



**HAL**  
open science

# Écoulement et transfert de chaleur dans les récepteurs solaires tubulaires à lits fluidisés

Ronny Gueguen

► **To cite this version:**

Ronny Gueguen. Écoulement et transfert de chaleur dans les récepteurs solaires tubulaires à lits fluidisés. Génie des procédés. Université de Perpignan, 2023. Français. NNT : 2023PERP0026 . tel-04277453

**HAL Id: tel-04277453**

**<https://theses.hal.science/tel-04277453v1>**

Submitted on 9 Nov 2023

**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

Délivré par  
**UNIVERSITE DE PERPIGNAN VIA DOMITIA**



Préparée au sein de l'école doctorale  
**Énergie et Environnement**

Et de l'unité de recherche  
**PROMES, UPR 8521**

Spécialité :  
**Sciences de l'Ingénieur**



Présentée par  
**Ronny GUEGUEN**

**Écoulement et Transfert de Chaleur  
dans les Récepteurs Solaires Tubulaires  
à Lit Fluidisé**



Soutenue le 20 Juillet 2023 devant le jury composé de

Mme Françoise BATAILLE, Professeure, PROMES-CNRS, UPVD, Perpignan

M. Samuel MER, Maître de Conférence, PROMES-CNRS, UPVD, Perpignan

Mme Nouria FATAH, Professeure, PPTS-CNRS, UCCS-ENSCL, Lille

M. Paul-Antoine SANTONI, Professeur, SPE-CNRS, Université de Corse

M. Lounès TADRIST, Professeur, IUSTI-CNRS, Université Aix-Marseille

M. Renaud ANSART, Professeur, LGC, Toulouse

M. Régis OLIVES, Professeur, PROMES-CNRS, UPVD, Perpignan

M. Gilles FLAMANT, Directeur de Recherche Emérite, PROMES-CNRS, UPVD, Perpignan

M. Adrien TOUTANT, Professeur, PROMES-CNRS, UPVD, Perpignan

Directrice de thèse

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Invité





# Remerciements

Avant tout chose, cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans mes encadrants, officiels et officieux. Je tiens à vous remercier pour votre aide et votre travail d'encadrement durant ces années de collaboration qui ont commencé avec le stage de fin de Master. Françoise, Samuel, Adrien, merci. Gilles, je te remercie particulièrement, tu as toujours été présent et cela a été un très grand plaisir et honneur de travailler avec toi.

Un grand merci également aux rapporteurs et examinateurs qui ont accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Pour rester dans le domaine du travail, je tiens à remercier tous les techniciens, ingénieurs et chercheurs qui m'ont aidé pendant cette thèse. Entre autres, Mika, pour le montage, démontage et réalisation des expériences, avec qui ça a été un plaisir de travailler. Jean-Louis et Manu, pour votre aide sur les distributions de flux, les réalisations des expériences et les longues discussions qui allaient avec. Régis et Alex, pour tout ce qui concerne l'acquisition de données sur Labview et l'instrumentation des bancs expérimentaux.

Je n'oublie bien évidemment pas tous les collègues doctorants, stagiaires et post-doctorants. Merci pour votre présence et bonne humeur. La réussite d'un travail dépend énormément de l'ambiance qu'il y a autour, et sans vous, elle n'aurait pas été la même. Je pense notamment aux pauses café/petit déjeuner sur la terrasse du 7<sup>ème</sup> étage avec cette vue incroyable et les parties de ping-pong endiablées du 8<sup>ème</sup> étage. Merci à Emilien, Hangbin, Hugo, Lilian, Lucile, Mhamad, Miguel, Nico, Tim, Youssef, Zac. J'ai probablement oublié d'en citer certains ou certaines, mais je ne vous oublie pas.

Un point en ce qui concerne les déplacements internationaux : Almeria pour SFERA, Albuquerque pour SOLARPACES. Ces déplacements, en plus d'avoir été d'excellentes opportunités pour le travail en lui-même en termes de connaissances et de rencontres, ont également été des moments de partages et de découvertes, des souvenirs gravés. Merci à mes encadrants qui les ont rendus possible, et surtout, merci aux collègues avec qui j'ai partagé ces moments. Axel, Edouard, Guillaume, Malek, Marina et Manu pour les vadrouilles en voiture dans le désert néo-mexicain et toutes les discussions poussées dans les différents restaurants testés 😊.

