 560 éléments par motifs)
- Maillage 3 : 0,25 mm (20 480 éléments par motifs)
- Maillage 4 : 0,125 mm (~163 000 éléments par motifs)
- Maillage 5 : 0,09 mm (~430 000 éléments par motifs)

Les maillages sont comparés pour les nombres de Reynolds de 75 et 1000, en traçant les profils de vitesse et de température obtenus avec chacun des maillages, dans une zone où l'écoulement est établi. Il convient d'abord de s'assurer de l'établissement de l'écoulement.

3.3.1 Établissement de l'écoulement

▪ Établissement des vitesses

La figure III-28 présente la superposition des profils de vitesse à chaque sortie de motif, (« ligne 1 » sur la figure III-17), pour le maillage 4 à $Re = 75$, et pour le maillage 5 à $Re = 1000$.

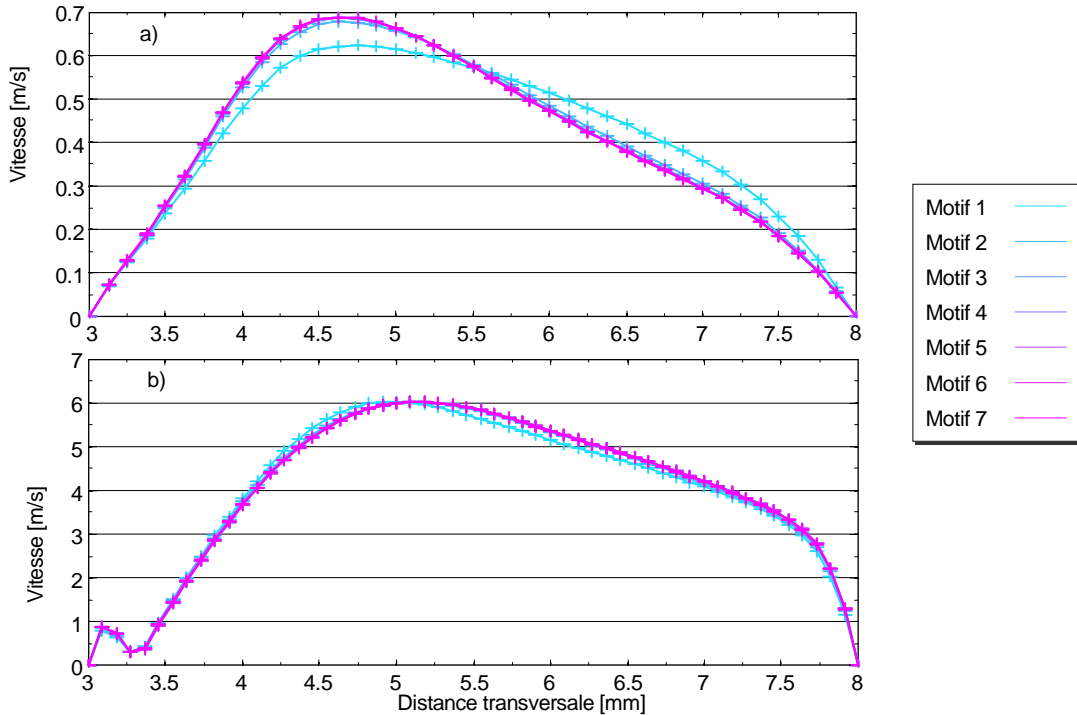


Figure III-28 : Profils d'amplitude de vitesse sur la « ligne 1 » de la figure III-17, a) Maillage 4, $Re = 75$, b) Maillage 5, $Re = 1000$.

Il apparaît que dans les deux cas, l'écoulement est établi du 4^{ème} au 7^{ème} motif. On retrouve ce résultat avec les autres maillages.

▪ Établissement thermique

La figure III-29 présente le nombre de Nusselt calculé selon l'équation III-15.

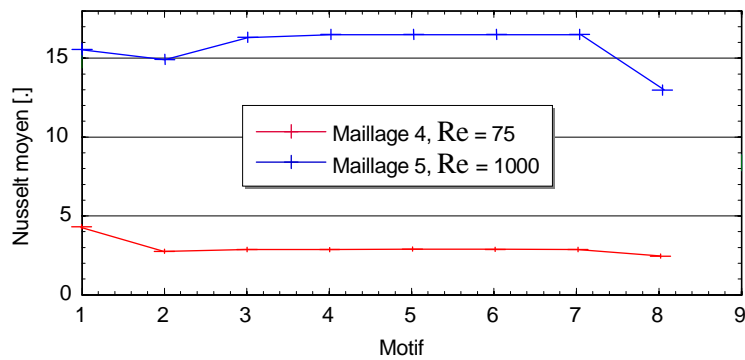


Figure III-29 : Établissement thermique, a) Maillage 4, $Re = 75$, b) Maillage 5, $Re = 1000$.

L'écoulement est thermiquement établi également du 4^{ème} au 7^{ème} motif. Les maillages seront donc comparés sur le motif n°6.

3.3.2 Influence du maillage

À $Re = 1000$, le maillage 1 n'a pas permis au calcul d'arriver à la convergence, et à $Re = 75$, le maillage 5 n'a pas été nécessaire pour obtenir des résultats indépendants du maillage.

■ Profils de vitesse

Les figures III-30 et III-31 superposent pour chaque maillage les profils de vitesse suivant z le long de la « ligne 1 », sur le 6^{ème} motif, pour les nombres de Reynolds respectifs de 75 et 1000.

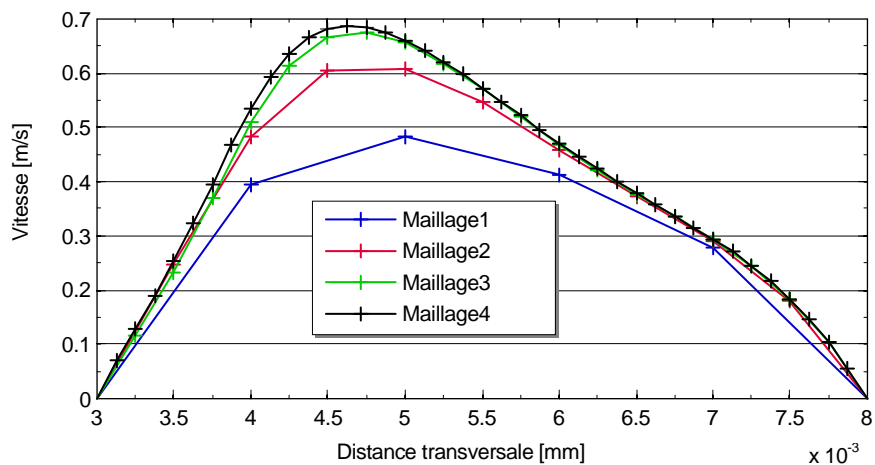


Figure III-30 : Superposition des profils de z -vitesse sur la « ligne 1 », $Re = 75$.

L'écart entre les profils est inférieur à 2% entre le maillage 3 et 4. Pour $Re = 75$, le maillage 3 est donc satisfaisant.

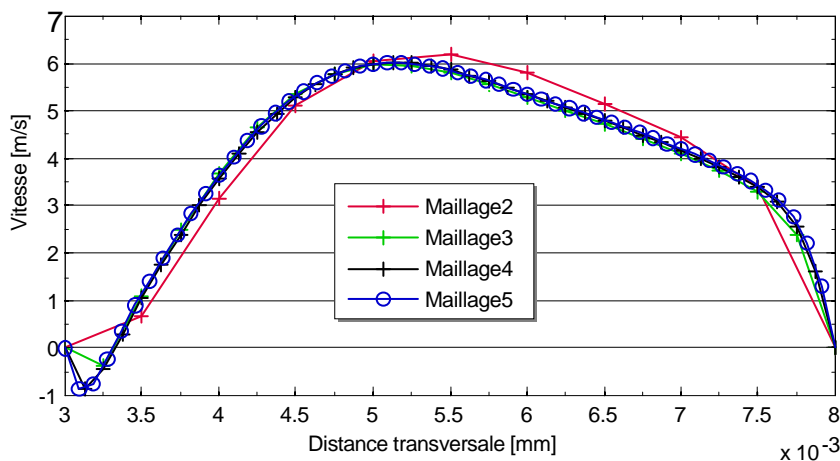


Figure III-31 : Superposition des profils de z -vitesse sur la « ligne 1 », $Re = 1000$.

Pour un nombre de Reynolds de 1000, le maillage 3 est insuffisant, car il manque des points au voisinage de l'abscisse $x = 3$ mm, c'est-à-dire juste au dessus de l'obstacle en sortie de motif. Le manque de points empêche de représenter correctement la recirculation qui apparaît (les points affichant une vitesse négative). Les maillages 4 et 5 sont suffisamment fins pour prendre cette recirculation en compte, et présentent moins d'1% d'écart, ce qui est satisfaisant.

▪ Profils thermiques

Les figures III-32 et III-33 présentent des profils thermiques suivant z le long de la « ligne 1 », sur le 6^{ème} motif, pour les nombres de Reynolds respectifs de 75 et 1000.

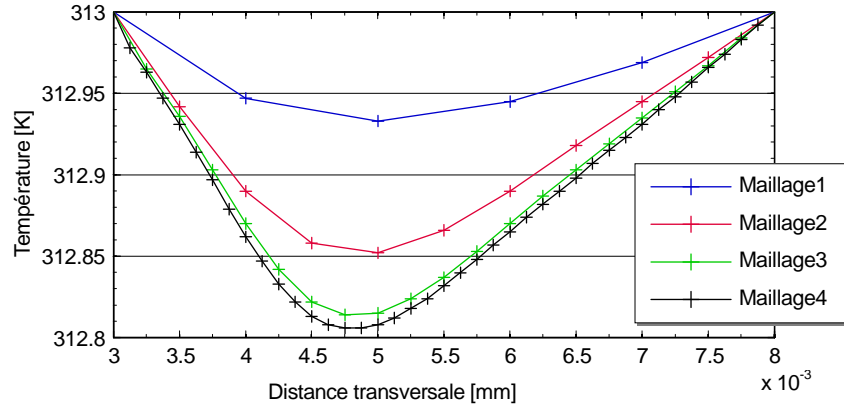


Figure III-32 : Superposition des profils de température sur la « ligne 1 », $Re = 75$.

L'écart entre les profils est inférieur à 5% entre le maillage 3 et 4. À un nombre de Reynolds de 75, le maillage 3 est donc satisfaisant.

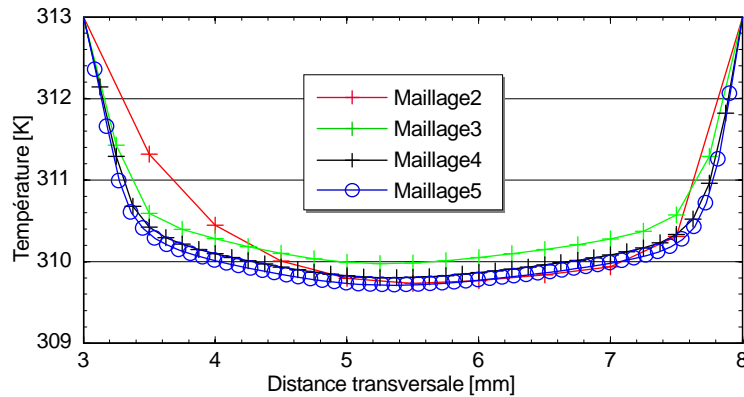


Figure III-33 : Superposition des profils de température sur la « ligne 1 », $Re = 1000$

Pour un nombre de Reynolds de 1000, par rapport au maillage 5, le maillage 3 est insuffisant, à plus de 11% d'écart, alors que le maillage 4 est satisfaisant, à 3,4% d'écart.

Dans tous les cas, le maillage 4 s'est révélé suffisant. La dimension de maille cubique de 0,125 mm est donc retenue pour la suite des calculs. Pour le cas de référence, le maillage contient alors 2 000 000 éléments, ce qui représente en moyenne 2 jours de calcul sur les serveurs mis à disposition par le CEA Grenoble.

3.4 Résultats

3.4.1 Transition vers la turbulence

▪ Modèle « k- ϵ »

Le modèle de turbulence qui a été employé lorsque le calcul stationnaire en régime laminaire n'atteint pas la convergence requise est connu sous le nom de « RNG k- ϵ », et fait partie des modèles de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes). « k » et « ϵ » désignent l'énergie

cinétique d'agitation turbulente, de dimension $[\text{m}^2/\text{s}^2]$, et le taux de dissipation turbulente, de dimension $[\text{m}^2/\text{s}^3]$. Ces grandeurs dépendent des caractéristiques locales de l'écoulement.

Le modèle « k- ϵ » est basé sur le schéma de Prandtl-Kolmogorov donnant la viscosité turbulente :

$$\nu_T = C_\mu \sqrt{\bar{k}} \times l \quad (\text{III-16})$$

où C_μ est une constante du modèle, et l une échelle de longueur caractéristique de l'agitation turbulente.

l est donné par :

$$l = C_D \bar{k}^{3/2} / \epsilon \quad (\text{III-17})$$

où C_D est une constante du modèle.

Par conséquent, l'expression de la viscosité turbulente devient :

$$\nu_T = C_\mu C_D \frac{\bar{k}^2}{\epsilon} \quad (\text{III-18})$$

Une description complète de ce modèle est donnée dans [25].

Le modèle RNG a été développé grâce aux méthodes du groupe de renormalisation RNG (Re-Normalisation Group) par Yakhot *et al.* [34] pour prendre en compte les effets des plus petites échelles de l'agitation turbulente. Dans le modèle standard, la viscosité turbulente est déterminée par une seule échelle de longueur turbulente, et la diffusion turbulente calculée correspond alors seulement à cette échelle, alors qu'en réalité toutes les échelles contribuent à la diffusion turbulente.

Ce modèle peut permettre de réduire les imprécisions du modèle k- ϵ standard lorsqu'il est appliqué aux écoulements recirculants [35], mais il reste une incertitude quant à sa validité à bas nombre de Reynolds. Plusieurs calculs supplémentaires ont été effectués avec les géométries « Référence » et « H_6 » pour étudier comment ce modèle de turbulence dégénère lorsqu'il est employé en régime laminaire stable, et pour estimer sa pertinence en régime laminaire oscillant.

La figure III-34 superpose les résultats obtenus avec et sans modèle de turbulence, et montre que le modèle « RNG k- ϵ » est en très bon accord avec les résultats laminaires jusqu'à $\text{Re} = 100$. La figure III-35 montre qu'à très bas Reynolds (25) l'intensité de la turbulence diminue par rapport à sa valeur d'entrée ($10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$), et devient négligeable sur les motifs où l'écoulement est établi ($10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$), permettant de retrouver précisément les résultats laminaires.

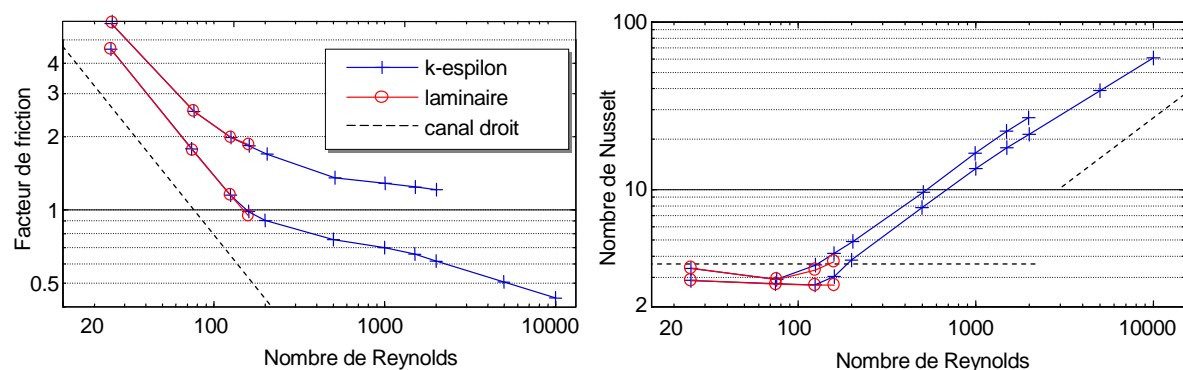


Figure III-34 : Facteur de friction et nombre de Nusselt obtenus avec et sans modèle de turbulence, dans les géométries « Référence » et « H_6 ».

Cependant, à partir d'un nombre de Reynolds de 125, les deux modèles montrent un écart sur la figure III-34. Les calculs correspondant à $Re = 125$ et $Re = 160$ ont convergé sans nécessiter de modèle de turbulence, ce qui indique que l'écoulement est encore stable. La validité de ces résultats « laminaires » est assurée dans la mesure où le maillage est suffisamment fin, ce que l'on peut supposer en considérant l'étude sur les maillages présentée en section III.3.3.2.

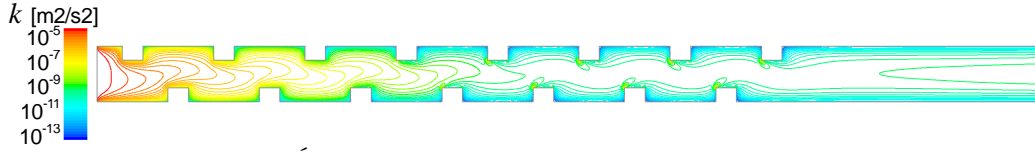


Figure III-35 : Établissement de l'énergie cinétique turbulente dans la géométrie de référence à $Re = 25$.

Pour les écoulements à grand nombre de Reynolds, le modèle « k- ϵ » est l'un des plus répandus dans les applications à l'usage de l'ingénieur. Utilisé en dehors des situations d'écoulements cisailés simples pour lesquelles il fut initialement conçu, il conduit à des résultats qui, sans être toujours quantitativement corrects, restent le plus souvent qualitativement représentatifs [25].

Ces considérations suggèrent que le modèle « RNG k- ϵ » est adapté au cas laminaire et turbulent, mais l'apparition d'un écart entre les deux modèles aux points $Re = 125$ et $Re = 160$ semble indiquer qu'il fait apparaître des phénomènes turbulents un peu trop tôt, alors que l'écoulement est encore stable. Les résultats du modèle laminaire seront donc retenus lorsque le modèle de turbulence n'est pas nécessaire pour atteindre la convergence.

3.4.2 Facteur de friction et Nombre de Nusselt

La figure III-36 présente le nombre de Nusselt et le facteur de friction obtenus pour les différentes géométries, en fonction du nombre de Reynolds.

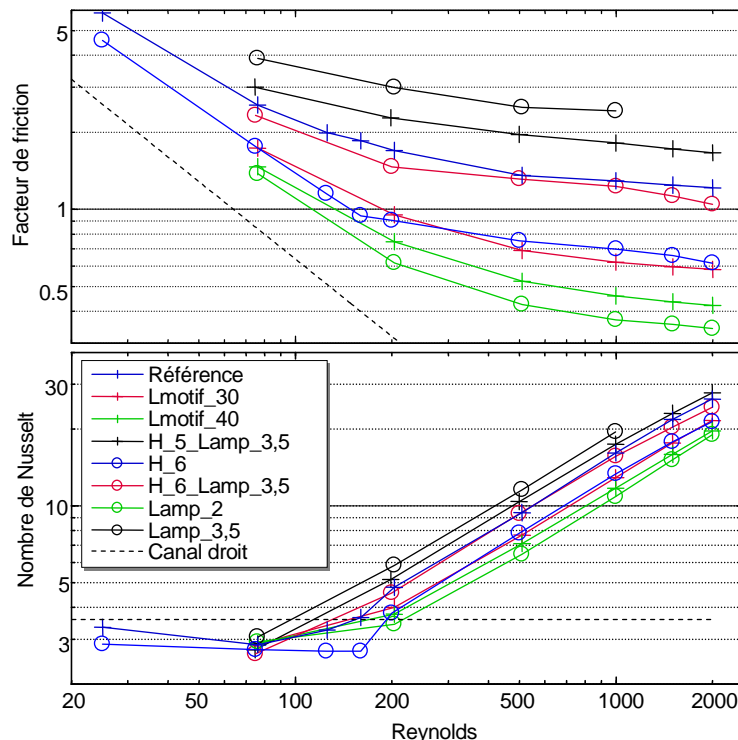


Figure III-36 : Nombre de Nusselt et Facteur de friction obtenus pour les différentes géométries en fonction du nombre de Reynolds.

Dans tous les cas étudiés, le facteur de friction est décroissant en fonction du nombre de Reynolds, alors que le nombre de Nusselt est croissant (en excluant $Re = 25$), ce qui correspond au comportement observé dans les articles relatifs à l'intensification de l'échange thermique. Les cas qui affichent un grand nombre de Nusselt sont associés à un facteur de

friction élevé, et il apparaît le même ordre lorsqu'on les classe par nombre de Nusselt croissant ou par facteur de friction croissant. On retrouve donc une tendance typique où l'intensification de l'échange thermique se paye par une augmentation des pertes de pression. On retrouve également les influences observées dans la littérature : l'augmentation de la distance entre les obstacles diminue les pertes de pression et l'échange thermique (cas « Référence », « Lmotif_30 », « Lmotif_40 »), alors que l'augmentation de l'amplitude des obstacles augmente les pertes de pression et l'échange thermique (cas « Lamp_2 », « Référence », « Lamp_3,5 »).

La comparaison avec le canal lisse (ligne pointillée) montre que les différents cas détériorent l'échange thermique lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 100, alors que les pertes de pression sont plus importantes. Autrement dit, en régime purement laminaire, ces géométries n'ont pas d'intérêt pratique. L'échange est intensifié à partir de $Re = 200$, ce qui suggère un nombre de Reynolds critique situé entre 75 et 200 pour toutes ces géométries, en cohérence avec les valeurs trouvées dans la littérature pour des géométries similaires [1], [2], [27], [29], [30].

3.4.3 Écoulement

▪ Régime laminaire :

La figure III-37 a) présente le champ de vitesse du cas de référence à un nombre de Reynolds de 75, dans le plan de symétrie du canal. Les lignes donnent les directions des vecteurs vitesses et l'échelle de couleur donne la norme des vecteurs, faisant apparaître le parcours sinueux du fluide et son accélération au niveau des rétrécissements, mais aussi les recirculations provoquées par les obstacles, notées r_1 et r_3 . Les longueurs de recollement x_r sont nettement inférieures aux résultats de la figure III-5, ce qui n'est pas surprenant étant donnée la présence alternée d'obstacles sur la face opposée.

La figure III-37 b) montre que les isocontours de température sont particulièrement espacés dans les recirculations (zones grises), ce qui traduit un gradient faible et donc un échange thermique peu intense alors que les zones en aval des points de recollement (repères noirs) affichent des isocontours plus rapprochés qui impliquent un échange thermique plus important.

La figure III-37 c) montre que sur la géométrie « H_6 », le plus petit rapport d'expansion L/L_{amp} (équivalent du rapport H_u/H_r de la figure III-4) engendre des recirculations plus étendues, ce qui est probablement dû au parcours moins sinueux du fluide, et la figure III-37 c) montre leur influence sur les gradients thermiques. Ces recirculations font baisser le nombre de Nusselt, alors que le parcours moins sinueux se traduit par des pertes de pression plus faibles, comme on le constate en comparant les valeurs correspondant à ces deux géométries sur la figure III-36.

Les points de la figure III-36 correspondants à $Re = 25$ montrent des nombres de Nusselt légèrement supérieurs, car le nombre de Reynolds plus faible se traduit par des recirculations moins étendues (figure III-5) et donc un meilleur échange thermique.

▪ Régime turbulent :

Les figures III-38 a) et c) présentent l'énergie cinétique turbulente des géométries « référence » et « H_6 », obtenue avec un nombre de Reynolds de 2000. Les figures III-39 a) et c) montrent les champs de vitesse correspondants, où apparaît une recirculation supplémentaire sur la face de l'obstacle parallèle à l'écoulement, notée « r_2 ». Le modèle de turbulence ne donnant accès qu'à l'écoulement moyen, ces champs de vitesse sont des moyennes temporelles. Les observations faites dans la section III.1.2.3 suggèrent que ces recirculations sont à l'origine de détachement de tourbillons qui sont emportés par l'écoulement. Les figures III-38 a) et c) semblent indiquer que ces détachements ont lieu majoritairement au niveau de la recirculation r_2 dans la géométrie de référence, alors que le cas « H_6 » affiche une turbulence globalement moins importante, avec une contribution des recirculations r_2 et r_3 .

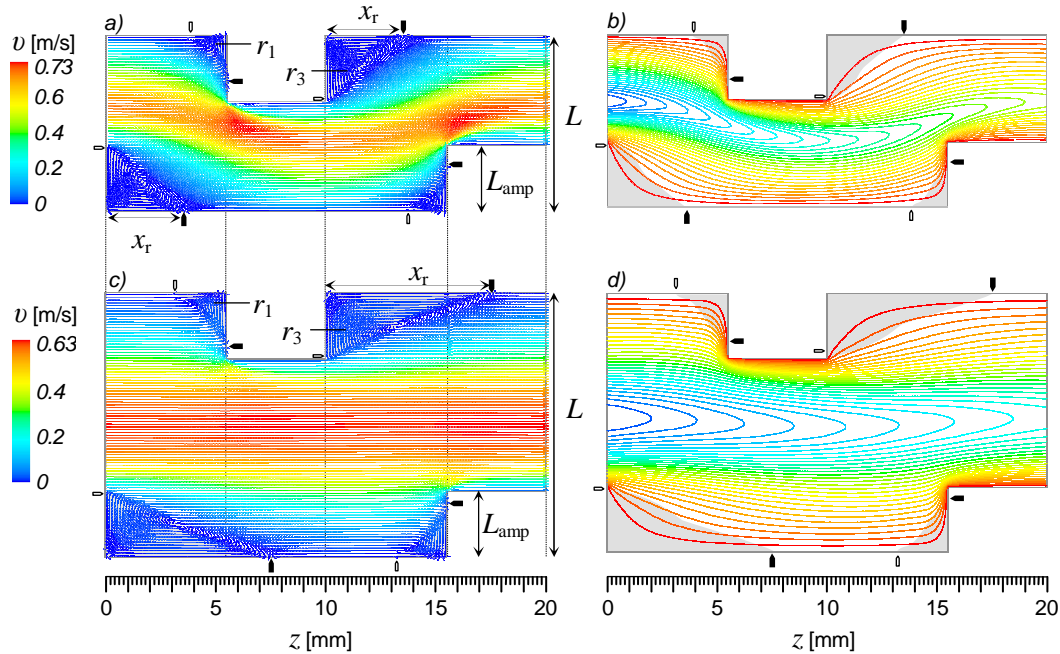


Figure III-37 : a) et b), champs de vitesse et isocontours de température de la géométrie de référence à $Re = 75$. c) et d), géométrie « H_6 » à $Re = 75$. Les points de séparation et de recollement sont indiqués par des repères respectivement blancs et noirs.

Les tourbillons emportés par l'écoulement contribuent au mélange du fluide, ce qui est pris en compte par une « diffusivité turbulente » qui n'est pas une propriété du fluide mais de l'écoulement. Il est possible de calculer la conductivité effective du fluide qui en résulte, présentée sur les figures III-38 b) et d).

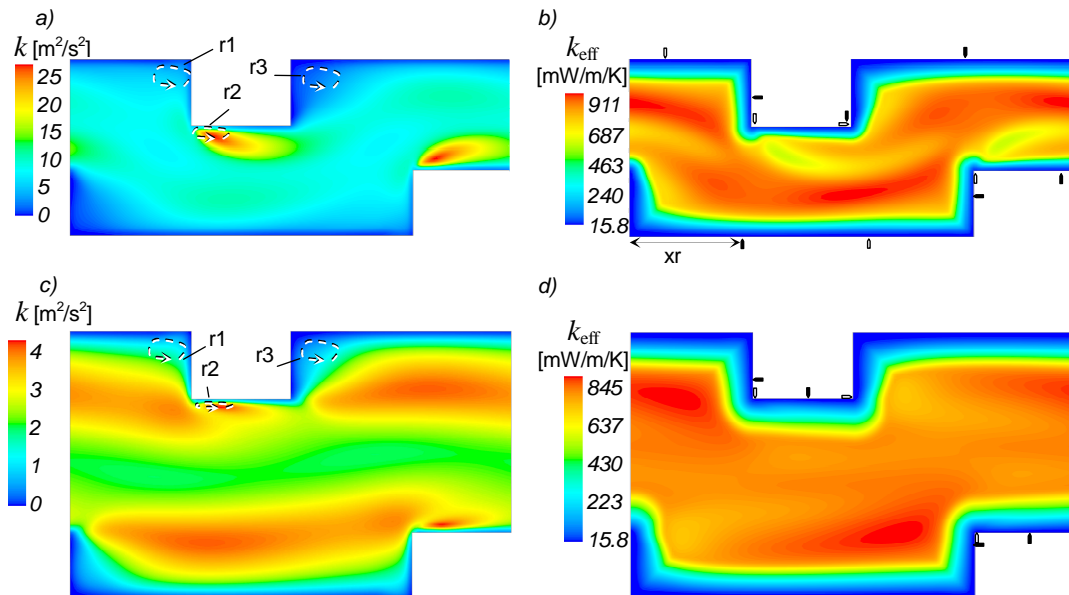


Figure III-38 : Énergie cinétique turbulente dans les géométries « référence » (à gauche) et « H_6 » (à droite) à $Re = 2000$.

On voit que l'agitation turbulente se traduit dans la partie principale de l'écoulement par une conductivité effective qui peut atteindre 50 fois la conductivité du fluide, mais qui diminue rapidement à proximité des parois. Par conséquent, les isocontours de température, présentés sur les figures III-39 b) et d), sont espacés dans les zones où la conductivité effective est importante et se concentrent à proximité des parois. Autrement dit, les gradients thermiques pariétaux sont importants, et se traduisent par un flux thermique pariétal intense. On voit également que ces gradients sont importants en amont des points de recollement de

l'écoulement moyen, contrairement à ce que l'on observe en régime laminaire sur la figure III-37.

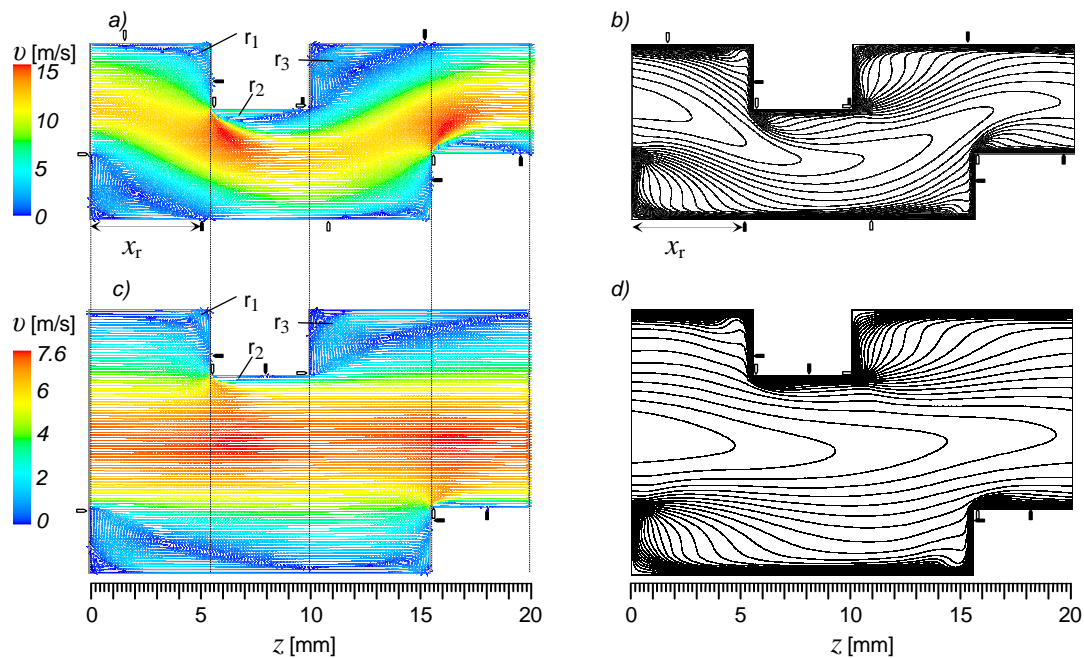


Figure III-39 : a) et b), champs de vitesse et isocontours de température de la géométrie de référence à $Re = 2000$. c) et d), géométrie « H_6 » à $Re = 2000$. Les points de séparation et de recollement sont indiqués par des repères respectivement blancs et noirs.

3.4.4 Échange thermique

La figure III-40 présente les flux thermiques pariétaux des géométries « référence » et « H_6 », obtenus à $Re = 75$, 500 et 2000 , et permet d'observer certains effets tridimensionnels sur la paroi « $y2$ ». On retrouve que les flux thermiques de la paroi « $x2$ » sont plus intenses là où les gradients thermiques sont importants sur les figures III-37 et III-39.

▪ Reynolds 75 :

À $Re = 75$, il n'apparaît pas d'intensification particulière sur la paroi « $x2$ » bien qu'elle affiche un flux plus important que la paroi « $y2$ ». En fait, l'écart de température entre la paroi et le fluide au centre du canal ne correspond pas à la même distance selon que la direction considérée soit x ou y . Les parois les plus rapprochées (« $x1$ » et « $x2$ » sur la figure III-17) voient un flux plus important que les parois « $y1$ » et « $y2$ ».

Au niveau de la paroi « $y2$ », les flux les plus importants sont situés en aval des points de recollement, là où le fluide au centre du canal se rapproche des parois.

▪ Reynolds 500 :

À $Re = 500$, les effets turbulents provoquent un accroissement global du flux pariétal, et un effet d'impact commence à apparaître au niveau du point de recollement « r_1 » qui se traduit par une intensification locale importante sur la paroi « $y2$ » mais aussi sur la paroi « $x2$ ». La figure III-41 illustre cet effet d'impact, quasi nul à $Re = 75$, mais qui provoque un rapprochement du gaz froid provenant du centre du canal à partir $Re = 500$ au niveau du point noté 1. Le fluide froid dévié par l'obstacle provoque ensuite des effets d'impact secondaires notés 2 et 3. Finalement le fluide froid dévié vers le point 3 rejoint l'écoulement principal en provoquant une accélération le long de la paroi, et plus particulièrement sur la géométrie de référence.

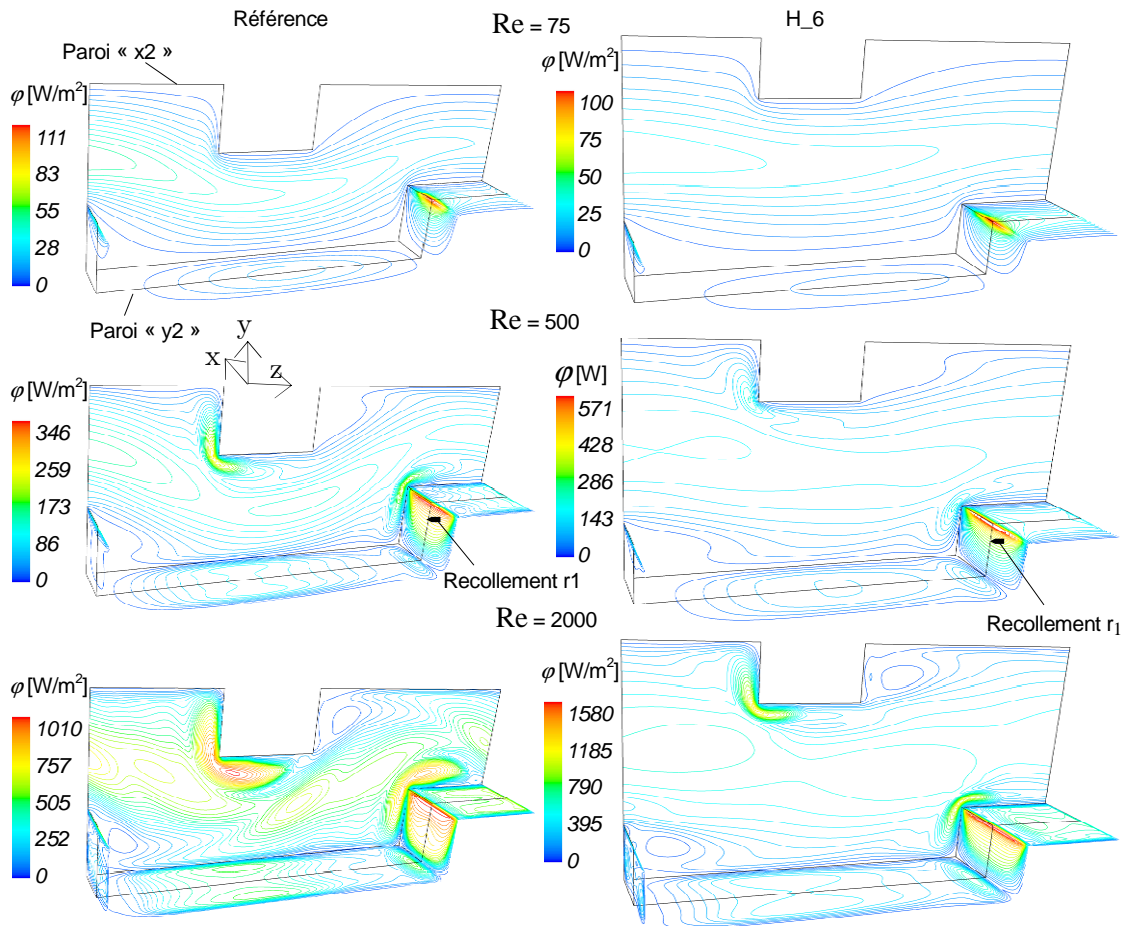


Figure III-40 : Isocontours des flux thermiques pariétaux des géométries « référence » et « H_6 » à $Re = 75, 500$ et 2000 .

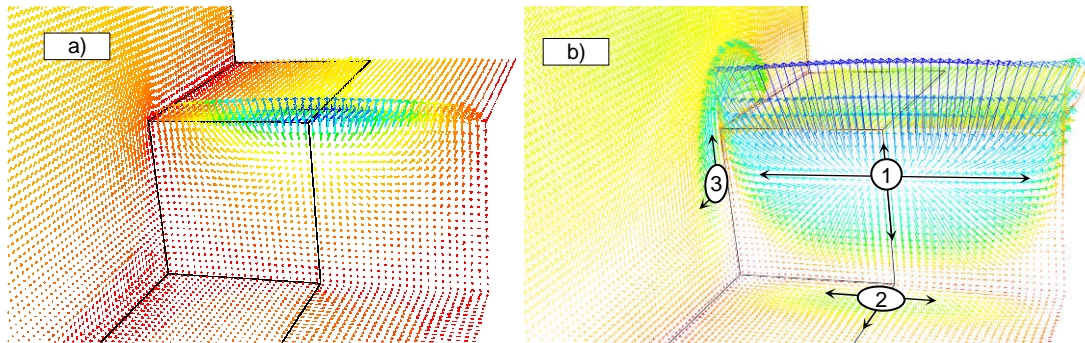


Figure III-41 : Vitesse et température près des parois au niveau du point de recollement de la recirculation « r_1 ». a) $Re = 75$, b) $Re = 2000$. L'échelle de température va du plus froid en bleu au plus chaud en rouge.

■ Reynolds 2000 :

À $Re = 2000$, l'intensification globale due à la turbulence est importante, et les effets d'impact se traduisent par des intensifications locales bien visibles en amont et au niveau de l'obstacle sur la figure III-41 b), plus particulièrement sur la géométrie de référence où la trajectoire du fluide est plus sinueuse. Les obstacles semblent provoquer d'autres intensifications locales plus réduites sur la paroi « y_2 » ainsi que des effets tridimensionnels complexes visibles sur la paroi « x_2 » où des maximums locaux apparaissent de part et d'autre du plan de symétrie.

■ Coefficients d'échange convectif et nombre de Nusselt :

La figure III-42 présente les coefficients d'échange convectif et les nombres de Nusselt locaux, obtenus sur les différentes parois de la géométrie de référence. À $Re = 75$, la figure a) montre des intensifications correspondant aux zones en aval des points de recollement et aux gradients maximaux des figures III-37 a) et b). Le nombre de Nusselt local qui en résulte, présenté figure

III-42 c), a une valeur globalement inférieure à celle obtenue en canal droit du fait des recirculations qui détériorent l'échange thermique.

À $Re = 2000$, la figure III-42 b) affiche un coefficient d'échange convectif local bien supérieur, qui présente des maxima locaux correspondant aux zones d'intensification et aux effets d'impact mentionnés précédemment. Le nombre de Nusselt local correspondant présenté figure III-42 d), montre une intensification importante par rapport au canal lisse, grâce aux phénomènes turbulents induits par les obstacles et aux effets d'impact qui rapprochent le gaz du centre du canal des parois.

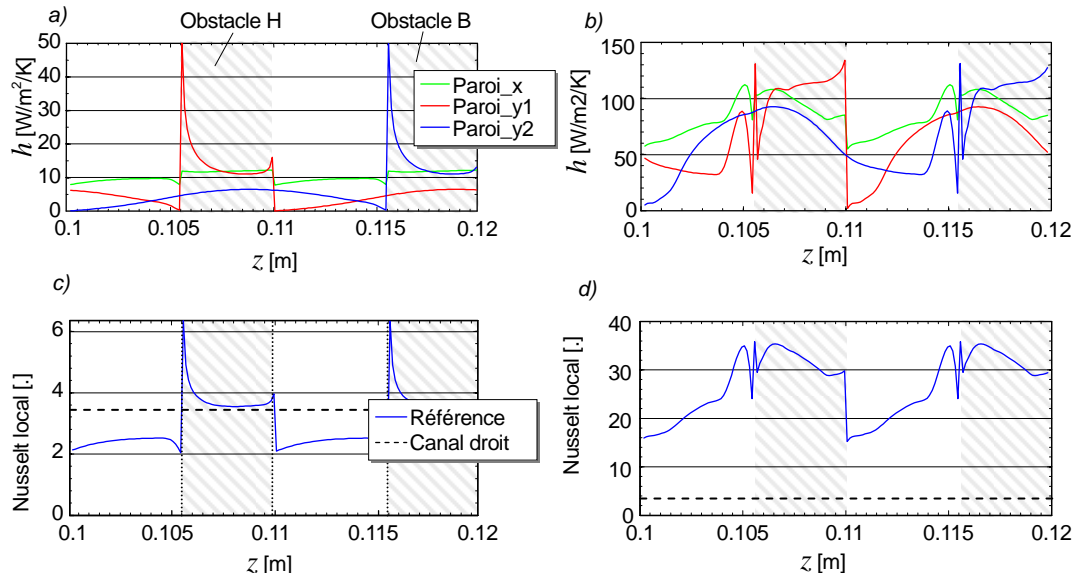


Figure III-42 : Coefficient d'échange convectif et nombre de Nusselt correspondant, dans la géométrie de référence. a) et c), $Re = 75$, b) et d), $Re = 2000$.

4 Choix d'une géométrie

La pertinence du critère de performance de l'équation III-8 n'étant pas garantie pour un système thermodynamique tel que le procédé SEPT, la comparaison des différentes géométries a été effectuée en intégrant dans la modélisation globale, les relations obtenues pour le nombre de Nusselt et le facteur de friction, ce qui permettra également la comparaison avec les autres types de matrices solides que sont les canaux droits et les empilements de sphères uniformes.

La démarche de l'étude de sensibilité effectuée en section II.4 est réemployée : différents cas sont définis, correspondant aux géométries de canaux étudiées, et chacun doit respecter le cahier des charges du cas industriel de référence donné table II-6. La géométrie la plus performante sera celle qui minimise la dimension des enceintes nécessaires.

4.1 Intégration dans la modélisation globale

Contrairement à l'étude CFD qui ne s'intéresse qu'à la géométrie de l'écoulement, l'intégration dans la modélisation globale nécessite de prendre en compte l'épaisseur δ de la plaque qui intervient dans l'expression de la porosité ε et du coefficient d'échange volumique h_{vol} donné par l'équation II-41.

4.1.1 Épaisseur de la plaque

La figure III-43 montre la géométrie d'un motif de la matrice solide, faisant apparaître l'épaisseur δ de la plaque, la partie fluide étant représentée en clair.