Sortons du cadre du travail. Un petit mot pour mes meilleurs amis. Louise, Gaudéric, Louis, même loin vous êtes là.

Cette longue liste de remerciements ne pouvait pas se terminer sans un mot pour la famille. Maman, Thierry, Anouck, merci de votre soutien et de votre présence.



*« Any physical theory is always provisional, in the sense that it is  
only a hypothesis: you can never prove it. »*

Stephen Hawking  
A Brief History of Time (1988)



# Table des Matières

<b>REMERCIEMENTS .....</b>	<b>1</b>
<b>TABLE DES MATIERES .....</b>	<b>5</b>
<b>RESUME .....</b>	<b>9</b>
<b>SUMMARY .....</b>	<b>13</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>17</b>
<b>CHAPITRE I ÉTAT DE L'ART .....</b>	<b>21</b>
<b>1.1. INTRODUCTION .....</b>	<b>23</b>
<b>1.2. L'ÉNERGIE SOLAIRE COMME UNE SOURCE DE PRODUCTION D'ELECTRICITE .....</b>	<b>23</b>
1.2.1. CONTEXTE ENERGETIQUE .....	23
1.2.2. VALORISATION DE L'ENERGIE SOLAIRE .....	24
1.2.3. LES SYSTEMES DE CONCENTRATION SOLAIRE.....	25
1.2.4. LES FLUIDES CALOPORTEURS .....	29
1.2.5. L'UTILISATION DE PARTICULES COMME FLUIDE CALOPORTEUR.....	31
1.2.6. HISTORIQUE DES ETUDES MENEES SUR LE CONCEPT DE RECEPTEUR SOLAIRES A PARTICULES FLUIDISEES EN CIRCULATION ASCENDANTE.....	33
<b>1.3. LA FLUIDISATION DE PARTICULES : GENERALITES .....</b>	<b>37</b>
1.3.1. LA FLUIDISATION .....	37
1.3.2. CARACTERISATION DES POUDRES .....	38
1.3.3. LES REGIMES DE FLUIDISATION .....	42
1.3.4. LES DIAGRAMMES DE REGIMES DE FLUIDISATION.....	50
<b>1.4. L'IDENTIFICATION DES REGIMES DE FLUIDISATION .....</b>	<b>51</b>
1.4.1. PRESENTATION DES METHODES D'IDENTIFICATION DES REGIMES .....	51
1.4.2. L'IDENTIFICATION PAR ANALYSE DE SIGNAUX DE PRESSION .....	53
<b>1.5. CONCLUSION .....</b>	<b>57</b>
<b>CHAPITRE II MODELISATION THERMIQUE D'UN RECEPTEUR SOLAIRE A ÉCHELLE INDUSTRIELLE .....</b>	<b>59</b>
<b>2.1. INTRODUCTION .....</b>	<b>61</b>
<b>2.2. DESCRIPTION GENERALE DU RECEPTEUR ET HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....</b>	<b>62</b>
<b>2.3. PARAMETRAGE GEOMETRIQUE DU RECEPTEUR ET DE SA CAVITE .....</b>	<b>64</b>
2.3.1. LE RECEPTEUR.....	64
2.3.2. L'OUVERTURE DE LA CAVITE.....	66
2.3.3. DISCRETISATION DES SURFACES .....	68
<b>2.4. MISE EN PLACE DU MODELE THERMIQUE.....</b>	<b>70</b>
2.4.1. CONSIDERATIONS PRELIMINAIRES .....	70
2.4.2. FORMULATION DES PUISSANCES ECHANGEES.....	72
<b>2.5. ANALYSE DES RESULTATS ISSUS DU MODELE.....</b>	<b>77</b>
2.5.1. INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE L'ABSORBEUR .....	78