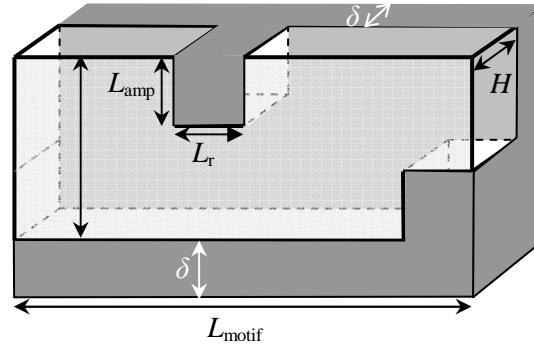


Figure III-43 : Géométrie d'un motif de la matrice solide.

La porosité s'exprime alors :

$$\varepsilon = \frac{V_f}{V} = \frac{H(L_{\text{motif}} L - 2L_{\text{amp}} L_r)}{L_{\text{motif}} (H + \delta)(L + \delta)} \quad (\text{III-19})$$

Pour la géométrie de référence, définie en section III.3.1.3, on obtient les porosités suivantes :

- $\delta = 4 \text{ mm}$: $\varepsilon = 27,7\%$
- $\delta = 3 \text{ mm}$: $\varepsilon = 34,5\%$
- $\delta = 2 \text{ mm}$: $\varepsilon = 44,3\%$

Le nombre de Nusselt ayant été défini par rapport à une surface projetée, le coefficient d'échange volumique h_{vol} s'écrit :

$$h_{\text{vol}} = \frac{k_f}{d_h} \text{Nu}_{\text{proj}} \frac{S_{\text{éch_proj}}}{V} = \frac{k_f}{d_h} \text{Nu}_{\text{proj}} S_{\text{spé_proj}} \quad (\text{III-20})$$

où Nu_{proj} est le nombre de Nusselt calculé dans l'étude CFD, $S_{\text{éch_proj}}$ est la surface d'échange projetée, V est le volume total occupé, et $S_{\text{spé_proj}}$ est la surface spécifique projetée.

$S_{\text{spé_proj}}$ est la surface d'échange d'un canal sans obstacles ramené au volume V :

$$S_{\text{éch_proj}} = \frac{2(H + L)}{(H + \delta)(L + \delta)} \quad (\text{III-21})$$

Les équations III-19 et III-21 permettent alors d'exprimer $S_{\text{spé_proj}}$ en fonction ε :

$$S_{\text{spé_proj}} = 3 \frac{\varepsilon L_{\text{motif}}}{HL_{\text{motif}} - L_{\text{amp}} L_r} \quad (\text{III-22})$$

finalement, les équations III-20 et III-13 donnent h_{vol} en fonction de Nu_{proj} , ε , k_f et des paramètres géométriques :

$$h_{\text{vol}} = \frac{9}{4} \frac{k_f \varepsilon \text{Nu}_{\text{proj}}}{H(H - L_{\text{amp}} L_r / L_{\text{motif}})} \quad (\text{III-23})$$

Il apparaît que h_{vol} est proportionnel à la porosité ε . L'épaisseur de la plaque δ a donc un impact sur h_{vol} l'intermédiaire de ε .

4.1.2 Établissement des corrélations

En se basant sur les valeurs à $\text{Re} = 75, 200, 500, 1000, 1500$ et 2000 présentées sur la figure III-36, les corrélations obtenues ont été mise sous la forme :

$$\left. \begin{matrix} Nu \\ F_D \end{matrix} \right\} = a \text{Re}^b + c \quad (\text{III-24})$$

où a , b et c sont des coefficients dont les valeurs sont données table III-1.

La méthode de régression employée est de type optimisation par moindres carrés.

Géométrie	Facteur de friction	Nusselt
Référence	a = 101.96	a = 0.0276
	b = -0.992	b = 0.9092
	c = 1.1686	c = 1.3989
$L_{\text{amp}} = 3,5$ mm	a = 50.03	a = 0.06327
	b = -0.775	b = 0.8236
	c = 2.155	c = 0.8106
$H = 5$ mm et $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm	a = 34.46	a = 0.07677
	b = -0.745	b = 0.7823
	c = 1.616	c = 0.4276
$L_{\text{motif}} = 30$ mm	a = 137.16	a = 0.0115
	b = -1.0963	b = 0.9938
	c = 0.547	c = 1.9192
$L_{\text{motif}} = 40$ mm	a = 148.99	a = 0.008823
	b = -1.141	b = 1.0144
	c = 0.4019	c = 2.0451
$L_{\text{amp}} = 2$ mm	a = 341.67	a = 0.003173
	b = -1.3378	b = 1.1443
	c = 0.33967	c = 2.3187
$H = 6$ mm et $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm	a = 773.86	a = 0.0528
	b = -1.5179	b = 0.81714
	c = 1.2253	c = 0.73046
$H = 6$ mm	a = 1246.87	a = 0.01454
	b = -1.6364	b = 0.9693
	c = 0.9637	c = 1.616

Table III-1 : Valeurs des coefficients a , b et c des corrélations pour chaque cas étudié.

4.1.3 Cas étudiés

Chaque géométrie étudiée peut correspondre à plusieurs cas d'épaisseur δ différente, ce qui multiplie le nombre de cas à étudier. Parvenir au respect du cahier des charges pouvant se révéler long et fastidieux, toutes les configurations possibles n'ont pas été étudiées. En particulier, parmi toutes ces configurations, certaines sont trivialement non-optimales, car elles affichent un coefficient d'échange volumique inférieur à une autre en plus d'une perte de pression supérieure.

Finalement, deux épaisseurs sont envisagées, et les configurations géométriques choisies pour cette étude sont :

- Épaisseur $\delta = 4$ mm :
 - Référence ($\epsilon = 27\%$)
 - $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm ($\epsilon = 27\%$)
 - $H = 5$ mm, $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm ($\epsilon = 34\%$)
 - $H = 6$ mm, $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm ($\epsilon = 40\%$)
 - $H = 6$ mm ($\epsilon = 40\%$)
 - $L_{\text{motif}} = 30$ mm ($\epsilon = 40\%$)
 - $L_{\text{motif}} = 40$ mm ($\epsilon = 41\%$)
- Épaisseur $\delta = 3$ mm :
 - $H = 5$ mm, $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm ($\epsilon = 41\%$)
 - $H = 6$ mm ($\epsilon = 47\%$)
 - $H = 6$ mm, $L_{\text{amp}} = 3,5$ mm ($\epsilon = 47\%$)

4.2 Résultats

Dans un seul cas, « $L_{amp} = 3.5$ mm », qui correspond au cas le plus « tortueux », le cahier des charges s'est révélé impossible à respecter. En effet, la figure III-36 montre que cette géométrie affiche la meilleure intensification, mais également le plus grand facteur de friction. Étant données les grandes pertes de pression, le compresseur de déstockage n'est pas capable de fournir un rapport de pression suffisant pour éviter que la température T_1 n'augmente à chaque cycle.

4.2.1 Comparaison des cas

La figure III-44 affiche les volumes d'enceinte et de solide obtenus dans les différents cas. Lorsque l'épaisseur δ n'est pas indiquée, elle vaut 4 mm.

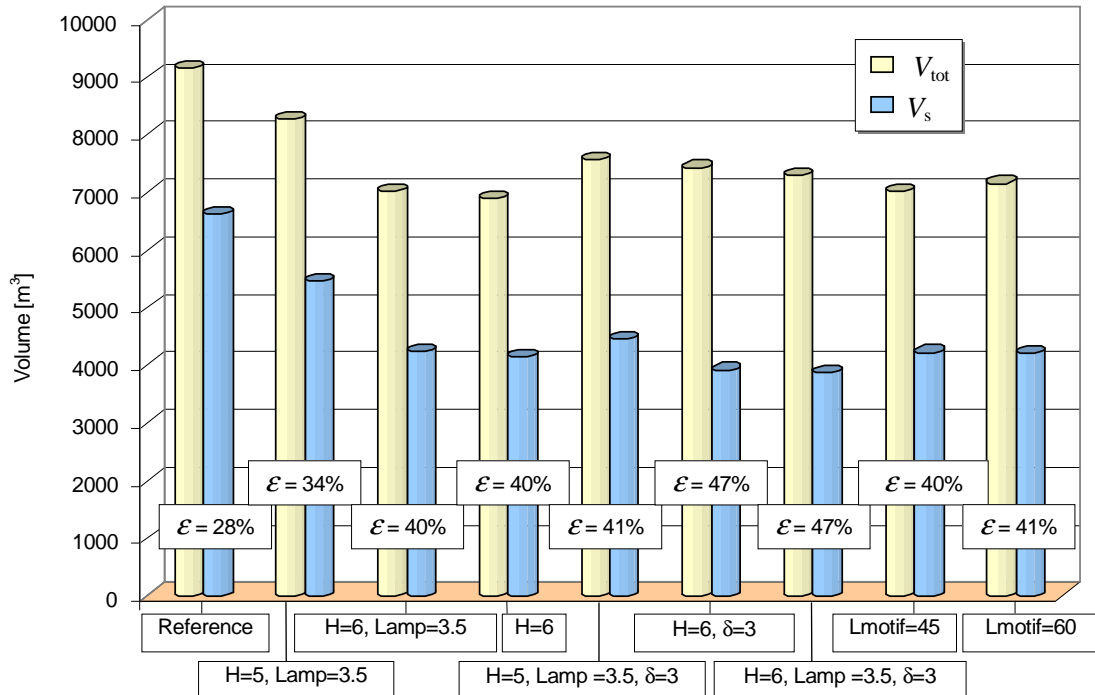


Figure III-44 : Volume des enceintes et volume de solide obtenus dans les différents cas.

Les paramètres géométriques du cas « $H = 6$ mm » sont ceux qui permettent le volume d'enceinte nécessaire le plus faible, et semblent donc les plus intéressants parmi les cas étudiés. Le rôle que joue la porosité ϵ dans les études du chapitre précédent est confirmé : les cas à faible porosité sont moins performants. Son influence est mise en évidence sur la figure III-45 : il existe un volume d'enceinte minimum, à $\epsilon = 40\%$, alors que le volume de solide continue de décroître après 40%.

Il semble que les pertes de pression et l'échange thermique ont une tendance à s'équilibrer pour donner les mêmes performances lorsque la porosité est proche. Toutefois le rejet des configurations trivialement non-optimales a probablement favorisé l'apparition d'une telle tendance, et le nombre de cas étudié est trop faible pour conclure sur ce point.

4.2.2 Comparaison avec les autres types de matrices solides

La figure III-46 compare les volumes obtenus avec les quatre principales géométries : canaux carrés droits (cas de référence industriel), empilements de graviers, empilement de sphères, et canaux avec obstacles (Forme 3 retenue pour l'étude CFD).

Il apparaît que les géométries correspondant à la forme 3, à l'instar de l'empilement de sphères, permettent de réduire significativement les volumes. La meilleure géométrie de type « forme 3 » est celle du cas « $H = 6$ », qui permet un volume d'enceinte légèrement plus faible que le cas « Sphères », mais un volume de solide légèrement supérieur. Les paramètres géométriques de ce cas sont donc retenus pour la commande passée à PACT.

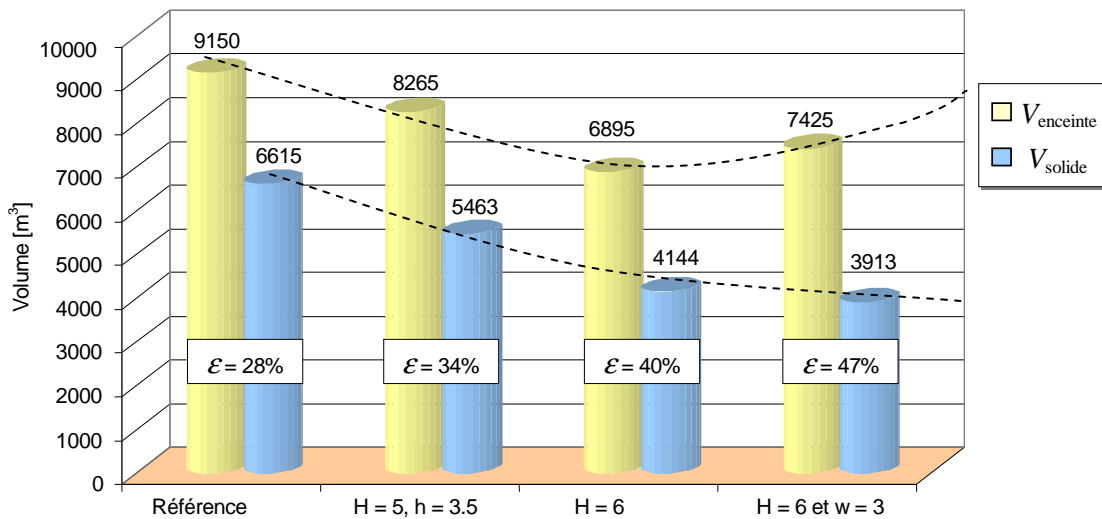


Figure III-45 : Influence de la porosité ϵ .

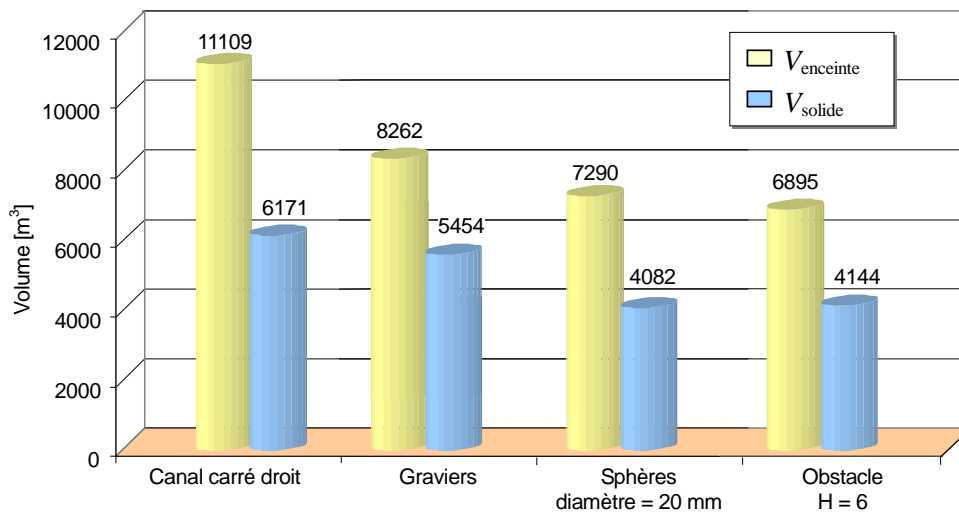


Figure III-46 : Comparaison de différentes matrices solides correspondant au même cahier des charges.

Par rapport à un canal droit, l'intérêt de l'intensification par obstacles semble donc réel, et se rapproche des performances d'un empilement de sphères.

5 Synthèse

Les travaux effectués confirment l'intérêt de l'intensification des échanges thermiques pour le projet SETHER. Parmi les solutions présentées, la génération de turbulence en canal rectangulaire à l'aide d'obstacles a été retenue pour une étude d'optimisation.

Dans un premier temps, des corrélations du nombre de Nusselt et du facteur de friction ont été établies à l'aide de calculs de type CFD. Ces corrélations ont ensuite été utilisées dans la modélisation globale du procédé, ce qui a permis de sélectionner la configuration géométrique la plus intéressante, pour un cahier des charges donné.

Cette étude fait apparaître les points suivants :

- L'ajout d'obstacle fait diminuer le nombre de Reynolds de début de transition laminaire/turbulent à une valeur située entre 100 et 200, au lieu de 2000 en canal droit.
- Pour un nombre de Reynolds de 75, les obstacles ont un effet négatif sur l'échange thermique. L'intensification recherchée apparaît à partir du nombre de Reynolds critique.
- Quel que soit le nombre de Reynolds, les pertes de pression sont augmentées par les obstacles.

- Les effets tridimensionnels ne peuvent être négligés : les parois latérales, bien que sans obstacles, bénéficient d'intensifications locales qui peuvent participer de façon importante à l'intensification totale.
- Le rôle important de la porosité est confirmé, et l'optimum semble se situer autour de 40%.
- Le cas nommé « $H = 6 \text{ mm}$ » est le plus intéressant du point de vue du volume d'enceinte nécessaire au respect du cahier des charges, très proche du volume obtenu avec le diamètre hydraulique optimal de 4 mm en canaux droits.

Un empilement de plaques de géométrie « $H = 6 \text{ mm}$ » sera étudié expérimentalement grâce à la boucle expérimentale « CLAIRE » qui permet de simuler les conditions de fonctionnement d'un régénérateur. La description de cette boucle et des essais prévus font l'objet du chapitre suivant.

6 Références

- [1] T. Adachi et H. Uehara, « Correlation between heat transfer and pressure drop in channels with periodically grooved parts », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, n^o. 22, p. 4333-4343, nov. 2001.
- [2] T. Adachi et S. Hasegawa, « Transition of the flow in a symmetric channel with periodically expanded grooves », *Chemical Engineering Science*, vol. 61, n^o. 8, p. 2721-2729, avr. 2006.
- [3] I. Kilicaslan et H. Ibrahim Sarac, « Enhancement of heat transfer in compact heat exchanger by different type of rib with holographic interferometry », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 17, n^o. 4, p. 339-346, août. 1998.
- [4] K. Takase, « Experimental results of heat transfer coefficients and friction factors in a 2D/3D rib-roughened annulus », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 13, n^o. 2, p. 142-151, août. 1996.
- [5] C.-O. Olsson et B. Sundén, « Experimental study of flow and heat transfer in rib-roughened rectangular channels », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 16, n^o. 4, p. 349-365, avr. 1998.
- [6] K. F. Chiang, S. W. Chang, et P. H. Chen, « Forced convective heat transfer of 45° rib-roughened fin flows », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 29, n^o. 6, p. 743-754, juill. 2005.
- [7] S. W. Chang, T.-M. Liou, K. F. Chiang, et G. F. Hong, « Heat transfer and pressure drop in rectangular channel with compound roughness of V-shaped ribs and deepened scales », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, n^o. 3-4, p. 457-468, févr. 2008.
- [8] X. Gao et B. Sundén, « Heat transfer and pressure drop measurements in rib-roughened rectangular ducts », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 24, n^o. 1-2, p. 25-34, mars. 2001.
- [9] J. Ahn, H. Choi, et J. S. Lee, « Large eddy simulation of flow and heat transfer in a rotating ribbed channel », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, n^o. 25-26, p. 4937-4947, déc. 2007.
- [10] R. Kiml, A. Magda, S. Mochizuki, et A. Murata, « Rib-induced secondary flow effects on local circumferential heat transfer distribution inside a circular rib-roughened tube », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, n^o. 6-7, p. 1403-1412, mars. 2004.
- [11] P. G. Vicente, A. García, et A. Viedma, « Experimental study of mixed convection and pressure drop in helically dimpled tubes for laminar and transition flow », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n^o. 26, p. 5091-5105, déc. 2002.
- [12] S. W. Chang, K. F. Chiang, T. L. Yang, et C. C. Huang, « Heat transfer and pressure drop in dimpled fin channels », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 33, n^o. 1, p. 23-40, oct. 2008.

- [13] G. I. Mahmood et P. M. Ligrani, « Heat transfer in a dimpled channel: combined influences of aspect ratio, temperature ratio, Reynolds number, and flow structure », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n^o. 10, p. 2011-2020, mai. 2002.
- [14] J. H. Lin, C. Y. Huang, et C. C. Su, « Dimensional analysis for the heat transfer characteristics in the corrugated channels of plate heat exchangers », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 34, n^o. 3, p. 304-312, mars. 2007.
- [15] A. G. Kanaris, A. A. Mouza, et S. V. Paras, « Flow and Heat Transfer Prediction in a Corrugated Plate Heat Exchanger using a CFD Code », *Chemical Engineering & Technology*, vol. 29, n^o. 8, p. 923-930, 2006.
- [16] « Pertes de pression et transfert de chaleur dans les échangeurs à plaques en simple phase », in *Manuel technique du GRETh*, 1999.
- [17] A. García, P. G. Vicente, et A. Viedma, « Experimental study of heat transfer enhancement with wire coil inserts in laminar-transition-turbulent regimes at different Prandtl numbers », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, n^o. 21-22, p. 4640-4651, oct. 2005.
- [18] A. García, J. P. Solano, P. G. Vicente, et A. Viedma, « Flow pattern assessment in tubes with wire coil inserts in laminar and transition regimes », *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, n^o. 3, p. 516-525, juin. 2007.
- [19] L. Wang et B. Sundén, « Performance comparison of some tube inserts », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 29, n^o. 1, p. 45-56, janv. 2002.
- [20] S. K. Saha, « Thermal and Friction Characteristics of Turbulent Flow through Rectangular and Square Ducts with Transverse Ribs and Wire Coil Inserts », *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, n^o. 5, p. 575-589, juill. 2010.
- [21] G. J. Rowley et S. V. Patankar, « Analysis of laminar flow and heat transfer in tubes with internal circumferential fins », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 27, n^o. 4, p. 553-560, avr. 1984.
- [22] B. F. Armaly, F. Durst, J. C. F. Pereira, et B. Schoenung, « Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 127, p. 473-496, févr. 1983.
- [23] T. Lee et D. Mateescu, « Experimental and numerical investigation of 2-D backward-facing step flow », *Journal of Fluids and Structures*, vol. 12, n^o. 6, p. 703-716, août. 1998.
- [24] S. Taneda, « Visualization of Separating Stokes Flows », *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 46, p. 1935-1942, 1979.
- [25] P. Chassaing, *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès, 2000.
- [26] E. P. L. Roberts, « Numerical and experimental study of transition processes in an obstructed channel flow », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 260, p. 185-209, févr. 1994.
- [27] J. S. Kapat, J. Ratnathicam, et B. B. Mikic, « Experimental determination of transition to turbulence in a rectangular channel with eddy promoters », *Journal of Fluids Engineering*, vol. 116, n^o. 3, p. 484-487, 1994.
- [28] S. Sripattanapipat et P. Promvongse, « Numerical analysis of laminar heat transfer in a channel with diamond-shaped baffles », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 36, n^o. 1, p. 32-38, janv. 2009.
- [29] Focke W. W., Zachariades J., et Olivier I., « The effect of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers », *International journal of heat and mass transfer*, vol. 28, n^o. 8, p. 1469-1479, 1985.
- [30] P Hugonnot, *Etude locale et performances thermohydrauliques à faibles nombres de Reynolds d'un canal plan corrugué : Application aux échangeurs à plaques*. Université de Nancy: , 1989.
- [31] Ujoy Kumar Saha, « Thermal and friction characteristics of laminar flow through rectangular and square ducts with transverse ribs and wire coil inserts », *Experimental thermal and fluid science*, vol. 34, n^o. 1, p. 63-72, 2010.
- [32] S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, 1er éd. Taylor & Francis, 1980.

- [33] R. K. Shah, *Laminar Flow Forced Convection in Ducts: A Source Book for Compact Heat Exchanger Analytical Data*. Academic Pr, 1978.
- [34] V. Yakhot, S. Thangam, T. B. Gatski, S. A. Orszag, et C. G. Speziale, « Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion technique. », *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 4, n^o. 7, p. 1510-1520, juill. 1991.
- [35] J.-song Wang et Z. Huang, « A TVD Scheme for Incompressible Flow Coupled With Different Turbulence Modeles on A Ground-Mounted Square-RIB Flow », *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, vol. 19, n^o. 6, p. 743-750, déc. 2007.

Chapitre IV

Programme d'essais sur la boucle CLAIRE

Le chapitre précédent a permis de définir une géométrie de plaque optimisée pour la réalisation d'une matrice de canaux adaptée aux conditions du procédé SEPT qui sera employée dans le cadre d'une campagne d'essais sur la boucle expérimentale CLAIRE mise à disposition par le CEA. Bien que cette campagne d'essais fasse parti des objectifs du projet SETHER, le calendrier de ce projet ainsi que la disponibilité de la boucle CLAIRE ne permettaient pas d'intégrer la réalisation et l'exploitation de cette campagne d'essais dans le sujet de cette thèse. En effet, les essais débuteront en septembre 2011, c'est-à-dire trois mois après la soutenance.

Toutefois, la préparation de ces essais a posé la question du maintien des plaques dans le régénérateur, de leur mise en place, et de leur instrumentation. Des solutions pratiques ont été imaginées en considérant les spécificités de la boucle CLAIRE, ainsi que les contraintes liées aux températures élevées et aux dimensions réduites des canaux.

Ce chapitre présente les solutions retenues lors des discussions avec les partenaires du projet SETHER, et illustre leur mise en œuvre. Le fonctionnement général et la géométrie des différents composants de l'installation expérimentale CLAIRE sont décrits, puis la disposition et l'instrumentation des matrices solides sont explicitées. Enfin, les objectifs de la campagne d'essais sont détaillés, en explicitant les grandeurs physiques que l'on désire quantifier et leur méthode d'estimation à partir des mesures qui seront effectuées.

Deux matrices solides seront testées : un empilement de plaques de type « forme 3 » correspondant à la géométrie retenue lors du chapitre précédent (géométrie « H_6 »), ainsi qu'un empilement de graviers adaptés aux conditions de l'expérience.

Les objectifs principaux de cette étude expérimentale sont :

- La quantification des propriétés thermohydrauliques de ces matrices (échange thermique et pertes de pression),
- La quantification des énergies stockées et déstockées
- La vérification de la tenue mécanique et thermique des matrices.

1 Description de la boucle CLAIRE

L'installation d'essais CLAIRE permet de tester des matrices solides dans les conditions de fonctionnement d'un régénérateur, en termes de débits et de températures, à une échelle semi-industrielle. La figure IV-1 représente une version simplifiée de la boucle où apparaissent les principaux éléments : le brûleur, les deux régénérateurs, les conduites de gaz et les vannes de contrôle. Cette figure montre également les dimensions principales de l'installation, en particulier les cinq mètres qui constituent la partie active des régénérateurs.

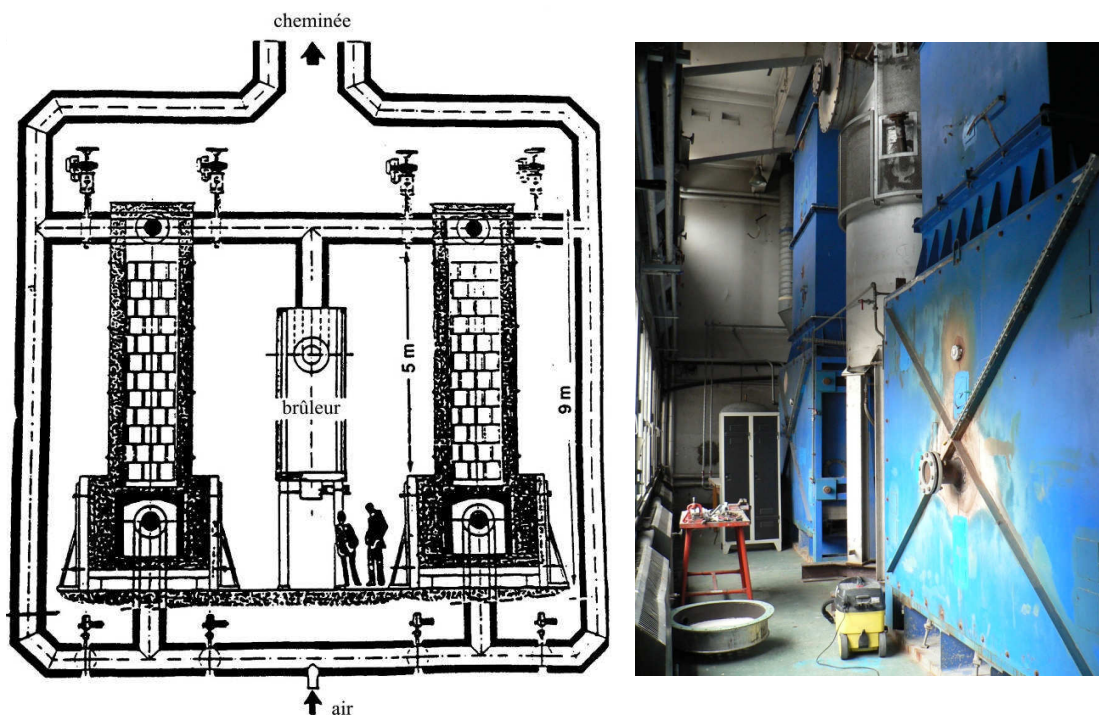


Figure IV-1 : Illustration schématique de la boucle CLAIRE.

Cette boucle permet de reproduire le comportement de régénérateurs de type « régénérateurs de fours industriels » communément employés en verrerie et en métallurgie, et la présence de deux régénérateurs permet de simuler leur utilisation par paires : l'un est en période chaude pendant que l'autre est en période froide, comme expliqué en section II.1.1.1. Dans le cadre du procédé SEPT, cela permettra de faire subir des alternances de périodes chaudes et froides simultanément à deux matrices solides différentes. À la fin de la première période, le trajet du gaz est modifié par l'ouverture et la fermeture de vannes, comme illustré sur la figure IV-2.

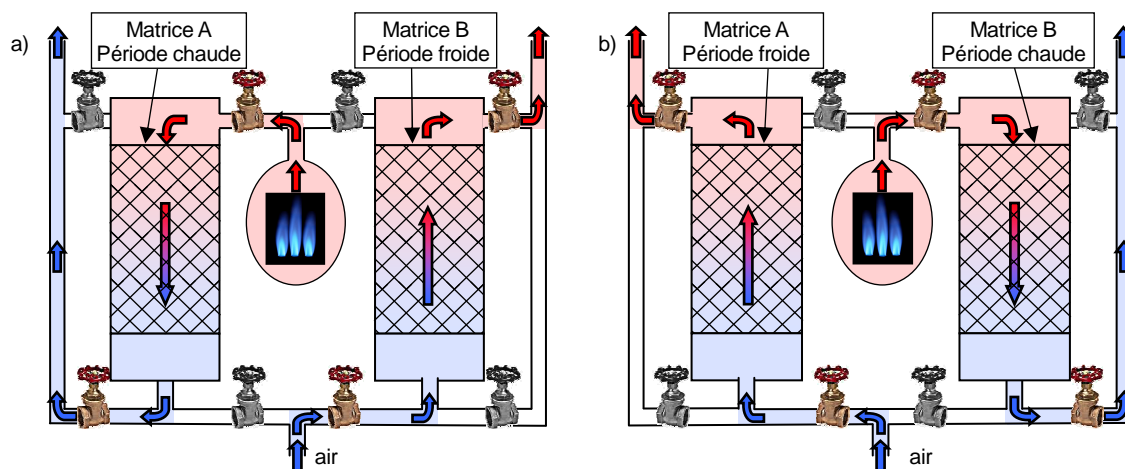


Figure IV-2 : Illustration du fonctionnement alterné permis par la disposition des conduites et des vannes. a) Première période, b) Deuxième période.

1.1 Composants

1.1.1 Les régénérateurs

Chaque régénérateur est composé d'une enveloppe métallique de $1,9 \times 1,9 \text{ m}^2$ de section, d'une couche de matériaux isolants de 35 cm d'épaisseur, laissant une section de passage de $1,2 \times 1,2 \text{ m}^2$, comme le montre la figure IV-3.

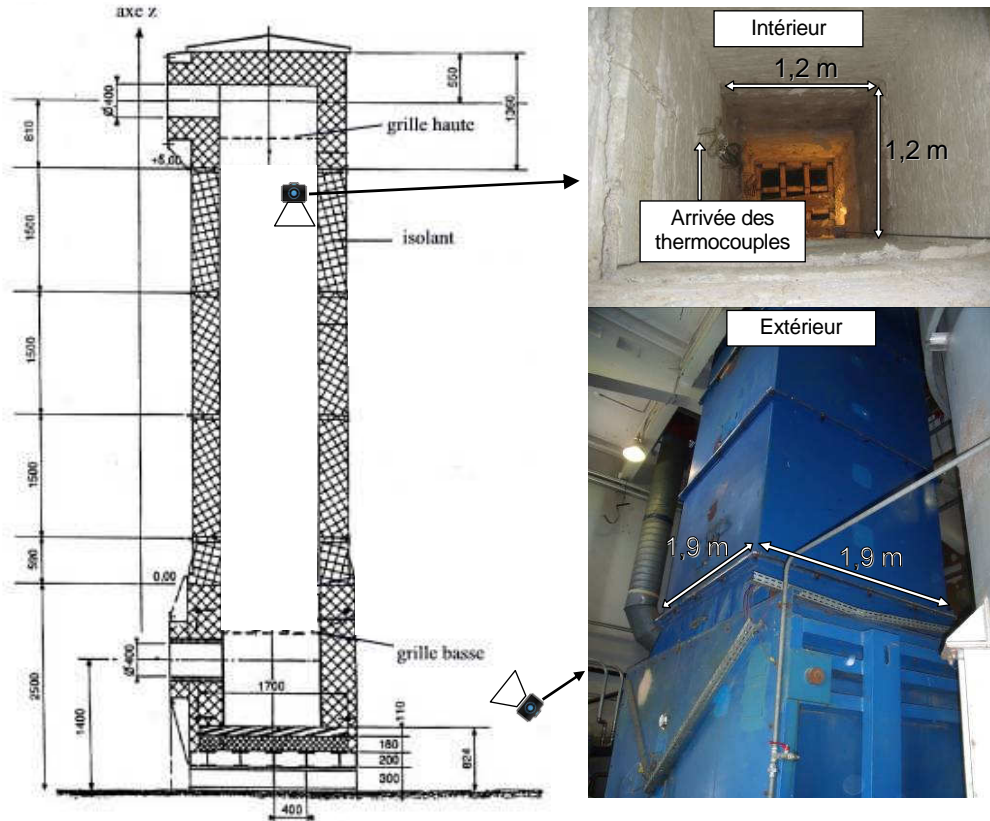


Figure IV-3 : Schéma et photographies de la partie basse d'un des deux régénérateurs [1].

De précédents travaux sur cette installation [2] ont mis en évidence qu'en l'absence de grilles, la configuration de l'écoulement est très déséquilibrée dès l'entrée du régénérateur : la répartition du débit n'est alors pas homogène dans les différents canaux. Pour remédier à ce problème, une solution consiste à mettre en place deux grilles aux extrémités du régénérateur expérimental, visibles sur la figure IV-4. Les pertes de pression engendrées par ces grilles assurent une distribution plus homogène du débit.

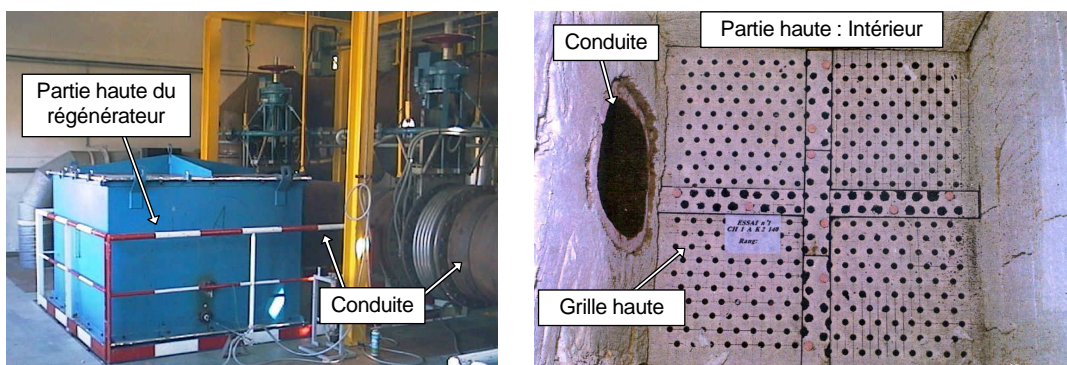


Figure IV-4 : Photographies de la partie haute du régénérateur et de la grille haute.

1.1.2 Le brûleur à gaz

Le brûleur à gaz qui équipe la boucle CLAIRE fonctionne au gaz naturel, et peut atteindre une puissance de 1,4 MW, pour un débit et une température maximum de $2000 \text{ Nm}^3/\text{h}$ et 1500°C , ce qui permet de simuler les conditions rencontrées dans les régénérateurs de fours industriels

de verrerie ou de métallurgie. Cependant, dans le cadre du procédé SEPT, les températures à atteindre sont moindres, et le gaz sortant du brûleur doit être mélangé avec de l'air ambiant pour faire baisser la température en entrée du régénérateur à une température de 800°C.

Une des deux sorties du brûleur, visible sur la figure IV-5 a) est inutilisée et a donc été initialement scellée sur la boucle CLAIRE. Une arrivée d'air passant par cette sortie a été rajoutée en vue de la campagne d'essais pour permettre le mélange du gaz chaud avec de l'air ambiant, comme le montre la figure IV-5 b).

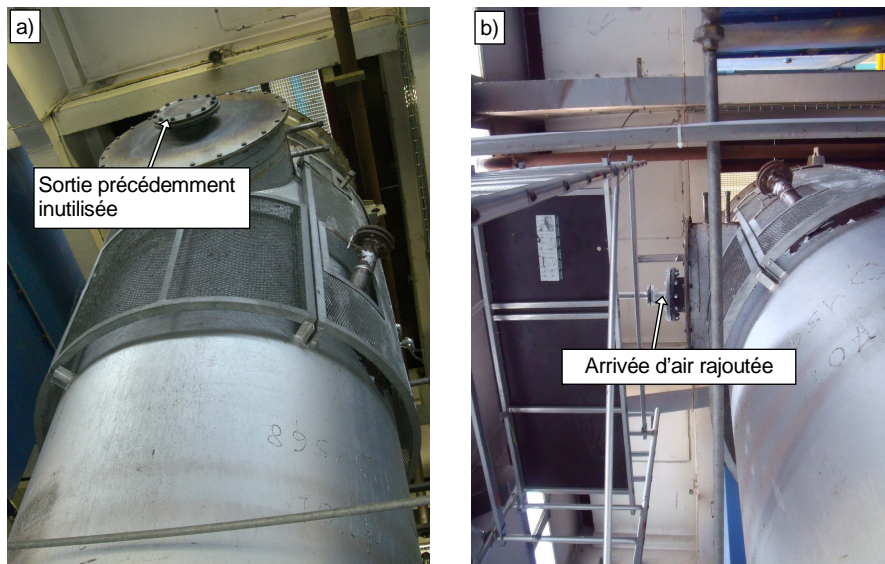


Figure IV-5 : Brûleur de la boucle CLAIRE. a) avant modification : sortie inutilisée, b) après modification : rajout d'une arrivée d'air.

1.1.3 Les conduites et les vannes

En plus de l'isolation des régénérateurs, les conduites, présentées sur la figure IV-6 a) comprennent une épaisseur d'isolation thermique interne visible sur la figure IV-6 c). Des joints de dilatations permettent d'éviter que les conduites ne se déforment sous l'action de la dilatation thermique. Les vannes basse température, situées en partie basse de l'installation, sont des vannes courantes de type « papillon » qui ont un temps de fermeture de 25 secondes, alors que les vannes hautes températures situées en partie haute sont plus complexes : elles sont refroidies à l'eau et affichent un temps de fermeture de deux minutes.

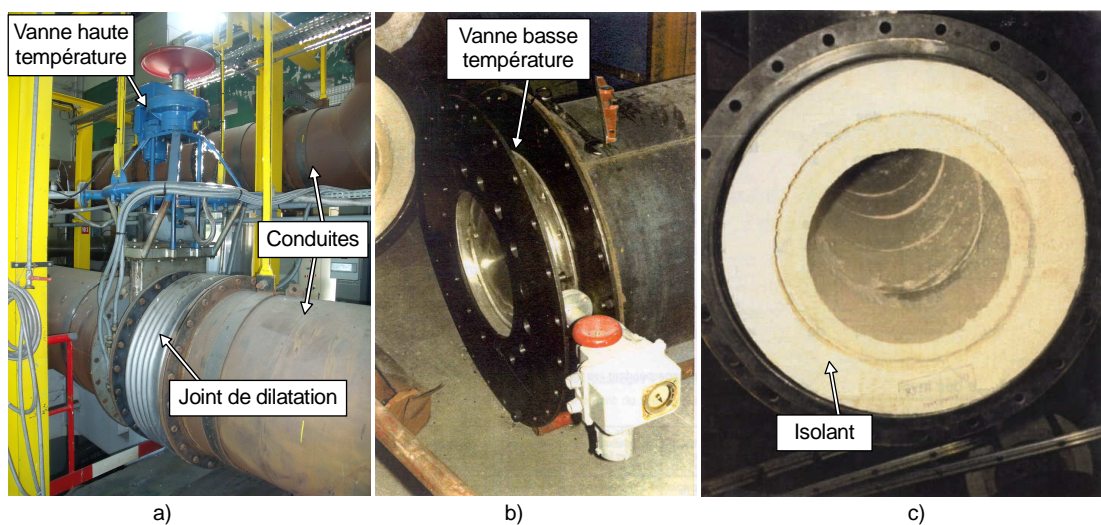


Figure IV-6 : Conduites, vannes et joint de dilatation. a) conduites et vannes hautes, b) vanne basse température, c) isolation interne des conduites.

1.2 Procédure expérimentale

Étant donnée la complexité de la boucle CLAIRE et la durée d'un essai qui peut atteindre une semaine, le pilotage du brûleur et des vannes est largement automatisé. La figure IV-7 présente l'interface homme-machine du contrôle-commande.

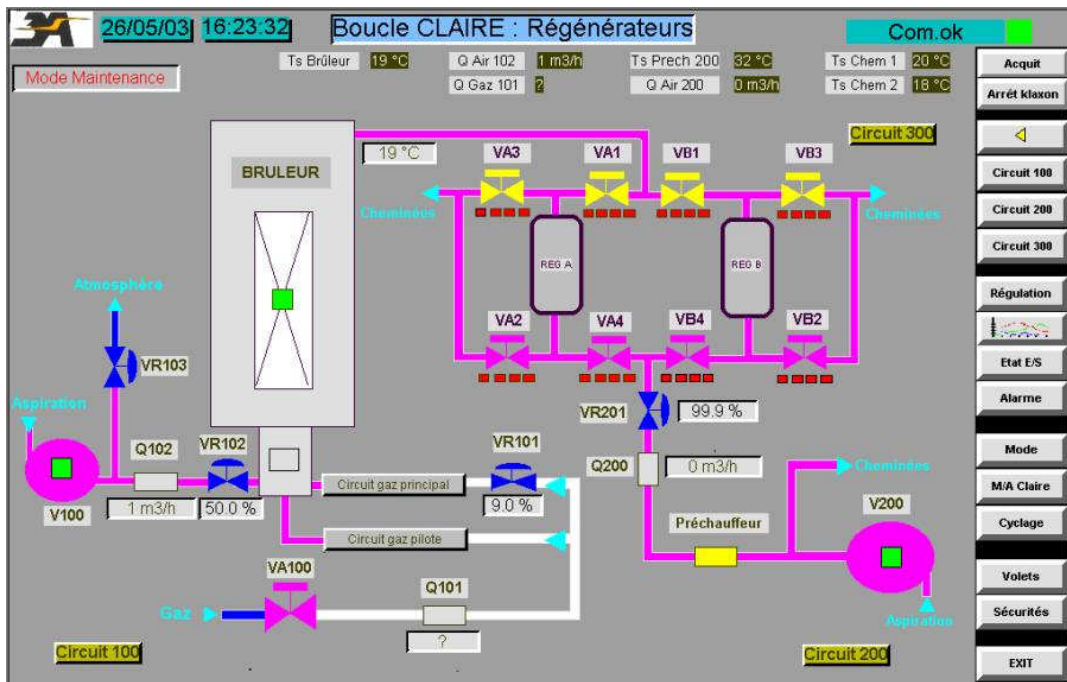


Figure IV-7 : Interface homme-machine du contrôle-commande de la boucle CLAIRE [2].

De plus, une centrale d'acquisition permet de centraliser et d'automatiser les mesures.