2.5.2.	INFLUENCE DE LA DISTANCE DE L'OUVERTURE.....	80
2.5.3.	INFLUENCE DE L'INCLINAISON DE L'OUVERTURE .....	82
2.5.4.	INFLUENCE DES DIMENSIONS DE L'OUVERTURE .....	83
2.5.5.	DISCUSSION ET CARTE DES PARAMETRES .....	86
<b>2.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>87</b>
<b>CHAPITRE III</b>	<b>DESCRIPTION DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....</b>	<b>89</b>
<b>3.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>91</b>
<b>3.2.</b>	<b>CARACTERISATION DE LA POUDRE UTILISEE .....</b>	<b>91</b>
3.2.1.	SELECTION DU MATERIAU.....	91
3.2.2.	DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE.....	92
3.2.3.	MESURE DES VITESSES CARACTERISTIQUES.....	95
<b>3.3.</b>	<b>RALF : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DU RECEPTEUR À LIT FLUIDISE A TEMPERATURE AMBIANTE .....</b>	<b>99</b>
3.3.1.	DESCRIPTION GENERALE .....	99
3.3.2.	INSTRUMENTATION DU DISPOSITIF .....	101
<b>3.4.</b>	<b>RALFI : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DU RECEPTEUR A LIT FLUIDISE IRRADIE SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE .....</b>	<b>102</b>
3.4.1.	DESCRIPTION GENERALE .....	102
3.4.2.	INSTRUMENTATION DU DISPOSITIF .....	105
3.4.3.	PRESENTATION DES DISTRIBUTIONS DE FLUX SOLAIRE INCIDENT UTILISEES.....	106
<b>3.5.</b>	<b>GRANDEURS CALCULEES .....</b>	<b>108</b>
3.5.1.	HAUTEUR DE LA SUSPENSION .....	109
3.5.2.	DEBIT DE PARTICULES .....	112
3.5.3.	FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES .....	113
3.5.4.	VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR .....	116
<b>3.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>117</b>
<b>CHAPITRE IV</b>	<b>ÉTUDE EXPERIMENTALE DE L'HYDRODYNAMIQUE DE LA SUSPENSION DE PARTICULES A TEMPERATURE AMBIANTE .....</b>	<b>119</b>
<b>4.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>121</b>
<b>4.2.</b>	<b>COMPORTEMENT GLOBAL DE LA SUSPENSION .....</b>	<b>121</b>
4.2.1.	PARAMETRES DE CONTROLE.....	121
4.2.2.	FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES GLOBALE.....	124
<b>4.3.</b>	<b>REGIMES DE FLUIDISATION DANS LE RECEPTEUR .....</b>	<b>127</b>
4.3.1.	COMBINAISON DES METHODES D'ANALYSES.....	127
4.3.2.	DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION.....	140
<b>4.4.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>151</b>
<b>CHAPITRE V</b>	<b>ÉTUDE EXPERIMENTALE D'UN RECEPTEUR SOLAIRE A LIT FLUIDISE SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE</b>	<b>153</b>
<b>5.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>155</b>
<b>5.2.</b>	<b>CONTROLE DU RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>155</b>
5.2.1.	PARAMETRES EXPERIMENTAUX.....	155
5.2.2.	GRANDEURS CALCULEES.....	160