1.2.1 Pilotage de la boucle

La figure IV-8 présente les trois périodes principales lors d'un essai : la mise en marche du brûleur, l'établissement du régime périodique, et les mesures.

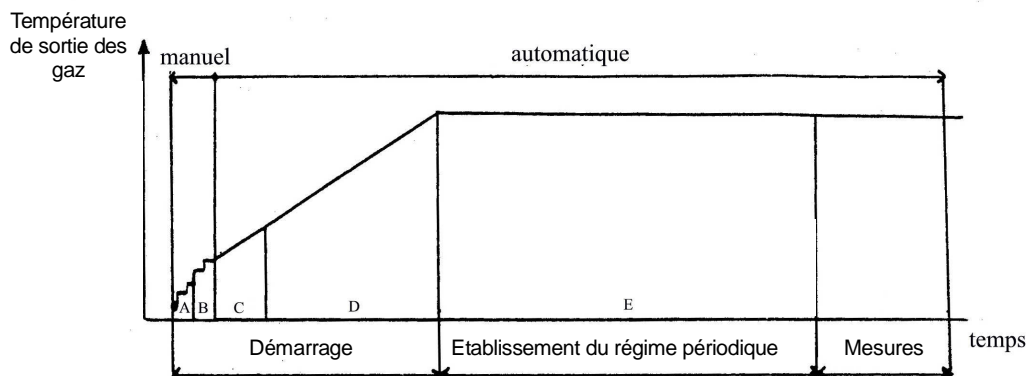


Figure IV-8 : Séquence de mise en fonctionnement et mesures.

■ Mise en marche du brûleur :

La séquence automatique de démarrage du brûleur est illustrée sur la figure IV-8 : seules les deux premières phases A et B sont manuelles. La fragilité des composants en céramique vis-à-vis des chocs thermiques impose ensuite une montée en température lente, de l'ordre de 60°C/h, nécessitant une dizaine d'heures pour atteindre la température nominale. L'acquisition des mesures se fait pendant la période d'établissement du régime périodique stabilisé qui représente généralement quelques dizaines de basculements, et se poursuit ensuite pendant quelques cycles stabilisés.

▪ Basculements :

Lors de précédentes campagnes de mesures [2], la gestion automatique des vannes a été optimisée pour réduire la durée pendant laquelle les conditions de débit ne sont pas nominales, en prenant en compte leur temps de fermeture et d'ouverture. La figure IV-9 illustre ce pilotage automatique, où il apparaît que les durées des phases « air » (déstockage) et « fumées » (stockage) ne sont pas tout à fait égales. L'optimisation permet de minimiser cette différence et de réduire la durée globale de fonctionnement des vannes.

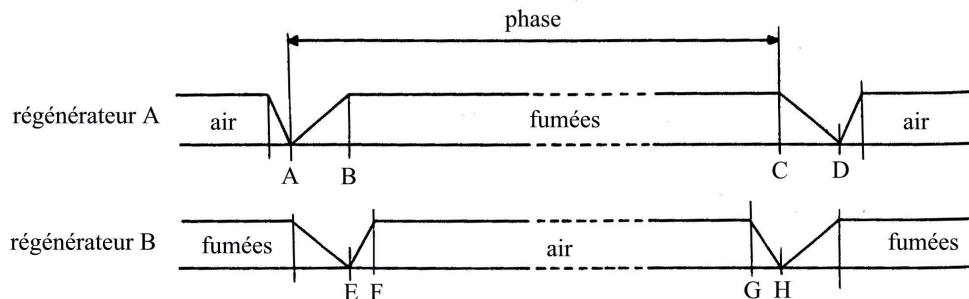


Figure IV-9 : Schéma de principe de la séquence de basculement.

Les instants de basculements seront définis par un critère de température en sortie des régénérateurs.

2 Matrices solides testées

Deux matrices solides seront testées simultanément, chacune occupant un des deux régénérateurs : un empilement de plaques de type « forme 3 », et de géométrie « H_6 » présentée sur la figure III-23, et un empilement de graviers, dont les caractéristiques ne sont pas encore déterminées. Des essais de résistance aux cyclages thermiques à haute température sur des échantillons de graviers devront être menés à petite échelle afin de choisir des graviers suffisamment résistants.

2.1 Plaques « Forme 3 »

Le choix du matériau constituant les plaques a été étudié par l'ENSCI (École Nationale Supérieure de Céramique Industrielle de Limoges), avec le cahier des charges suivant :

- Résistance aux cyclages thermiques
- Faible dilatation thermique
- Masse volumique et capacité thermique importantes
- Géométrie permettant un empilage stable
- Coût raisonnable.

Plusieurs matériaux ont été envisagés :

- la mullite (minéral silico-alumineux), offrant une bonne résistance aux cyclages thermiques,
- la porcelaine standard, affichant une faible dilatation thermique et supportant des températures jusqu'à 1400°C.
- la porcelaine cordiéritique, de dilatation thermique plus faible et présentant une meilleure résistance aux chocs thermiques.
- la cordiérite-mullite constituée d'une matrice de cordiérite contenant des inclusions de mullite, utilisé dans l'industrie comme support de fours.
- la porcelaine alumineuse, qui offre une densité et une capacité thermique élevée, mais qui possède aussi un coefficient de dilatation thermique plus élevé que les autres matériaux.

	Porcelaine standard	Porcelaine cordiéritique	Porcelaine alumineuse	Mullite	Cordiérite-Mullite
Masse volumique (kg/m ³)	2450	2550	3150	2700	2000
Capacité calorifique Cp (J/K.m ³)	720	720	760	750	800
pCp (10 ⁶ J/K.m ³)	1,8	1,8	2,4	2,0	1,6
Quantité de chaleur stockée (MWh/m ³)	0,38	0,38	0,58	0,42	0,33
Conductivité thermique (750°C) (W/m.K)	1	1	2,3	4	3
Dilatation thermique (750°C) (10 ⁻⁶ /K)	13	3,8	13	5	3,5
Prix (€/tonne)	2000	2000	2000		

Table IV-1 : Propriétés physiques des matériaux étudiés.

Le choix du matériau constituant les plaques s'est porté sur la porcelaine cordiéritique, proposée par la société PACT. Sa résistance au cyclage thermique et sa capacité de stockage de chaleur sont satisfaisants, de par son faible coefficient de dilatation thermique ($3,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ à 800°C), sa masse volumique importante (2550 kg/m^3) et sa capacité calorifique satisfaisante (720 J/K/kg).

La figure IV-10 présente les résultats d'un essai de cyclage thermique de 50°C à 980°C réalisé sur la porcelaine cordiéritique à l'ENSCI, et montre que la plaque revient à sa dimension originale après deux cycles, indiquant un comportement réversible suggérant une bonne tenue aux cyclages thermiques.

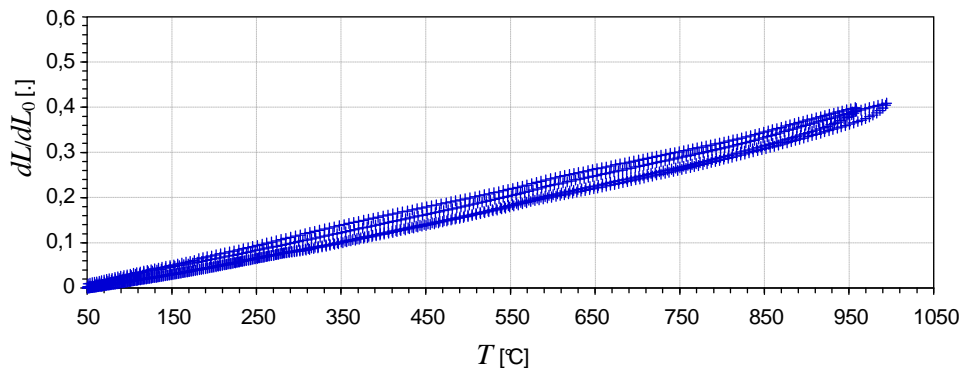


Figure IV-10 : Essai de cyclage thermique sur la porcelaine cordiéritique, réalisés par l'ENSCI.

Les moyens de productions de la société PACT, bien qu'en partie artisanaux, sont adaptés à la fabrication d'une quantité suffisante de pièces pour occuper le volume d'un régénérateur de la boucle CLAIRE. Ces plaques sont fabriquées à partir d'une pâte de porcelaine cordiéritique injectée dans un moule puis cuite dans un four. Les principales contraintes techniques sont liées à la cuisson qui ne peut être tout à fait homogène et qui entraîne de légères déformations, mais aussi au démoulage qui est rendu difficile par la petite dimension des canaux et qui limite la profondeur des motifs. Ces contraintes ont été explicitées dans la section III.3.1.1.

La figure IV-11 présente le plan détaillé des plaques commandés à PACT, où apparaissent les trous qui ont été rajoutés à la géométrie de base afin de maintenir les plaques et de les instrumenter : les quatre trous principaux permettent le passage de tiges métalliques de maintien, et les neuf autres trous permettent le passage des tiges métalliques des thermocouples qui mesureront les températures dans le régénérateur.

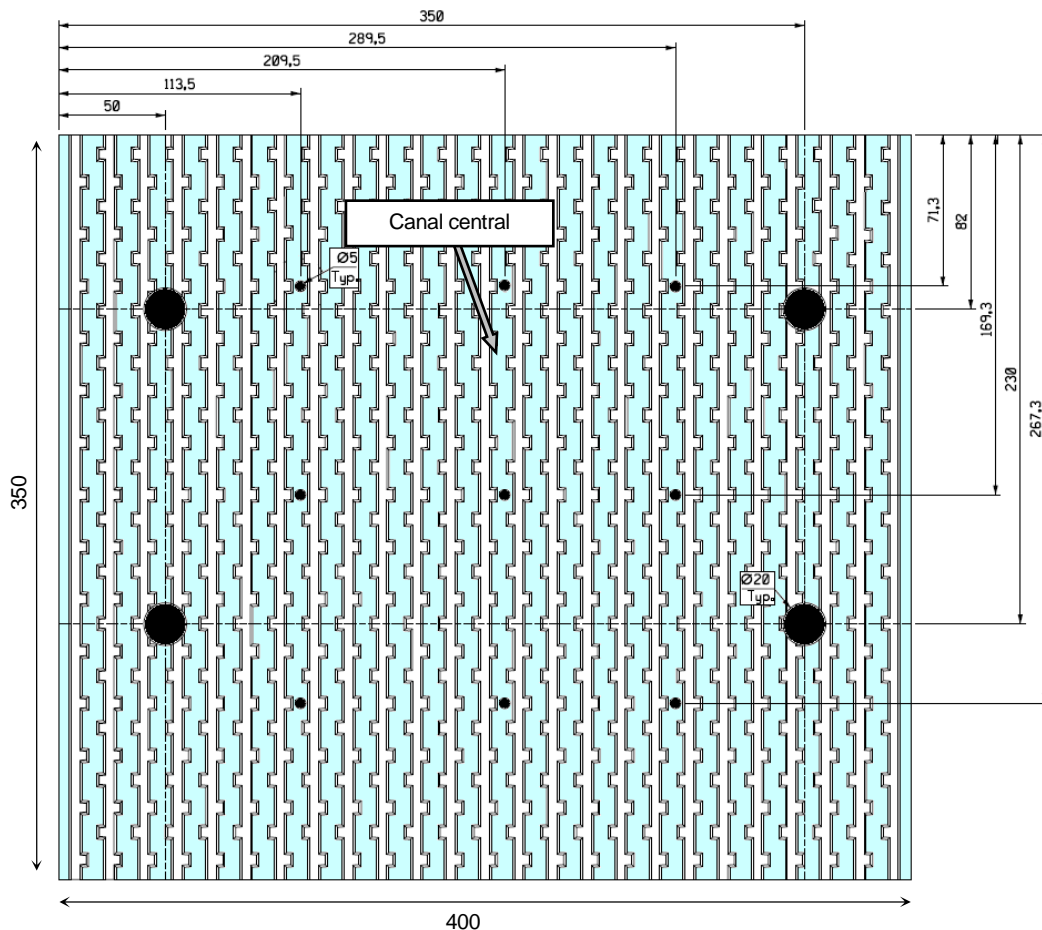


Figure IV-11 : Détail des plaques montrant la disposition des trous spécifiés pour le maintien et l'instrumentation des plaques. Toutes les dimensions indiquées sont en mm.

2.1.1 Remplissage du régénérateur

▪ Maintien :

L'instrumentation des plaques pendant le remplissage du régénérateur étant problématique à cause des très petites dimensions des canaux, elle sera réalisée au préalable sur des groupes de 80 plaques, qu'on appellera « racks », occupant un volume de $40 \times 80 \times 35 \text{ cm}^3$. Ces racks, présentés sur la figure IV-12, seront instrumentés puis descendus un par un dans le régénérateur.

Les quatre tiges métalliques assurent le maintien des plaques et leur alignement, afin de minimiser les contraintes sur les thermocouples lors de la mise en place dans le régénérateur. Une fois le rack mis en place, le chariot de descente sera retiré, et les boulons aux extrémités des tiges seront desserrés pour ne pas laisser les plaques sous pression pendant les essais. Ce chariot, présenté sur la figure IV-13, soutiendra la périphérie des plaques et pourra être facilement démonté.

▪ Disposition :

Les 5 mètres de hauteur du régénérateur correspondent à 14 étages de plaques, mais le nombre de plaques à notre disposition est trop faible pour constituer ces 14 étages avec la section actuelle du régénérateur de $120 \times 120 \text{ cm}^2$. Pour exploiter pleinement la hauteur du régénérateur avec les 2300 plaques disponibles, une épaisseur d'isolation sera rajoutée afin de ramener sa section à $80 \times 80 \text{ cm}^2$. Cette contrainte a dicté la dimension des « racks ».

Un étage est alors constitué de 2 racks placés côte-à-côte, occupant $80 \times 80 \times 35 \text{ cm}^3$. Un « rack » de 80 plaques est présenté sur la figure IV-12, et l'ensemble de l'empilement apparaît sur la

figure IV-14 a). En réalité, étant données les tolérances de planéité des plaques liées à la fabrication, l'occupation des 80 cm d'un rack n'a nécessité sur la figure IV-12 que 77 plaques au lieu de 80.

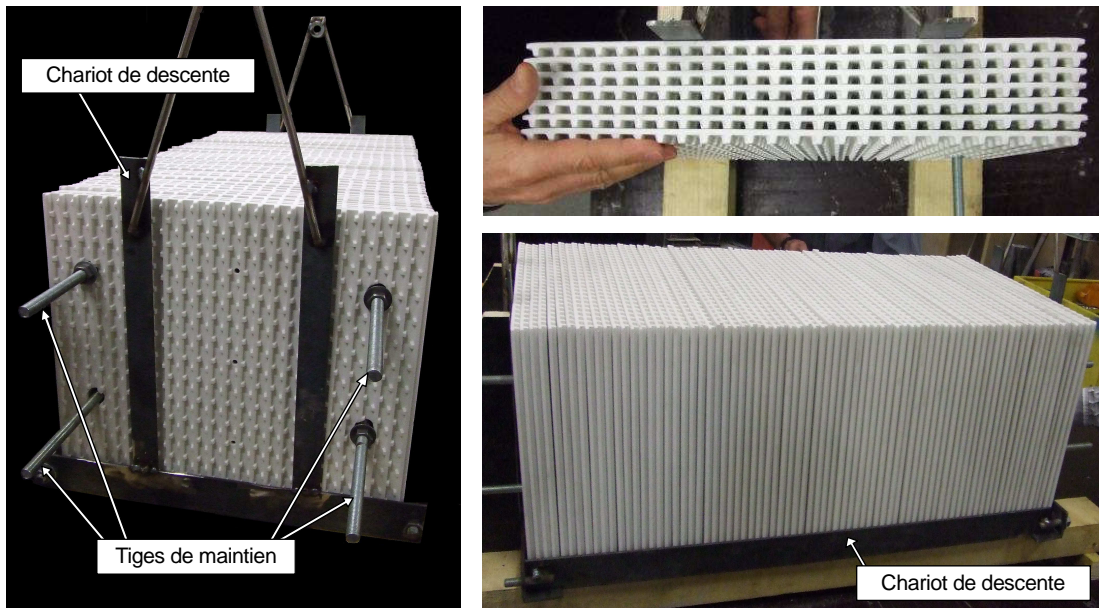


Figure IV-12 : Photographies réalisées lors de la réception du premier lot de plaques, présentant la disposition des plaques sur un « rack ».

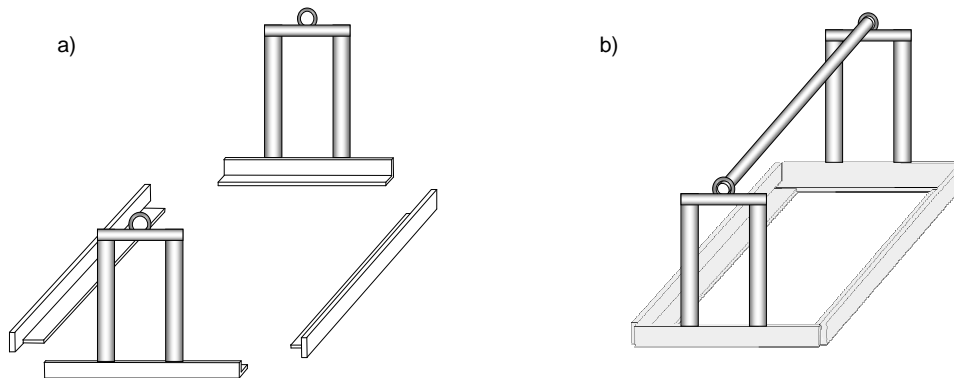


Figure IV-13 : Illustration du chariot de descente, a) démonté, b) assemblé.

■ Mise en place :

La mise en place des plaques dans le régénérateur nécessite de descendre et d'empiler les racks étages par étages. Un rack repose alors sur celui du dessous par l'intermédiaire d'une grille visible sur la figure IV-14 b). Cette grille assure une distance verticale minimale entre deux étages de plaques, suffisante pour permettre de retirer le chariot de descente sans efforts, et d'éviter qu'un défaut d'alignement horizontal entre deux racks superposés n'entrave leurs canaux. Elle permet également de mieux répartir le poids des étages supérieurs, sans quoi la plaque la plus haute d'un rack supporte seule l'intégralité du poids et risque de se rompre, comme le montre la figure IV-12 où certaines plaques affichent un décalage vertical de quelques millimètres par rapport au reste du « rack ». De plus, un tri des plaques sera effectué pour constituer des racks plus homogènes en termes de dimensions de plaques.

L'épaisseur d'isolation supplémentaire, nécessaire à la réduction de la section du régénérateur, sera également posée étage par étage mais seulement après la mise en place d'un étage de racks. Cela permettra de laisser suffisamment de place autour des plaques pour dégager le chariot de descente de la figure IV-13.

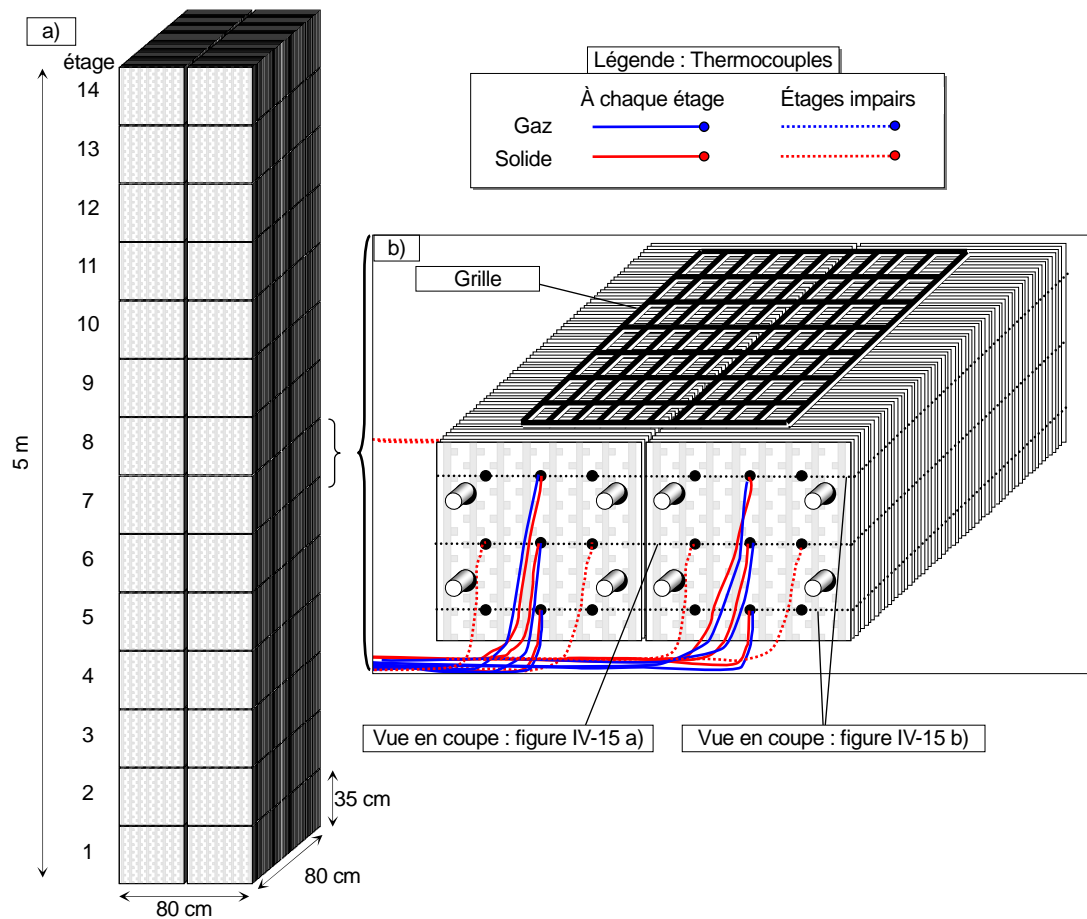


Figure IV-14 : Empilement des « racks » et schéma d'instrumentation d'un rack.

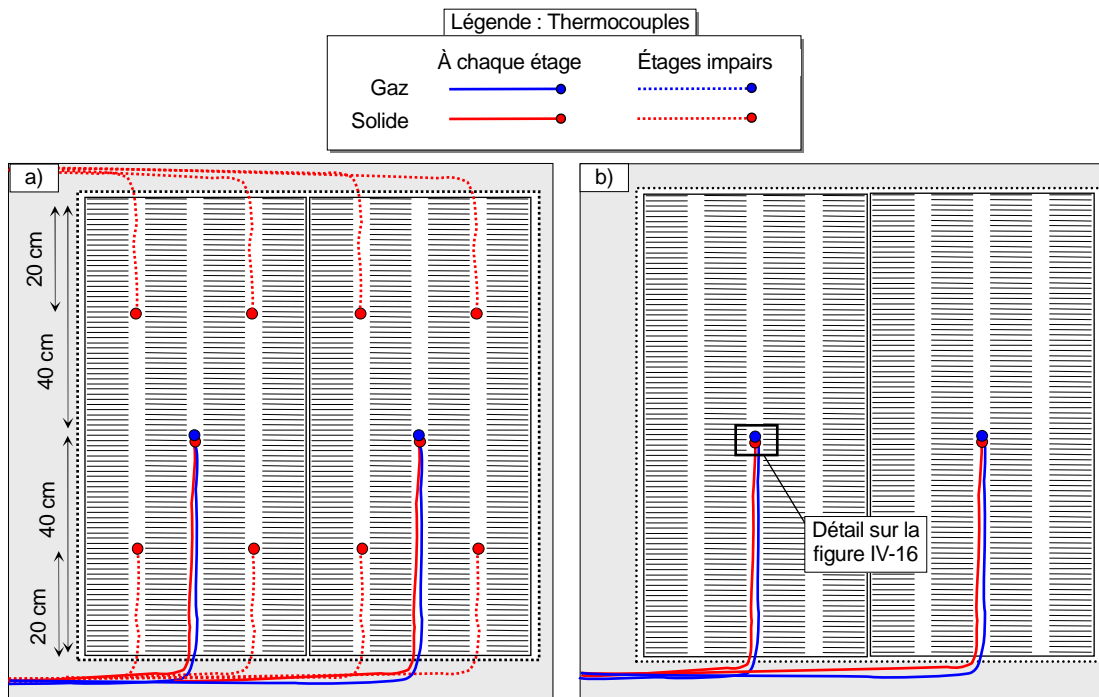


Figure IV-15 : Vue en coupe de l'instrumentation d'un rack.

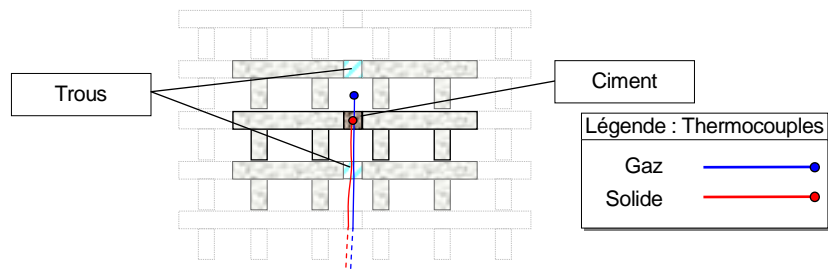


Figure IV-16 : Mise en place des thermocouples dans le gaz et dans le solide.

2.1.2 Instrumentation

En considérant le nombre de voies de mesures disponibles sur la centrale d'acquisition, l'instrumentation spécifiée sur la figure IV-15 a) et b) privilégie les mesures de température dans le canal central (indiqué sur la figure IV-11) des plaques situées au milieu de chaque « rack » : des mesures de température auront lieu en moyenne tout les 12 cm, à la fois dans le gaz et dans le solide. Cela représente $2 \times 2 \times 42$ points de mesure pour 5 mètres de hauteur, ce qui devrait permettre d'étudier le comportement thermique axial de la matrice avec une précision satisfaisante.

Le contrôle de la distribution horizontale de température sera assuré par 8 thermocouples tous les deux étages, comme l'indique la figure IV-15, ce qui représente un point tout les 70 cm, et qui permettra également de calculer les quantités d'énergies stockées et déstockées avec une plus grande précision.

La figure IV-16 illustre comment seront effectuées les mesures de température :

- dans le solide, l'extrémité du thermocouple sera positionnée à mi-parcours du trou qui sera ensuite bouché avec un ciment adapté.
- dans le gaz, l'extrémité du thermocouple sera positionnée au milieu du canal, puis le dernier trou traversé sera bouché de la même manière.

Les thermocouples, illustrés sur la figure IV-17, sont choisis avec une longueur suffisante pour que la connexion se fasse à l'extérieur du régénérateur, sans quoi la connexion serait endommagée par les températures élevées. La longueur de la tige métallique des thermocouples sera typiquement une dizaine de mètres. D'après son fabricant, le thermocouple possède une tige métallique pouvant être pliée, tordue ou aplatie sans affecter ses performances.

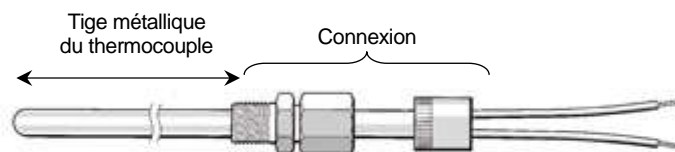


Figure IV-17 : Représentation schématique d'un thermocouple.

L'épaisseur d'isolant dans les régénérateurs (visible sur la figure IV-3) limite les pertes thermiques mais ne les supprime pas complètement. Il est donc nécessaire de mesurer les gradients thermiques dans l'isolant afin de les évaluer et d'améliorer la précision des bilans thermiques. Ces gradients seront mesurés à cinq emplacements différents, ce qui nécessite dix thermocouples car la mesure d'un gradient nécessite deux points.

Pour mesurer les températures de l'air à l'entrée et à la sortie des régénérateurs, de simples thermocouples seront utilisés aux extrémités où la température est faible, c'est-à-dire en bas des enceintes. Pour les zones à haute température, un appareil développé spécifiquement pour la boucle CLAIRE permet de s'affranchir des problèmes liés aux transferts thermiques radiatifs qui peuvent fausser les mesures : le pyromètre à aspiration, présenté figure IV-18. Le thermocouple est entouré d'un écran qui le protège des rayonnements, et l'écoulement provoqué par l'aspiration engendre un échange convectif entre l'air et le thermocouple.

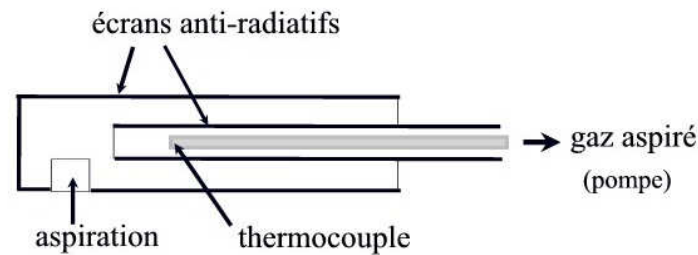


Figure IV-18 : Illustration schématique d'un pyromètre à aspiration de la boucle CLAIRE.

Enfin, des mesures de pression seront effectuées aux extrémités des enceintes, en aval de la grille d'entrée et en amont de celle de sortie (visible sur la figure IV-4), afin de quantifier les pertes de pression de la matrice.

2.2 Empilement de gravier

L'étude bibliographique de la section II.1.2.3 et les résultats du cas industriel en graviers ont permis d'estimer le diamètre équivalent moyen adapté, de l'ordre de quelques centimètres pour une porosité 40%.

Suite aux travaux réalisés par l'ENSCI, le choix du type de graviers à utiliser se porte sur des galets roulés, des chamottes calcinées ou du basalte concassé, présentés figure IV-19, mais le choix définitif se fera au vu d'essais supplémentaires à petite échelle qui seront effectués prochainement. Ces essais devront estimer la porosité de l'empilement de graviers, leur résistance mécanique lors de cyclages thermiques à haute température, leur masse volumique et leur propriété thermiques (capacité thermique, conductivité).

Un lavage des graviers sera probablement nécessaire pour éliminer un maximum de poussières qui ont des effets indésirables tels que l'augmentation des pertes de pression, ou l'encrassement de la boucle expérimentale.



Figure IV-19 : a) Basalte concassé, b) chamotte calcinée, c) galets roulés.

2.2.1 Remplissage du régénérateur

▪ Maintien :

Un empilement de gravier contenu dans une enceinte exerce une pression sur les parois. Pour ne pas écraser l'isolant placé contre les parois, visible sur la figure IV-3, une épaisseur d'isolation supplémentaire en briques réfractaires rigides sera disposée le long de l'isolant, comme indiqué sur la figure IV-20.

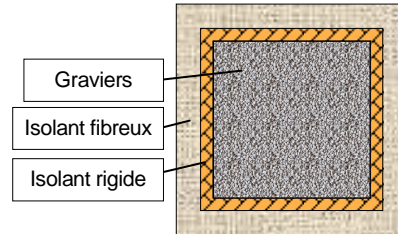


Figure IV-20 : Disposition de la couche d'isolant supplémentaire rigide.

▪ Mise en place :

La descente des graviers se fera par une gaine en tissu afin de minimiser la hauteur de chute et les donc les chocs qui pourraient endommager les graviers, l'isolant en briques rigides ou les thermocouples. Le remplissage se fera par couches de 50 centimètres afin de mettre en place l'instrumentation.

2.2.2 Instrumentation

▪ Mesures de température dans le solide

La méthode de mesure de la température à l'intérieur d'un gravier est illustrée sur la figure IV-21 : le gravier est percé jusqu'à son centre, puis rebouché avec un ciment adapté une fois que le thermocouple est mis en place.

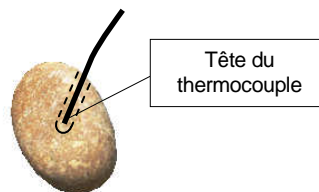


Figure IV-21 : Mise en place du thermocouple pour mesurer la température d'un gravier.

La figure IV-22 présente la disposition des points de mesures, qui consiste en 10 niveaux espacés de 50 cm, à partir d'une hauteur de 25 cm. Chaque niveau comporte 13 points de mesures, ce qui fait un total de 130 points. Les points situés à 5 cm des parois permettront d'estimer les effets de bord par comparaison avec les points centraux.

▪ Mesures de température dans l'air

La mesure de température dans l'air entre les graviers pose le problème de la localisation précise de la tête du thermocouple dans l'empilement. Une première méthode consiste à faire passer le thermocouple dans un gravier percé de part en part, et de le laisser dépasser de quelques millimètres, comme le montre la figure IV-23 a). De cette façon la tête du thermocouple est assurée de ne pas se déplacer par rapport à l'empilement de gravier. Un problème potentiel est que le thermocouple risque d'être endommagé lors des cyclages thermiques avec la dilatation de l'empilement.

Une autre possibilité est de se contenter d'une rainure creusée dans le gravier et rebouché de la même façon avec un ciment adapté.

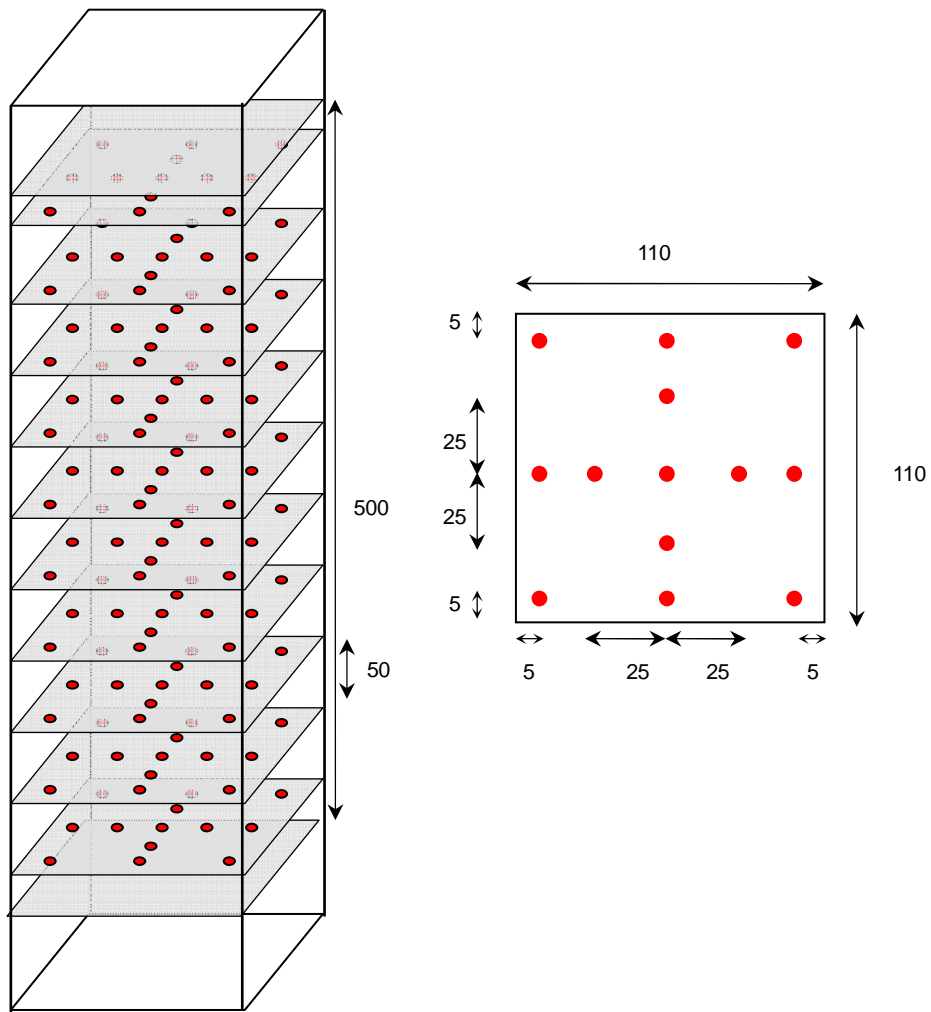


Figure IV-22 : Disposition des points de mesures dans le solide.

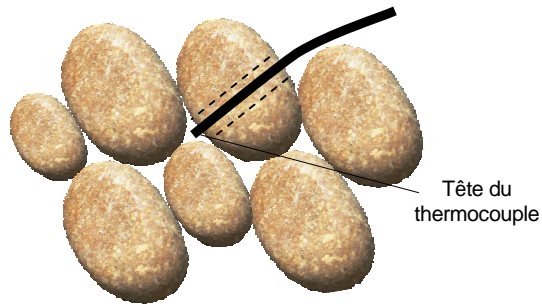


Figure IV-23 : Mesure de la température du gaz avec perforation.

La figure IV-24 présente la disposition des points de mesures dans l'air : 10 niveaux espacés de 50 cm, à partir d'une hauteur de 25 cm. Chaque niveau comporte 7 points de mesures, ce qui fait un total de 70 points.

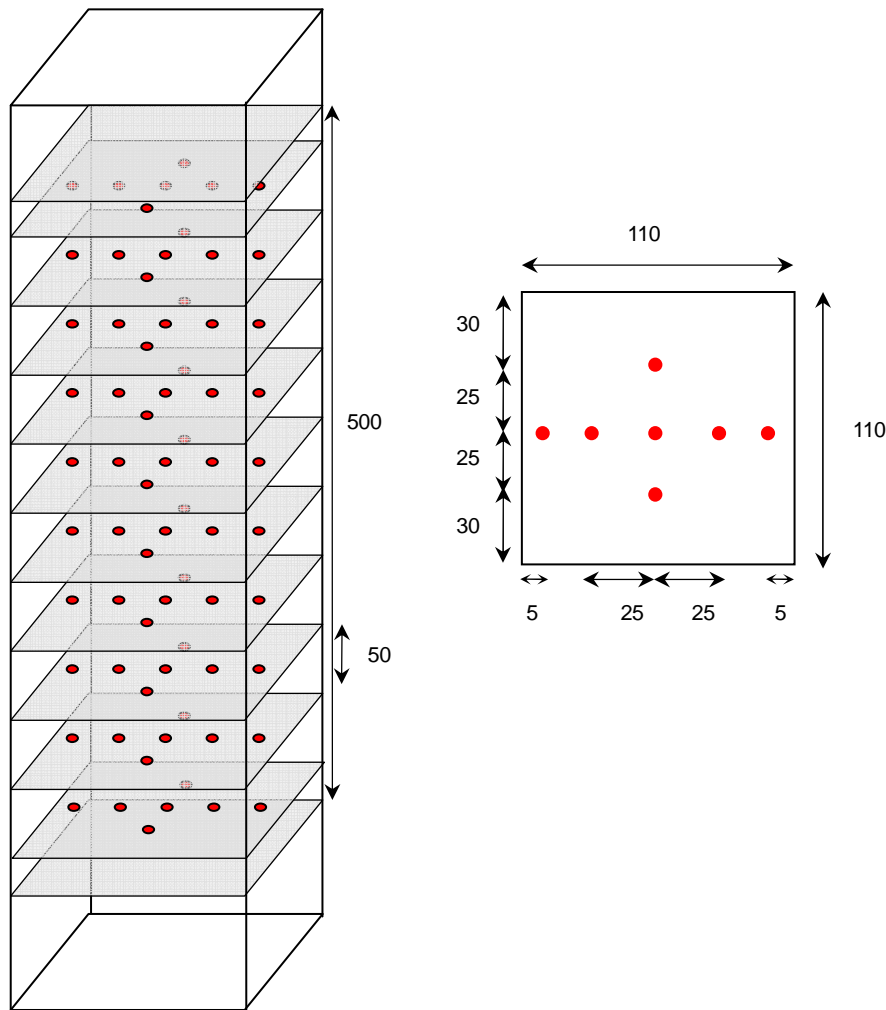


Figure IV-24 : Disposition des points de mesures dans l'air.

De la même façon que dans le régénérateur contenant les plaques “Forme 3”, la température est mesurée dans l'isolant pour quantifier le gradient thermique, et à l'entrée et à la sortie du régénérateur.

Les fils des thermocouples doivent sortir du régénérateur par des trous préexistants dans les parois métalliques latérales. Bien que les fils doivent traverser la matrice pour les rejoindre, ils ne devraient pas influencer significativement l'écoulement car leur diamètre est faible (1 mm).

3 Campagne d'essais

3.1 Objectif

Un essai comprend une période d'établissement du régime périodique mentionné précédemment, et quelques cycles de stockage et de déstockage supplémentaires. Chaque essai correspondra à un débit de gaz spécifique.

L'objectif de ces essais est d'acquérir suffisamment de données pour quantifier les propriétés thermohydrauliques des matrices en fonction du régime d'écoulement, les quantités d'énergie stockées et déstockées, et l'utilisation thermiques des enceintes.

3.1.1 Données

Les données récupérées lors d'un essai fourniront directement :

- les températures dans le gaz, dans le solide, et dans l'isolant à différents instants et à différentes positions,
- la différence de température entre le gaz et le solide.
- la perte de pression totale dans chaque matrice.
- La température du gaz à l'entrée et à la sortie des enceintes.

Il sera alors possible de quantifier le coefficient d'échange thermique correspondant à une paire de thermocouples gaz/solide sur la figure IV-14 d).

Dans la suite, les grandeurs moyennes sur un volume seront notées avec une barre au dessus du symbole. L'estimation de cette moyenne à partir de points de mesures discrets peut se faire en considérant un profil constant par morceau, ou linéaire, mais ces aspects techniques ne sont pas détaillés ici.

3.1.2 Calcul du coefficient d'échange

Soit $dE_{\text{éch}}$ l'énergie échangée entre le gaz et le solide dans le volume ΔV pendant un intervalle de temps dt :

$$dE_{\text{éch}} = \Delta V \rho (1 - \varepsilon) c_{p,s} (\overline{T_s}(t) - \overline{T_s}(t + dt)) \quad (\text{IV-1})$$

où $\overline{T_s}$ est la température moyenne du solide dans le volume ΔV .

La puissance thermique échangée $P_{\text{éch}}$ s'exprime alors :

$$P_{\text{éch}} = \frac{dE_{\text{éch}}}{dt} = \rho_s (1 - \varepsilon) \Delta V c_{p,s} \frac{\partial \overline{T_s}}{\partial t} \quad (\text{IV-2})$$

où ε est la porosité (i.e. le taux de vide) de la matrice.

Le coefficient d'échange volumique h s'écrit donc :

$$h = \frac{P_{\text{éch}}}{S_{\text{éch}} \Delta T} = \frac{\rho_s (1 - \varepsilon) \Delta V c_{p,s}}{S_{\text{éch}} \Delta T} \frac{\partial \overline{T_s}}{\partial t} \quad (\text{IV-3})$$

où ΔT est la différence de température au point de mesure entre le gaz et solide.

L'équation IV-3 permettra donc de quantifier l'échange thermique, connaissant les propriétés physiques (ρ_s), thermiques ($c_{p,s}$) et géométriques ($S_{\text{éch}}$ et ε) du solide, ainsi que les grandeurs $\partial \overline{T_s} / \partial t$ et ΔT grâce aux mesures effectuées.

La valeur de $c_{p,s}$ dépend a priori de la température, et cette dépendance devra être prise en compte dans l'équation IV-3. De plus, $c_{p,s}$ devrait en toute rigueur faire partie de la dérivée temporelle, mais l'écart de température entre deux mesures successives est généralement suffisamment faible par rapport aux variations de $c_{p,s}$ pour justifier cette approximation.

3.1.3 Calcul des pertes thermiques dans l'isolant

Grâce aux 10 points de mesures de température dans l'isolant, il sera possible calculer le gradient thermique à 5 positions. Étant donnée la géométrie symétrique du régénérateur et dans la mesure où la distribution transversale de température dans le régénérateur est également symétrique, on peut se contenter d'instrumenter l'isolant d'une seule des quatre parois latérales. Les cinq mesures seront réparties tous les mètres.

A un instant donné, le flux thermique ϕ par conduction dans l'isolant est donné par la loi de Fourier :

$$\phi = -k_{\text{isol}} \overline{\nabla} T, \quad (\text{IV-4})$$

et la puissance thermique instantanée perdue s'écrit :

$$P_{\text{pertes}} = \int_{\text{parois}} \vec{\phi} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{IV-5})$$

où \vec{n} est le vecteur normal à la surface dS .