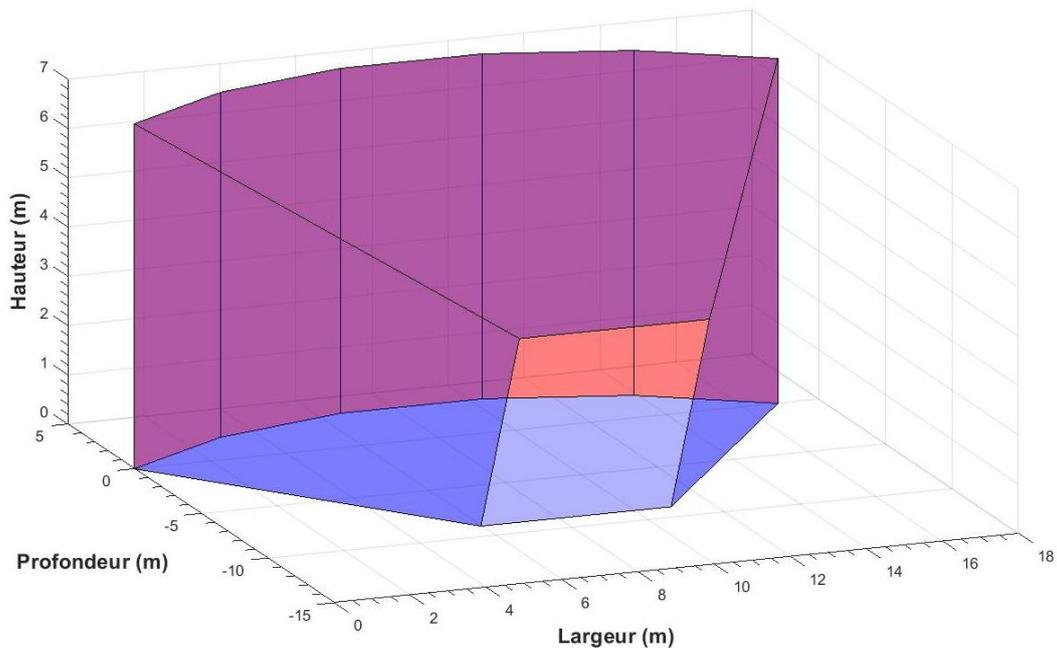
5.2.3.	REPONSE TRANSITOIRE DU RECEPTEUR.....	164
<b>5.3.</b>	<b>PERFORMANCES THERMIQUES DU RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>167</b>
5.3.1.	RENDEMENT THERMIQUE DU RECEPTEUR .....	167
5.3.2.	LEVIERS ENVISAGEABLES POUR AUGMENTER LA TEMPERATURE DES PARTICULES .....	171
<b>5.4.</b>	<b>CARACTERISATION DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LE RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>174</b>
5.4.1.	COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR GLOBAL .....	175
5.4.2.	DISCUSSIONS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR.....	180
<b>5.5.</b>	<b>HYDRODYNAMIQUE DE LA SUSPENSION DE PARTICULES .....</b>	<b>182</b>
5.5.1.	IDENTIFICATION DES REGIMES DE FLUIDISATION .....	182
5.5.2.	FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES .....	188
5.5.3.	EFFET DU REGIME DE FLUIDISATION SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR.....	190
<b>5.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>192</b>
	<b>CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>195</b>
	<b>NOMENCLATURE.....</b>	<b>201</b>
	<b>REFERENCES .....</b>	<b>205</b>
	<b>LISTE DES FIGURES .....</b>	<b>215</b>
	<b>LISTE DES TABLEAUX .....</b>	<b>221</b>
	<b>ANNEXES.....</b>	<b>223</b>
<b>A.</b>	<b>CONDITIONS EXPERIMENTALES SUR LE SITE D'ODEILLO .....</b>	<b>225</b>
A.1.	PRESSION ATMOSPHERIQUE.....	225
A.2.	PROPRIETES DE L'AIR.....	225
<b>B.</b>	<b>INSTRUMENTATION ET CARACTERISATION DES BANCS EXPERIMENTAUX .....</b>	<b>226</b>
B.1.	INSTRUMENTATIONS .....	226
B.2.	CARACTERISATIONS DES BANCS EXPERIMENTAUX .....	229
<b>C.</b>	<b>LISTE DES EXPERIMENTATIONS.....</b>	<b>233</b>
C.1.	RALF : A TEMPERATURE AMBIANTE .....	234
C.2.	RALFI : SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE.....	237
<b>D.</b>	<b>INCERTITUDE SUR LE COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR .....</b>	<b>242</b>