La figure IV-25 montre le positionnement des thermocouples dans le régénérateur. Chaque paire de thermocouples étant orientée dans la direction \vec{n} , le flux thermique au point i est donné par :

$$\phi_i = -k_{\text{isol}} \frac{(\overline{T_{i,\text{int}}} - \overline{T_{i,\text{ext}}})}{\Delta x} \quad (\text{IV-6})$$

Les pertes thermiques s'expriment alors :

$$P_{\text{pertes}} = \sum_{i=1}^5 -k_{\text{isol}} \frac{(\overline{T_{i,\text{int}}} - \overline{T_{i,\text{ext}}})}{\Delta x} S_i \quad (\text{IV-7})$$

où S_i est la surface de paroi attribuée à une mesure de gradient thermique, $T_{i,\text{int}}$ et $T_{i,\text{ext}}$ sont les deux mesures dans l'isolant à une même hauteur (voir figure IV-25), et Δx est la distance entre $T_{i,\text{int}}$ et $T_{i,\text{ext}}$.

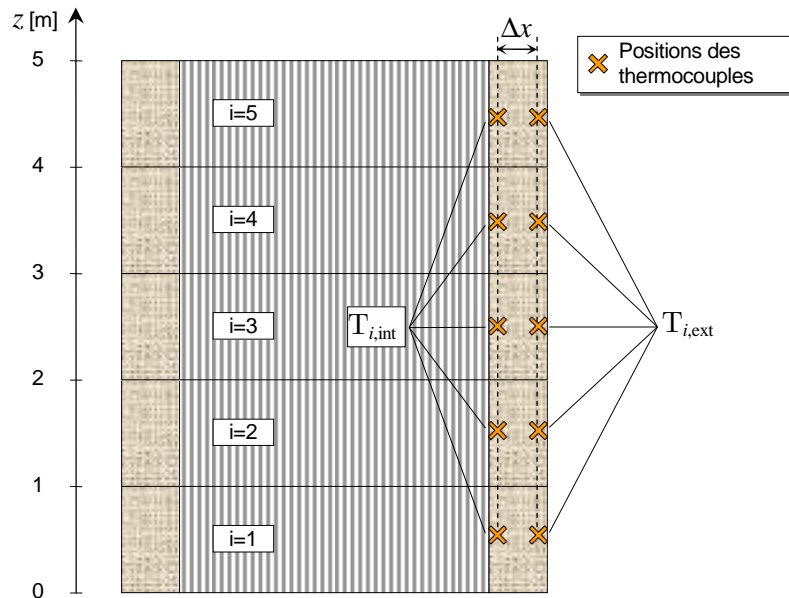


Figure IV-25 : Position des thermocouples permettant de mesurer les gradients thermiques dans l'isolant.

L'énergie perdue E_{pertes} sera alors calculée en intégrant P_{pertes} sur la durée d'une période :

$$E_{\text{pertes}} = \int_{\text{période}} P_{\text{pertes}} dt \quad (\text{IV-8})$$

E_{pertes} sera négative, conformément à la convention usuelle des énergies sortantes négatives.

3.1.4 Calcul des quantités d'énergies stockées et déstockées

Ces énergies seront estimées de deux façons :

- par intégration de la différence de puissance rentrante et sortante sur la durée d'une période,
- par intégration de la différence d'enthalpie initiale et finale du solide sur le volume du régénérateur.

▪ Intégration sur une période :

Soient \dot{m} le débit massique de gaz entrant et sortant du régénérateur, T_e et T_s les températures entrantes et sortantes. Les puissances rentrantes et sortantes P_e et P_s s'écrivent :

$$\begin{cases} P_e = \dot{m}c_p T_e \\ P_s = \dot{m}c_p T_s \end{cases} \quad (\text{IV-9})$$

L'énergie reçue par l'enceinte s'exprime alors :

$$E = \int_{\text{période}} \dot{m}(c_p T_s - c_p T_e) dt \quad (\text{IV-10})$$

Une fois le régime périodique stabilisé atteint, le bilan d'énergie sur un cycle stockage/déstockage doit alors respecter :

$$E_{\text{stock}} + E_{\text{déstock}} + \int_{\text{cycle}} P_{\text{pertes}} dt = 0 \quad (\text{IV-11})$$

▪ Intégration sur le régénérateur :

En notant T_s la température du solide, l'énergie stockée par le solide au cours d'une période peut s'exprimer :

$$E = \int_V (1 - \varepsilon) \rho_s \left((c_{p,s} T_s)_{\text{final}} - (c_{p,s} T_s)_{\text{initial}} \right) dV \quad (\text{IV-12})$$

Étant donnée la répartition des thermocouples donné sur la figure IV-14, on peut estimer cette énergie par :

$$E = \rho_s (1 - \varepsilon) \sum_i \left((c_{p,s} \overline{T_{s,i}})_{\text{final}} - (c_{p,s} \overline{T_{s,i}})_{\text{initial}} \right) \Delta V_i \quad (\text{IV-13})$$

où ΔV_i est le volume attribué à un point de mesure.

Les énergies de stockage ou de déstockage obtenues avec l'équation IV-13 pourront être comparées avec celles données par l'équation IV-10, afin contrôler la cohérence des résultats.

3.1.5 L'utilisation thermique des régénérateurs.

L'énergie totale stockée ou déstockée pourra être ramenée à l'énergie maximum que peut stocker ou déstocker le régénérateur, afin de donner l'utilisation thermique ζ :

$$\zeta = \frac{E_{\text{stock}}}{\rho_s (1 - \varepsilon) V c_{p,s} (T_e - T_{\text{ambiant}})} \quad (\text{IV-14})$$

où V est le volume total du régénérateur et T_e la température d'entrée dans le régénérateur.

3.2 Conditions imposées

Étant données les fortes contraintes thermiques que devront supporter les matrices, et, les essais seront effectués à une température de 800°C plutôt que 1000°C, afin de réduire les risques de détérioration des matrices qui pourraient compromettre l'ensemble des essais.

Les débits seront imposés afin de reproduire au mieux les conditions d'écoulement du procédé SEPT en termes de nombre de Reynolds. A priori, la disponibilité de la boucle CLAIRE étant d'un mois, trois essais seront effectués dans une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 200 et 1500.

3.2.1 Débit fumées/air

Le débit de gaz en fonction du nombre de Reynolds est donné par :

$$\dot{m} = \frac{\text{Re} \mu \varepsilon S_{\text{section}}}{d_h} \quad (\text{IV-15})$$

Les débits qu'il sera possible d'imposer dépendront des pertes pression, engendrées par les matrices solides à l'intérieur des régénérateurs. Dans la mesure du possible, il serait souhaitable d'imposer les débits suivants :

- 0,24 kg/s (correspondant à un nombre de Reynolds de 500),
- 0,48 kg/s (correspondant à un nombre de Reynolds de 1000),
- 0,72 kg/s (correspondant à un nombre de Reynolds de 1500).

3.2.2 Estimation de la durée d'un essai

En considérant un cas idéal où le front thermique est parfaitement abrupt, autrement dit en considérant un coefficient d'échange thermique infini, on peut estimer la vitesse d'avancée de ce front. Le déplacement dz du front pendant dt correspond à un apport d'énergie au solide dE_s s'écrivant :

$$dE_s = \rho_s S_{\text{section}} (1 - \varepsilon) c_{p,s} (T_{\text{ambient}} - T_e) dz \quad (\text{IV-16})$$

où T_e est la température d'entrée dans le régénérateur.

Cette énergie doit être égale à celle cédée par le gaz pendant dt :

$$dE = \dot{m} c_p (T_{\text{ambient}} - T_{\text{brûleur}}) dt \quad (\text{IV-17})$$

Par conséquent :

$$v_{\text{front}} = \frac{dz}{dt} = \frac{\dot{m} c_p}{S_{\text{section}} (1 - \varepsilon) \rho_s c_{p,s}} \quad (\text{IV-18})$$

En réalité, le front diffuse tout en avançant, mais dans le cadre du modèle de Schumann décrit en section II.1.1.4, et en particulier sur la figure II-11, le milieu du front (plus précisément son point d'inflexion) se situe au même endroit quelque soit la diffusion. Cette vitesse peut donc être considérée comme la vitesse du point d'inflexion du profil thermique.

En considérant que la fin d'une période a lieu lorsque la température de sortie du régénérateur est égale à $(T_{\text{ambient}} - T_{\text{brûleur}})/2$, il est alors possible de calculer sa durée de remplissage thermique. Avec cette définition, le temps de remplissage s'écrit :

$$D = \frac{H}{v_{\text{front}}} = \frac{HS_{\text{section}} (1 - \varepsilon) \rho_s c_{p,s}}{\dot{m} c_p} \quad (\text{IV-19})$$

Les durées de remplissage seront donc d'environ :

- 3,7h à Re=500,
- 1,8h à Re=1000,
- 1,2h à Re=1500.

En comptant une vingtaine de cycles pour atteindre le régime périodique stabilisé, on peut estimer grossièrement la durée des essais :

- 3 jours à Re=500,
- 1 jours et demi à Re=1000,
- 1 jours à Re=1500.

4 Synthèse

La boucle expérimentale CLAIRE sur laquelle seront menés les essais de matrices solides a été décrite, et ses caractéristiques ainsi que son fonctionnement ont été détaillées. Les matrices solides qui feront l'objet des essais sont un empilement de plaques de type « forme 3 » et de géométrie « H_6 » retenue lors du chapitre III, et un empilement de graviers adéquats. Les solutions envisagées pour la disposition, la mise en place, le maintien et l'instrumentation de chaque matrice, ont été explicitées. Enfin, les objectifs de la campagne d'essais et le traitement des résultats ont été abordés, permettant d'estimer la durée des différents essais.

Les descriptions des procédures expérimentales données dans ce chapitre seront probablement révisées au fur et à mesure de la campagne d'essais pour s'adapter aux éléments inattendus qui sont généralement rencontrés lorsqu'une installation expérimentale est utilisée dans des conditions nouvelles, mais qui constituent également l'intérêt d'une telle étude.

Ce chapitre est une ébauche, dans le sens où l'essentiel des travaux liés à cette campagne d'essais est à venir, en particulier le suivi scientifique et la conduite des essais, l'exploitation des résultats qui comprend le traitement et l'interprétation des mesures, mais aussi l'« autopsie » des matrices solides après les nombreux cyclages thermiques qui leur seront imposés.

5 Références

- [1] Y. Reboussin, J. F. Fourmigué, P. Marty, et O. Citti, « A numerical approach for the study of glass furnace regenerators », *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, n°. 14-15, p. 2299-2320, oct. 2005.
- [2] D. Lagarenne, « Récupération d'énergie par régénérateurs de chaleur des fours de verrerie : expérimentation, modélisation, optimisation. », Lyon, 1990.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse se sont axés sur l'étude d'un procédé de stockage d'électricité sous forme thermique baptisé SEPT. L'intérêt du stockage électrique a été mis en évidence par une étude bibliographique montrant qu'il permet une meilleure utilisation des sources d'énergie, en particulier des sources intermittentes qui sont destinées à occuper une part plus importante de la production électrique dans l'avenir.

La première partie des travaux a consisté en l'étude du cycle thermodynamique employé par le procédé, pouvant fonctionner en pompe à chaleur lors du stockage ou en machine thermique lors du déstockage. Des considérations thermodynamiques ont montré que le rendement énergétique du cycle idéal est unitaire, et l'analyse des irréversibilités des turbomachines a mis en évidence un compromis entre la température de stockage thermique et le rendement des turbomachines. Plus précisément, un même rendement énergétique global peut être atteint à haute température avec des machines à rendement ordinaire, ou à température modérée avec des machines performantes.

Un modèle global simulant l'évolution du système au cours du temps a ensuite été développé, regroupant un modèle monodimensionnel de régénérateur de type volumes finis prenant en compte l'échange thermique et les pertes de pression dans des canaux ou des milieux granulaires, et un modèle de turbomachines basé sur la reconstitution de fonctions caractéristiques reliant débit, rapport de pression et rendement d'une machine.

Un cas industriel de référence a été défini sous la forme d'un cahier des charges, permettant le dimensionnement des régénérateurs à l'aide du modèle, et montrant le comportement du système. Ce cahier des charges impose une géométrie interne des régénérateurs sous forme de canaux carrés de 8 mm, une température et une pression maximale de 1000°C et 5 bars, 900 MWh d'énergie consommée en stockage et 600 MWh restitué en déstockage avec une puissance de 100 MW, impliquant une durée de cycle de deux fois 6 heures et un rendement de 66%. Les dimensions nécessaires chaque régénérateur correspondent alors à une section carrée de 33 mètres de côté, sur une hauteur de 10 mètres, et le débit de gaz moyen est d'environ 700 kg/s.

Des études d'influences basées sur la variation des exigences du cahier des charges ont ensuite mis en évidence les relations entre les dimensions des régénérateurs, leur utilisation thermique, leur porosité, le diamètre hydraulique des canaux, et les performances du procédé de stockage en termes de rendement énergétique, de puissance, et de capacité. Du point de vue du dimensionnement des régénérateurs, un diamètre hydraulique optimal des canaux de 4 mm est obtenu, permettant une réduction de volume des régénérateurs de 38%. Ce diamètre optimal résulte d'un compromis entre le coefficient d'échange thermique et les pertes de pression qui augmentent lorsque le diamètre hydraulique diminue. En triplant le volume des régénérateurs et en réduisant leur utilisation thermique, il est également possible de fournir la même capacité et la même puissance mais avec un rendement global plus élevé valant 76% au lieu de 66%. Enfin, la porosité fait apparaître une valeur optimale située entre 40%, et 60%, et permet pour des valeurs supérieures de diminuer la quantité de matière nécessaire mais au détriment du volume total.

Deux cas industriels basés sur le même cahier des charges mais considérant des matrices solides de type « empilement de sphères » et « empilement de graviers » ont également été définis. Le diamètre hydraulique optimal est de 13 mm dans le cas des sphères, correspondant à des sphères de 20 mm de diamètre, pour une dimension d'enceinte réduites de 28 %. Le plus grand diamètre optimal traduit des pertes de pression plus importantes dues au parcours sinueux du gaz.

L'importance du coefficient d'échange thermique donc est mise en évidence, par l'intermédiaire de l'influence du diamètre hydraulique et de la porosité, ce qui rejoint les considérations théoriques sur les irréversibilités, où un échange thermique intense permet de limiter la diffusion irréversible des fronts thermiques qui réduit la stratification thermique et qui détériore les performances du procédé.

L'un des objectifs du projet SETHER est la validation expérimentale de stockage thermique nécessitant la fabrication des pièces constituant une matrice solide adaptée. Devant les difficultés de fabrication d'un canal de 4 mm, une géométrie de plus grande dimension était requise suggérant une stratégie d'intensification de l'échange thermique par génération de turbulence.

L'étude de la géométrie d'un canal munis d'obstacles a fait l'objet de la seconde parties des travaux, et ses propriétés thermohydrauliques ont été établies à l'aide de calculs de type CFD réalisés avec le logiciel commercial FLUENT. Les résultats ont été analysés et interprétés à la lumière des phénomènes décrits dans la littérature portant sur des géométries et des conditions d'écoulement similaires. La génération de turbulence à vitesse réduite apparaît comme un moyen d'intensifier l'échange mais engendre une augmentation des pertes de pression. Les résultats ont donc été intégrés dans la modélisation globale afin de constater les conséquences sur le dimensionnement des enceintes en fonction de la géométrie du canal et de ses obstacles. La géométrie la plus performante a permis une réduction de volume de 38% soit autant que le canal droit optimal de 4 mm de diamètre hydraulique.

Cette étude a permis la définition d'une géométrie adaptée à la validation expérimentale de l'échange thermique prévue à la suite de cette thèse. Les réflexions et les calculs préliminaires liés à cette expérience ont constitués la dernière partie des travaux détaillés dans ce mémoire. Les discussions avec l'ENSCI qui a proposé un matériau adapté et avec la société de céramiques techniques PACT qui a été chargée de la fabrication des pièces ont abouti à la définition de méthodes adaptées pour la mise en place des pièces dans les régénérateurs expérimentaux et pour leur instrumentation. Ces solutions ont été détaillées, et des méthodes de traitement des résultats et d'estimation des durées de stockage ont été proposées.

Finalement, les différents travaux présentés suggèrent que le procédé SEPT offre une alternative intéressante pour les applications de stockage massif d'énergie électrique, sans présenter de contraintes géographiques ou environnementales particulières. Les performances obtenues avec la modélisation globale se rapprochent de celles des installations de stockage hydraulique gravitaire, qui sont actuellement les plus adaptées au stockage d'électricité à grande échelle.

Dans un futur proche, les traitements des résultats expérimentaux permettront l'ajustement du modèle, qui pourrait aider à la réalisation d'un démonstrateur faisant suite au projet SETHER.

Tables

Figures

Figure I-1 : Prix journaliers de l'électricité sur le marché européen :	4
Figure I-2 : Comparaison des fluctuations de puissance électrique d'une éolienne, d'un groupe de champs d'éoliennes, et de la totalité des éoliennes allemandes [5].....	5
Figure I-3 : Consommation au cours d'une journée, zone « Western Europe Union », en 2010, avec une part d'énergie renouvelable de 10%.....	6
Figure I-4 : équivalente à la figure I-3, mais en 2050, avec une part d'énergie renouvelable de 35% [6].	7
Figure I-5 : Répartition énergétique en fonction du temps :	7
Figure I-6 : Schéma d'une installation de stockage hydraulique gravitaire [11].	8
Figure I-7 : a) Installation de stockage CAES, Huntorf, Allemagne. b) Demande d'énergie et pression au cours d'une journée [14].	9
Figure I-8 : Procédé AA-CAES avec stockage thermique.	9
Figure I-9 : Prototype de 10 MW/5.5 kWh, Nikko, Japon.	10
Figure I-10 : Installations existantes des technologies citées, et positionnement de SEPT.	12
Figure I-11 : Schéma des flux d'énergie d'un moteur thermique et d'une pompe à chaleur.	13
Figure I-12 : Illustration du fonctionnement en stockage et en déstockage.	14
Figure I-13 : Schéma de fonctionnement du procédé SEPT.	15
Figure I-14 : Pendant le stockage, le gaz décrit un cycle correspondant à une pompe à chaleur, consommatrice d'énergie.	15
Figure I-15 : Pendant le déstockage, le gaz circule en sens contraire, décrivant un cycle correspondant à un moteur thermique, générateur d'énergie mécanique convertie en électricité.	16
Figure I-16 : Flux d'énergie échangée avec l'extérieur.	17
Figure I-17 : Cycle thermodynamique de Brayton utilisé en stockage, de type « pompe à chaleur »	19
Figure I-18 : Cycle de déstockage, de type « moteur thermique », superposé avec le cycle de stockage.	20
Figure I-19 : Rendement théorique du procédé en fonction de T_1 et η , avec $T_{0nom} = 300K$, $\psi = 1.55$, $\eta_{c1} = \eta_{t1} = \eta_{c2} = \eta_{t2} = \eta$, et pour différentes valeurs de η comprises entre 0.8 et 1.	24
Figure I-20 : Influence du rendement de chacune des quatre turbomachines sur le rendement global du procédé : rendements isentropiques (lignes bleues) et polytropiques (lignes rouges). Tous les rendements valent 0.9, sauf celui de la machine considérée.	25
Figure II-1 : Régénérateur de type « blast furnace stoves » [6].	28
Figure II-2 : Deux brûleurs régénératifs reliés à une valve d'inversion, permettant alimentation continue d'un four en gaz chaud [3].	29
Figure II-3 : Régénérateurs utilisés par paires, autorisant un fonctionnement « en continu ».	30
Figure II-4 : Coupes transversales de matrices solides constituées de canaux en céramique [8].	30
Figure II-5 : Exemples pièces empilables, a) extrait de [9], b) fabricant chinois « Elaïter ».	30
Figure II-6 : Exemple de géométries d'empilements.	31
Figure II-7 : A gauche : illustration d'un régénérateur constitué d'un empilement de sphères. A droite : deux types de billes d'alumine employés dans les régénérateurs à milieux granulaires. La bille n°1 a une surface lisse alors que la bille n°2 est rugueuse, incrustée avec des particules de corundum (cristal d'oxyde d'aluminium $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) [21].	31

Figure II-8 : A gauche : schéma de régénérateur rotatif [9]. A droite : régénérateur rotatif de microturbine [37].....	32
Figure II-9 : Exemple de résolution numérique d'un modèle de type Schumann [8].....	33
Figure II-10 : Comportement d'un régénérateur d'après le modèle de Schumann, en coordonnées adimensionnelles.	35
Figure II-11 : Modèle de Schumann avec $h = 5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ en traits pleins et $20 \text{ W/m}^2/\text{K}$ en traits discontinus.	35
Figure II-12 : Profils de température dans un régénérateur [1].	36
Figure II-13 : a) définition habituelle de l'efficacité thermique d'un régénérateur, b) différentes utilisations thermiques ζ de l'enceinte donnant la même efficacité κ	37
Figure II-14 : Demi-épaisseur sur laquelle est moyennée la température du solide.....	38
Figure II-15 : modélisation de la variation de température dans le solide, perpendiculairement à l'écoulement [9].....	39
Figure II-16 : a) Empilement « cubique », b) Empilement « cubique à faces centrées ».	42
Figure II-17 : Exemple d'empilement aléatoire : a) Empilement lâche b) Empilement compact [52].	43
Figure II-18 : Pertes de pression totales d'un empilement de sphères, en fonction du nombre de Reynolds superficiel, dans une configuration industrielle du procédé SEPT, d'après différentes corrélations de la table II-2.....	45
Figure II-19 : Pertes de pression totales, en fonction du diamètre hydraulique.....	45
Figure II-20 : Comparaison des pertes de pression mesurées et prédites par l'équation d'Ergun [57].....	46
Figure II-21 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes corrélations.	47
Figure II-22 : Nombre de Nusselt hydraulique en fonction du diamètre des sphères, pour différentes corrélations.....	47
Figure II-23 : Conductance obtenue avec la corrélation d'Achenbach, et comparaison avec la conductance en canaux droits.....	48
Figure II-24 : Illustration des contributions à la conductivité effective.	49
Figure II-25 : Illustration des interstices aux contacts entre sphères [68].....	50
Figure II-26 : Influence de la température sur la conductivité effective, pour différents diamètres de particules.	51
Figure II-27 : Conductivités effectives mesurées, pour chacune des configurations étudiées [34].	52
Figure II-28 : Courbe de granulométrie, pour des géo-matériaux naturels et artificiels [74]. ...	52
Figure II-29 : Exemple d'une courbe de granulométrie, superposée avec son spectre granulométrique.	53
Figure II-30 : Comparaison des corrélations pour le coefficient d'échange volumique en lit de graviers.	55
Figure II-31 : Comparaison des corrélations retenues pour un empilement de sphères (Achenbach), et pour un lit de gravier (Löf et al.).	55
Figure II-32 : Influence du nombre de Reynolds superficiel sur le nombre de Nusselt superficiel, pour des particules de différentes sphéricités [85].	56
Figure II-33 : Comparaison des corrélations de Chandra et Willits [30] (points) et d'Ergun augmentée d'un facteur 1,7 (lignes continues), pour cinq des huit milieux granulaires employés par Chandra et Willits.	57
Figure II-34 : Comparaison des points expérimentaux de Hollands & Sullivan avec la corrélation d'Ergun (lignes pleines), pour six des dix milieux granulaires employés par Hollands & Sullivan.	57
Figure II-35 : Conductivité de l'argon et plages de température typiques de chacune des enceintes. Corrélations comparées : Chen & Sawena [89], Hoshino et al [90], Fauber & Springer [91], et une corrélation obtenue avec le logiciel Simulis [®] de la société ProSim.	58
Figure II-36 : Viscosité de l'argon en fonction de la température.....	59

Figure II-37 : Compresseur de méthane en montage en atelier [93].....	60
Figure II-38 : Bloc turbine-turbocompresseur fabriqué par la société Mohawk Innovative Technology. La sortie du compresseur et l'entrée de la turbine et ne sont pas visibles avec cet angle de vue. Le gaz est comprimé, puis alimente le moteur, avant de subir une détente dans la turbine et être finalement rejeté dans l'environnement.	61
Figure II-39 : Exemple montrant la disposition des différents éléments d'un turboréacteur Volvo RM12.	61
Figure II-40 : deux exemples de cartographie de compresseur [93].....	63
Figure II-41 : Caractéristiques typiques de turbine.....	63
Figure II-42 : Simulation de la trajectoire du point de fonctionnement lors du pompage d'un compresseur. a) [95], b) [93].....	64
Figure II-43 : Découpage du système en volumes finis.	65
Figure II-44 : tracé de l'équation II-69 avec k_f égale à la conductivité de l'argon, et k_s égal à 1 W/m/K	66
Figure II-45 : a) Géométrie considérée b) Schéma de bilan radiatif.....	69
Figure II-46 : Facteurs de forme dans un parallélépipède rectangle.	70
Figure II-47 : Facteur de forme de deux faces opposées d'un parallélépipède rectangle [98]....	71
Figure II-48 : Schéma des cas $N_{el} = 2$ et $N_{el} = 3$	71
Figure II-49 : Comparaison des flux thermiques de convection et rayonnement.	72
Figure II-50 : Illustration du phénomène de convection naturelle dans un canal.	73
Figure II-51 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh dans un canal vertical [99].	73
Figure II-52 : a) Flux thermique pariétal en fonction de la hauteur, b) température moyenne du gaz en fonction de la hauteur.....	74
Figure II-53 : Comparaison des profils de vitesse transverses en situation de stockage avec et sans gravité, à différentes hauteurs.....	74
Figure II-54 : Paramètres géométriques des enceintes et des canaux	75
Figure II-55 : Exemple de ligne de pompage (bleue) et de blocage (verte) pour un étage.....	79
Figure II-56 : Caractéristiques des compresseurs de stockage et de déstockage, avec la vitesse normalisée variant de 0,5 à 1,1.....	81
Figure II-57 : Caractéristique de rendement isentropique reconstituée, avec $0.6 < \hat{N}_r < 1.3$	83
Figure II-58 : Position des inconnues dans les volumes élémentaires.....	84
Figure II-59 : Illustration de la méthode de Newton-Raphson en dimension 1.....	85
Figure II-60 : Régime transitoire artificiel avec une initialisation à $R_p = 2,35$. Ce premier point correspond au point \mathbf{X}_0 donné au calcul, qui ne respecte pas toutes les équations du système. Le deuxième point également à l'abscisse $t=0$, correspond à la valeur initiale après résolution du système d'équation par la méthode de Newton-Raphson, et respecte donc toutes les équations du système.	87
Figure II-61 : Initialisation à un débit uniforme de 667 kg/s. Le rééquilibrage du rapport de pression de la figure II-60 se traduit par une différence de débit entre les deux machines, qui s'estompe rapidement.	87
Figure II-62 : Illustration des basculements avec $Tol_B = Tol_H = 0,5$. Les basculements ont lieu lorsque l'une température du cycle dépasse un seuil de tolérance défini par Tol_B et Tol_H	88
Figure II-63 : Convergence vers le régime périodique stabilisé au cours des cycles, a) $\Delta t = 100$ secondes, b) $\Delta t = 1$ seconde	89
Figure II-64 : Interpolation d'une solution alternée sur les frontières.....	90
Figure II-65 : Comparaison de l'influence du pas d'espace entre le schéma centré et le schéma amont, avec un pas de temps de 5 secondes.....	91
Figure II-66 : Convergence de la capacité et du rendement selon le nombre d'éléments.	91

Figure II-67 : Comparaison de l'influence du pas de temps entre le schéma centré et le schéma amont, avec un nombre d'élément de 500.	92
Figure II-68 : Convergence de la capacité et du rendement selon le pas de temps.	92
Figure II-69 : représentation du modèle en tant que boîte noire.	93
Figure II-70 : Convergence des énergies stockées et déstockées au fur et à mesure des cycles.	95
Figure II-71 : Convergence des profils thermiques en fin de période.	95
Figure II-72 : Illustration de l'évolution des quatre températures du cycle thermodynamique en régime périodique stabilisé, dans un cas où l'échangeur chaud est activé.	96
Figure II-73 : Évolution des températures au cours d'un cycle.	97
Figure II-74 : Évolution des pressions au cours d'un cycle.	97
Figure II-75 : Évolution des rapports de pression de chaque machine au cours d'un cycle	97
Figure II-76 : Évolution des débits de chaque machine au cours d'un cycle.	98
Figure II-77 : Trajectoire du point de fonctionnement du compresseur et de la turbine sur la caractéristique de rapport de pression, en stockage et en déstockage. Les lignes bleues correspondent à la caractéristique instantanée en fin de la période.	99
Figure II-78 : Évolution des rendements isentropiques de chaque machine au cours d'un cycle.	98
Figure II-79 : Évolution des énergies échangées au cours d'un cycle.	99
Figure II-80 : Évolution de la puissance échangée avec le réseau au cours d'un cycle.	100
Figure II-81 : Profils thermiques en fin de périodes dans chaque enceinte.	101
Figure II-82 : influences de L_{enc} sur E_{res2} , Γ , et D	102
Figure II-83 : influences de Tol sur E_{res2} , Γ , et D	102
Figure II-84 : influences de K_{ji} sur E_{res2} , Γ , et D	102
Figure II-85 : profils thermiques obtenus avec les cahiers des charges « dh_4 », « référence », et « dh_16 ».	104
Figure II-86 : Comparaison des énergies E_{res} dans les cas « dh_4 » et « dh_16 ».	105
Figure II-87 : a) Volume d'enceinte en fonction du diamètre hydraulique. b) Tolérance en fonction du diamètre hydraulique.	105
Figure II-88 : Illustration de l'influence des pertes de pression sur les profils de pression dans les enceintes et sur les rapports de pression aux bornes des turbomachines.	105
Figure II-89 : Résultats du cas avec $d_h = 1,5$ cm : a) pression aux extrémités de l'enceinte B, b) rapport de pression aux bornes des turbomachines.	106
Figure II-90 : Comparaison du cas $d_h = 1,5$ cm (lignes pleines) avec le cas de référence (lignes pointillées). a) Rendements isentropiques des turbomachines au cours d'un cycle, b) Trajectoire du point de fonctionnement du compresseur de stockage.	107
Figure II-91 : Comparaison des profils thermiques obtenus dans les cas « H_5 », « Référence », et « H_20 ».	107
Figure II-92 : Volume d'enceinte nécessaire en fonction de la hauteur.	108
Figure II-93 : Comparaison des profils thermiques « Référence », « R_71 » et « R_76 ».	108
Figure II-94 : Rendement du procédé a) en fonction du volume total des enceintes, b) en fonction de l'utilisation thermique des enceintes.	108
Figure II-95 : Comparaison des profils thermiques avec différentes porosités : 30%, 44%, 60% et 80%.	109
Figure II-96 : Évolution du volume total des enceintes et de solide, de la tolérance de basculement et de l'utilisation thermique en fonction de la porosité.	110
Figure II-97 : Comparaison des profils thermiques des cas en empilement de sphères, avec des diamètres de 1, 2 et 4 cm.	110
Figure II-98 : Pressions aux bornes de l'enceinte B et rapport de pression aux bornes des turbomachines dans le cas avec un diamètre hydraulique de 1 cm.	110

Figure II-99 : Largeur des enceintes en fonction du diamètre des sphères.....111

Figure II-100 : Profils thermiques du cas industriel correspondant à un empilement de graviers de diamètre équivalent moyen égal à 2 cm.....111

Figure III-1 : Exemples de géométries d'intensification d'échange thermique.....120

Figure III-2 : Exemple de profil de vitesse dans un canal droit de section carrée.....121

Figure III-3 : Illustration de l'échange thermique en canal avec une température de paroi imposée constante. a) canal droit, b) canal avec obstacles. Les zones indiquées par des flèches pointillées représentent les recirculations où les gradients thermiques sont faibles, alors que les zones entourées en traits pleins représentent les gradients importants.123

Figure III-4 : Recirculations dans un écoulement stationnaire, a) illustration des lignes de courant et des profils de vitesse axiaux sur une marche descendante, b) photographie d'un canal à renforcement à $Re = 50$, c) idem à $Re = 200$ [2]..123

Figure III-5 : Longueur de recollement après une marche : a) en fonction du nombre de Reynolds [23], b) recirculation dans un écoulement de Stokes ($Re = 10^{-2}$) [24].....124

Figure III-6 : Illustration du phénomène de bifurcation vers le régime instationnaire. a) apparition des oscillations de vitesse transversale, b) et c) amplitude des oscillations en fonction du temps, et d) facteur de croissance exponentielle en fonction du nombre de Reynolds [26].....125

Figure III-7 : Évolution de la densité spectrale de fluctuations de vitesse dans une géométrie de type canal rectangulaire à promoteurs cylindriques pour différents nombres de Reynolds : 325, 462, 520, 610, 695, et 800 [27].....125

Figure III-8 : Spectre typique d'un écoulement turbulent [25].126

Figure III-9 : Formes des plaques envisagées pour réaliser la matrice solide des régénérateurs. Les dimensions indiquées ont été spécifiées pour permettre à PACT de réaliser quelques plaques afin de vérifier la faisabilité de fabrication de ces géométries.127

Figure III-10 : Canal formé par l'empilement de plaques de type :.....127

Figure III-11 : Illustration du fonctionnement d'un échangeur à plaques à contre-courant...127

Figure III-12 : Paramètres géométriques caractérisant une plaque corruguée : angle des corrugations Θ , longueur d'un motif L_{motif} , et amplitude des corrugations L_{amp} . ..128

Figure III-13 : Différentes configurations d'écoulement lorsque $\Theta = 90^\circ$, en fonction du nombre de Reynolds.128

Figure III-14 : Comparaisons des corrélations de plaques corruguées.129

Figure III-15 : Nombre de Reynolds critique en fonction de l'angle de corrugation, et du pas relatif de la plaque [29]-[30].130

Figure III-16 : Géométrie étudiée dans [31] se rapprochant de la forme 3, et à laquelle se rapportent les corrélations III-10 et III-11.....131

Figure III-17 : Paramètres géométriques d'un motif de la « forme 3 ». La « ligne 1 » sera utilisée pour comparer les profils de vitesses de différents cas.....132

Figure III-18 : Géométrie de référence.133

Figure III-19 : Géométrie « L_{motif_30} ».....133

Figure III-20 : Géométrie « L_{motif_40} ».....133

Figure III-21 : Géométrie « L_{amp_2} ».....134

Figure III-22 : Géométrie « $L_{amp_3,5}$ ».....134

Figure III-23 : Géométrie « H_6 ».....134

Figure III-24 : « $H_5_L_{amp_3,5}$ ».....135

Figure III-25 : « $H_6_L_{amp_3,5}$ ».....135

Figure III-26 : Domaine de calcul et conditions limites.....135

Figure III-27 : Valeurs du facteur de friction de Fanning multiplié par le nombre de Reynolds, et du nombre de Nusselt pour les conditions limites « T », « H1 », et « H2 », en fonction du rapport d'aspect α du canal [33].136

Figure III-28 : Profils d'amplitude de vitesse sur la « ligne 1 » de la figure III-17, a) Maillage 4, $Re = 75$, b) Maillage 5, $Re = 1000$137

Figure III-29 : Établissement thermique, a) Maillage 4, $Re = 75$, b) Maillage 5, $Re = 1000$	138
Figure III-30 : Superposition des profils de z-vitesse sur la « ligne 1 », $Re = 75$	138
Figure III-31 : Superposition des profils de z-vitesse sur la « ligne 1 », $Re = 1000$	138
Figure III-32 : Superposition des profils de température sur la « ligne 1 », $Re = 75$	139
Figure III-33 : Superposition des profils de température sur la « ligne 1 », $Re = 1000$	139
Figure III-34 : Facteur de friction et nombre de Nusselt obtenus avec et sans modèle de turbulence, dans les géométries « Référence » et « H_6 ».....	140
Figure III-35 : Établissement de l'énergie cinétique turbulente dans la géométrie de référence à $Re = 25$	141
Figure III-36 : Nombre de Nusselt et Facteur de friction obtenus pour les différentes géométries en fonction du nombre de Reynolds.....	141
Figure III-37 : a) et b), champs de vitesse et isocontours de température de la géométrie de référence à $Re = 75$. c) et d), géométrie « H_6 » à $Re = 75$. Les points de séparation et de recollement sont indiqués par des repères respectivement blancs et noirs.....	143
Figure III-38 : Énergie cinétique turbulente dans les géométries « référence » (à gauche) et « H_6 » (à droite) à $Re = 2000$	143
Figure III-39 : a) et b), champs de vitesse et isocontours de température de la géométrie de référence à $Re = 2000$. c) et d), géométrie « H_6 » à $Re = 2000$. Les points de séparation et de recollement sont indiqués par des repères respectivement blancs et noirs.....	144
Figure III-40 : Isocontours des flux thermiques pariétaux des géométries « référence » et « H_6 » à $Re = 75, 500$ et 2000	145
Figure III-41 : Vitesse et température près des parois au niveau du point de recollement de la recirculation « r_1 ». a) $Re = 75$, b) $Re = 2000$. L'échelle de température va du plus froid en bleu au plus chaud en rouge.....	145
Figure III-42 : Coefficient d'échange convectif et nombre de Nusselt correspondant, dans la géométrie de référence. a) et c), $Re = 75$, b) et d), $Re = 2000$	146
Figure III-43 : Géométrie d'un motif de la matrice solide.....	147
Figure III-44 : Volume des enceintes et volume de solide obtenus dans les différents cas.....	149
Figure III-45 : Influence de la porosité ϵ	150
Figure III-46 : Comparaison de différentes matrices solides correspondant au même cahier des charges.....	150
Figure IV-1 : Illustration schématique de la boucle CLAIRE.....	156
Figure IV-2 : Illustration du fonctionnement alterné permis par la disposition des conduites et des vannes. a) Première période, b) Deuxième période.....	156
Figure IV-3 : Schéma et photographies de la partie basse d'un des deux régénérateurs [1]...	157
Figure IV-4 : Photographies de la partie haute du régénérateur et de la grille haute.....	157
Figure IV-5 : Brûleur de la boucle CLAIRE. a) avant modification : sortie inutilisée, b) après modification : rajout d'une arrivée d'air.....	158
Figure IV-6 : Conduites, vannes et joint de dilatation. a) conduites et vannes hautes, b) vanne basse température, c) isolation interne des conduites.....	158
Figure IV-7 : Interface homme-machine du contrôle-commande de la boucle CLAIRE [2]...	159
Figure IV-8 : Séquence de mise en fonctionnement et mesures.....	159
Figure IV-9 : Schéma de principe de la séquence de basculement.....	160
Figure IV-10 : Essai de cyclage thermique sur la porcelaine cordiéritique, réalisés par l'ENSCL.....	161
Figure IV-11 : Détail des plaques montrant la disposition des trous spécifiés pour le maintien et l'instrumentation des plaques. Toutes les dimensions indiquées sont en mm.....	162
Figure IV-12 : Photographies réalisées lors de la réception du premier lot de plaques, présentant la disposition des plaques sur un « rack ».....	163
Figure IV-13 : Illustration du chariot de descente, a) démonté, b) assemblé.....	163
Figure IV-14 : Empilement des « racks » et schéma d'instrumentation d'un rack.....	164

Figure IV-15 : Vue en coupe de l'instrumentation d'un rack.	164
Figure IV-16 : Mise en place des thermocouples dans le gaz et dans le solide.....	165
Figure IV-17 : Représentation schématique d'un thermocouple.....	165
Figure IV-18 : Illustration schématique d'un pyromètre à aspiration de la boucle CLAIRE.	166
Figure IV-19 : a) Basalte concassé, b) chamotte calcinée, c) galets roulés.	166
Figure IV-20 : Disposition de la couche d'isolant supplémentaire rigide.	167
Figure IV-21 : Mise en place du thermocouple pour mesurer la température d'un gravier....	167
Figure IV-22 : Disposition des points de mesures dans le solide.....	168
Figure IV-23 : Mesure de la température du gaz avec perforation.	168
Figure IV-24 : Disposition des points de mesures dans l'air.	169
Figure IV-25 : Position des thermocouples permettant de mesurer les gradients thermiques dans l'isolant.	171

Tables

Table II-1 : Constantes d'Ergun A et B selon différents auteurs.....	44
Table II-2 : Corrélations du nombre de Nusselt selon différents auteurs.....	47
Table II-3 : Corrélations pour le nombre de Nusselt selon différents auteurs.	54
Table II-4 : Corrélations des coefficients A et B en empilement de graviers selon différents auteurs. K et ω sont respectivement l'uniformité de taille et la sphéricité des graviers.	56
Table II-5 : Valeurs utilisées pour le calcul d'ordre de grandeur des pertes.	67
Table II-6 : Cahier des charges du cas industriel de référence.....	94
Table II-7 : Paramètres du cas industriel de référence.....	94
Table II-8 : énergies échangées au cours d'un cycle.....	100
Table II-9 : Étude de l'influence de d_h	103
Table II-10 : Étude de l'influence de Γ	103
Table II-11 : Étude de l'influence de H_{enc}	104
Table II-12 : Étude de l'influence de ε	104
Table III-1 : Valeurs des coefficients a , b et c des corrélations pour chaque cas étudié.....	148
Table IV-1 : Propriétés physiques des matériaux étudiés.....	161
Table 1 : Coefficients du compresseur de stockage.....	185
Table 2 : Coefficients du compresseur de déstockage.....	185
Table 3 : Coefficients des turbines de stockage et déstockage.....	185

Annexes

	degré 0	degré 1	degré 2
x_{surge}	0.028208436	0.014686733	0.082824595
y_{surge}	1.735112479	-2.8558654	4.398936571
x_{block}	-0.024164746	0.163053071	0.029731143
y_{block}	1.305319311	-0.99142448	2.141966798
a_{Rp_0}	82.33578654	-214.4234228	135.7274669
a_{Rp_1}	-215.6948556	570.6542641	-364.0838915
a_{Rp_2}	189.8234411	-503.5924101	323.9928056
a_{Rp_3}	-55.48465491	147.4220137	-95.67688274
a_{η_0}	3.694433338	0.239756399	2.457856948
a_{η_1}	-0.535080202	-0.425926015	0.152270871
a_{η_2}	2.887657392	0.533916704	-0.174213701
a_{η_3}	-1.779472477	0.092820042	-1.633516436

Table 1 : Coefficients du compresseur de stockage.

	degré 0	degré 1	degré 2
x_{surge}	0.01625486	0.015295944	0.052686274
y_{surge}	2.22402588	-4.855272008	6.892974155
x_{block}	-0.023479746	0.118124404	0.014082893
y_{block}	1.978082444	-3.10674033	4.296261512
a_{Rp_0}	190.3902009	-440.7027868	260.47953
a_{Rp_1}	-528.6424724	1232.066966	-730.7247956
a_{Rp_2}	490.2289002	-1143.227686	680.1403628
a_{Rp_3}	-151.0772917	352.1335741	-210.0628526
a_{η_0}	2.248815901	1.208654863	3.41741938
a_{η_1}	-0.88689774	0.023002285	0.052368394
a_{η_2}	2.956117688	0.498099796	-0.203841605
a_{η_3}	-1.122010604	-0.769496142	-1.741947763

Table 2 : Coefficients du compresseur de déstockage.

	degré 0	degré 1	degré 2
a_{Rp_0}	-0.553190683	4.854182674	-3.671774976
a_{Rp_1}	3.717305603	-11.57287819	8.650971797
a_{Rp_2}	-2.889251222	8.951189781	-6.570122025
a_{Rp_3}	0.719462118	-2.212276593	1.576807055
a_{η_0}	3.651195813	-0.417286751	0.702463026
a_{η_1}	-0.882644041	0.929604934	-0.802139197
a_{η_2}	3.311613688	-0.684176186	0.560359021
a_{η_3}	3.651195813	-0.417286751	0.702463026
a_{η_4}	-0.882644041	0.929604934	-0.802139197
a_{η_4}	3.311613688	-0.684176186	0.560359021
a_{η_6}	-1.725775818	1.324595234	-1.342103493

Table 3 : Coefficients des turbines de stockage et déstockage.