## Résumé

Dans un contexte de production d'électricité par voie solaire, et en particulier dans le cas d'une centrale solaire à concentration, l'utilisation de particules comme fluide caloporteur dans le récepteur solaire est une solution attractive pour augmenter le rendement global de la centrale et permettre le stockage d'énergie. Dans cette direction, le laboratoire PROMES (France) développe depuis les années 2010 un concept de récepteur solaire utilisant une suspension dense de particules fluidisées comme fluide caloporteur. Les particules y circulent verticalement dans des tubes métalliques de forts ratios hauteur/diamètre, exposés au flux solaire concentré, grâce à la combinaison d'une surpression dans le lit fluidisé nourrice (appelé « *dispenser* ») et d'une injection d'air secondaire en bas des tubes. Des études numériques et expérimentales à petites échelles ont montré l'intérêt d'un tel concept de récepteur solaire en atteignant des températures de particules en sortie du récepteur supérieures à 700 °C. Ces hautes températures sont supérieures aux limites imposées par les fluides caloporteurs classiquement utilisés dans des centrales à tour industrielles (généralement des sels fondus, limités à 565 °C). Ceci permet la mise en place de cycles thermodynamiques à hauts rendements en sortie de récepteur ( $\approx 50\%$ ), par exemple en utilisant des fluides de travail supercritiques. Cependant, cela implique de fortes pertes thermiques, ce qui diminue le rendement global du système.

Dans l'objectif de diminuer ces pertes et ainsi d'augmenter l'efficacité thermique du récepteur, un modèle thermique simplifié de récepteur solaire à grande échelle a été développé. Une cavité est intégrée autour de l'absorbeur (l'ensemble cavité + absorbeur constituant le récepteur), alors constitué de plusieurs centaines de tubes, et l'impact de la géométrie du récepteur sur ses performances est étudié. Il résulte de ce modèle que la surface d'ouverture de la cavité ainsi que sa distance par rapport au récepteur impactent considérablement les pertes thermiques. Bien qu'un couplage avec un champ d'héliostat soit nécessaire pour aller plus loin et intégrer à la fois les difficultés d'irradiation homogène des tubes ainsi que les pertes optiques par débordement dans le modèle, des résultats préliminaires ont été établis en prenant en compte ces considérations dans les interprétations. Avec une puissance du récepteur d'environ 50 MW<sub>th</sub>, un rendement thermique de 85 % est atteint pour une surface d'ouverture de la cavité de 25 m<sup>2</sup>, montrant l'intérêt de cette dernière pour atteindre des efficacités similaires à celles des récepteurs solaires à sels fondus. Cette valeur a été obtenue dans le cas de relativement faibles pertes convectives, dont le calcul est un enjeu scientifique. La [Figure 1](#) montre un schéma en trois dimensions du récepteur solaire dont les dimensions ont été optimisées.



**Figure 1** : Schéma d'un récepteur solaire de 50 MW<sub>th</sub> environ, dont la géométrie a été optimisée pour obtenir un rendement de 85 % à l'aide du modèle thermique établi dans cette thèse. Les surfaces rouges représentent les tubes récepteurs, et les surfaces bleues constituent la cavité.

Un des verrous principaux liés à la technologie du récepteur solaire tubulaire à particules fluidisées est l'apparition de différents régimes de fluidisation dans les tubes du récepteur en fonction des conditions opératoires. Ces régimes ont été très étudiés dans la littérature scientifique des lits fluidisés circulant classiques (« risers ») pour déterminer leurs conditions d'apparition. Cependant, dans ces derniers, la circulation des particules est créée par une forte vitesse d'air (de l'ordre de 10 m/s), tandis que dans le concept de récepteur étudié dans cette thèse, elle est causée par une combinaison de la surpression dans le dispenser et de l'injection d'air secondaire en bas des tubes (qui correspond à une vitesse d'air dans le tube de l'ordre de la dizaine de cm/s). Cette différence justifie une étude complète des régimes de fluidisation, qui n'a jusqu'à alors pas été réalisée.

Dans un premier temps, un dispositif expérimental a été conçu pour une étude à température ambiante. Le dispositif est constitué d'un tube en verre, de plus de 3,60 m de hauteur et de 45 mm de diamètre interne. Les particules sélectionnées sont de l'olivine et appartiennent au groupe A de la classification de Geldart. Le comportement de la suspension de particules a été étudié à travers une large gamme de paramètres expérimentaux : des vitesses superficielles d'air et des flux massiques de particules allant de 0 jusqu'à respectivement 0,54 m/s et 392 kg/(m<sup>2</sup>s). Plusieurs méthodes de traitement du signal ont été appliquées à des signaux de pression relatifs et différentiels enregistrés à différentes hauteurs du tube. Par combinaison de ces méthodes, les régimes de bullage, de pistonnage (de paroi et axisymétrique), de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont été identifiés. Un diagramme complet de ces régimes et de leurs transitions a ainsi pu être établi, montrant que la vitesse de glissement local est le paramètre clé gouvernant la structure de l'écoulement (Figure 2). Les transitions entre les régimes de fluidisation sont significativement plus basses que dans les systèmes

classiques. Cet écart est certainement un effet du contrôle de la circulation des particules spécifique à ce concept. Une relation décroissante et quasi-linéaire entre la vitesse de glissement et la fraction volumique de particules a été observée. Même en régime de fluidisation rapide, cette dernière est supérieure à 15 %, confirmant le terme de suspension dense de particules fluidisées.

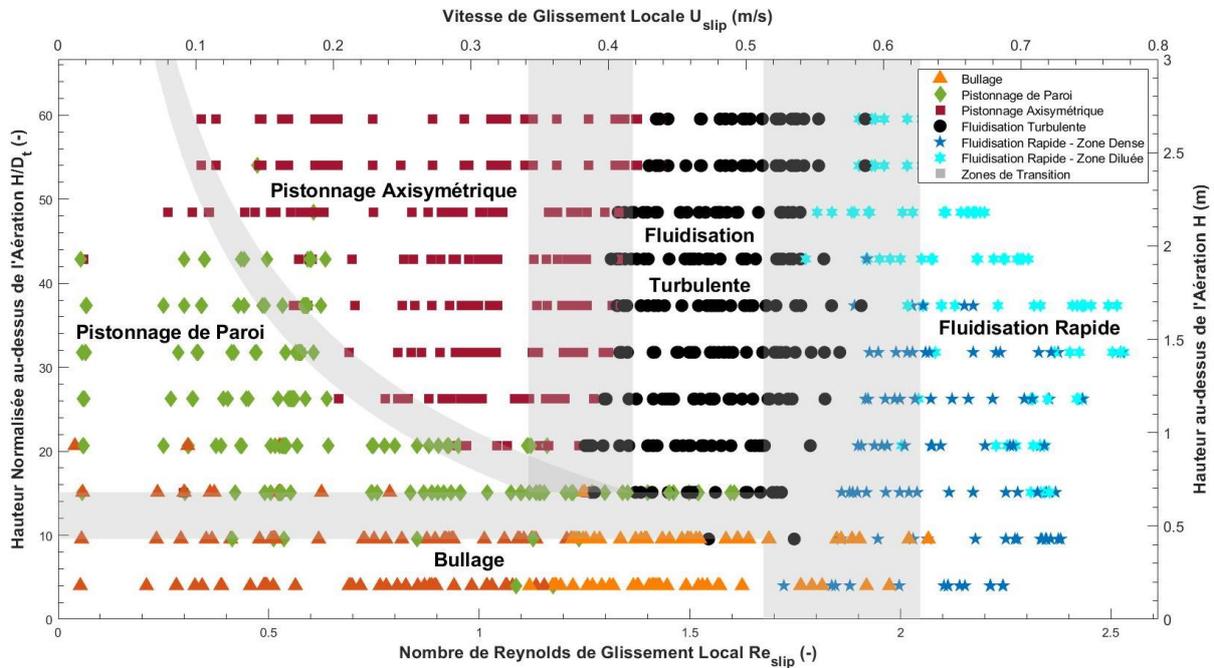


Figure 2 : Diagramme des régimes de fluidisation identifiés dans le récepteur à température ambiante. Les régimes sont tracés en fonction de la vitesse de glissement locale et de la hauteur dans le tube. Les transitions entre les régimes sont représentées par des zones grisées.

Dans un second temps, pour comprendre l'influence de la température sur le comportement de la suspension, des expérimentations ont été effectuées sous irradiation solaire concentrée en utilisant un dispositif similaire au précédent et les mêmes particules. Un récepteur constitué d'un tube métallique (en Inconel), de 3,30 m de hauteur et 48 mm de diamètre interne, a été placé au foyer du grand four solaire d'Odeillo. Plusieurs configurations de distribution du flux solaire incident ont été testées, avec des facteurs de concentration variant entre 220 et 600 Soleils en valeur moyenne sur toute la zone irradiée du récepteur de 1 m de hauteur. Des pics de concentration allant jusqu'à 800 Soleils ont été testés, montrant que le système peut tenir de hautes densités de flux solaire. En combinant ces puissances solaires avec de fortes gammes de vitesse superficielle d'air et de flux massique de particules, allant de 0 jusqu'à respectivement 0,47 m/s et 93 kg/(m<sup>2</sup>s), des températures de particules en sortie du système de 680 °C ont été obtenues, ainsi que des rendements thermiques supérieurs à 70 %. Pour caractériser les transferts thermiques et dimensionner le système, un coefficient de transfert de chaleur global entre les particules et les parois du tube est classiquement utilisé. Des valeurs moyennes d'environ 1000 W/(m<sup>2</sup>K) avec des maxima supérieurs à 1500 W/(m<sup>2</sup>K) ont été mesurés. Ce coefficient étant très dépendant du débit de particules, un coefficient adimensionnel a été établi, permettant de quantifier la qualité – ou l'intensité – du transfert de

chaleur. Il en résulte que les transferts de chaleur s'intensifient avec la température, avec des valeurs du coefficient jusqu'à 6 à 7 fois supérieures à 500 – 600 °C qu'à 100 °C.

En parallèle, les régimes de fluidisation dans le récepteur ont été identifiés avec les mêmes méthodes d'analyse des signaux de pression que dans le cas de la campagne expérimentale à température ambiante. Il découle de cette analyse que le nombre de Reynolds de glissement – permettant de prendre en compte les effets visqueux – doit être considéré afin de pouvoir établir des diagrammes des régimes de fluidisation, conditionnés par gamme de température. Les transitions entre les régimes, en particulier les limites d'établissement des régimes de fluidisation turbulente et rapide, diminuent avec la température (Figure 3a). Bien qu'étant toujours très inférieures aux limites établies dans la littérature à partir de systèmes classiques (*risers*), les tendances générales semblent similaires. De plus, les transferts de chaleur entre les parois et les particules sont plus intenses en régime de fluidisation turbulente, notamment lorsque la température augmente (Figure 3b).

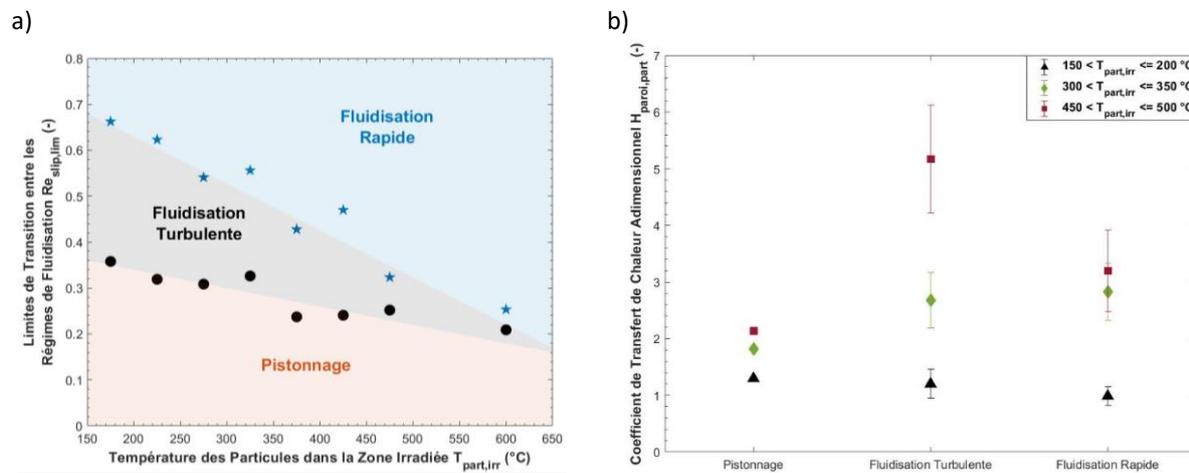
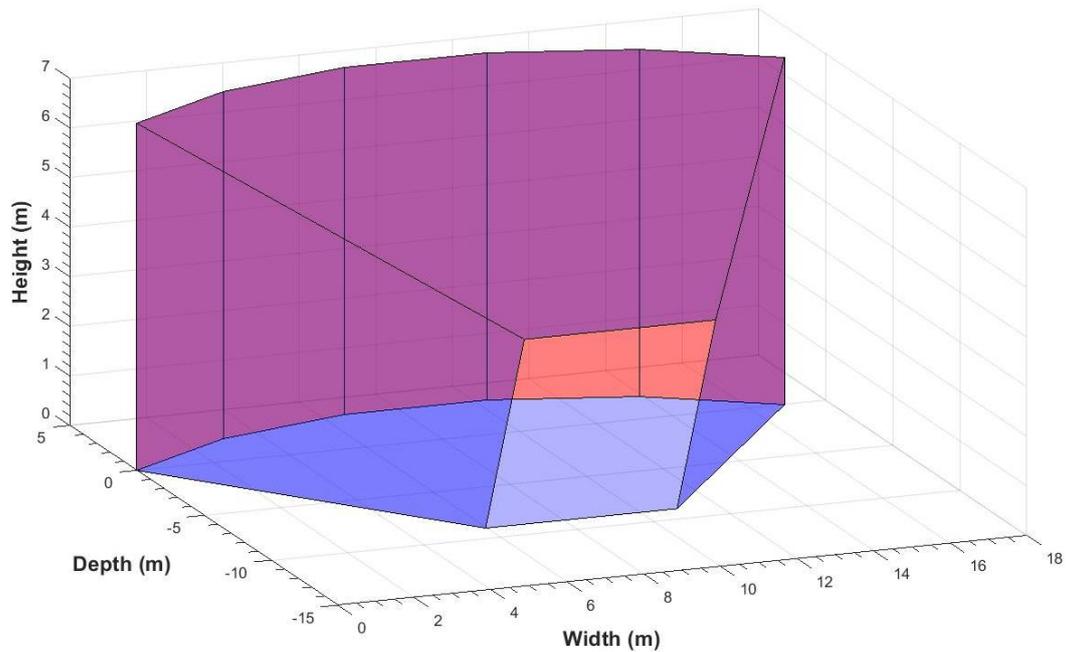


Figure 3 : a) Évolution des limites entre les régimes de pistonnage et de fluidisation turbulente (noir), et entre les régimes de fluidisation turbulente et rapide (bleu), en termes de nombre de Reynolds de glissement et en fonction de la température moyenne des particules dans la zone insolée du récepteur.  
 b) Représentation du coefficient de transfert de chaleur adimensionnel en fonction du régime de fluidisation, pour plusieurs gammes de température des particules.

## Summary

To produce electricity from solar energy, in particular with a concentrated solar power plant, the use of particles as both heat transfer fluid in the solar receiver and storage medium appears to be very attractive to increase the global plant cost and efficiency. In this context, PROMES Laboratory (France) develops since the 2010s a concept of solar receiver using a dense suspension of fluidized particles as heat transfer fluid. The particles circulate upward in metallic tubes of high aspect ratio (height over diameter), exposed to the concentrated solar flux, thanks to both an overpressure in the vessel fluidized bed (named “*dispenser*”) and a secondary air injection at the bottom of the tubes. Several numerical and experimental studies at low scales demonstrated the interest of such solar receiver concept by reaching particle temperature at the outlet of the receiver higher than 700 °C. These high temperatures are higher than the limits imposed by the heat transfer fluid commonly used in industrial solar towers (molten salts, limited to 565 °C). It enables the use of highly efficient thermodynamic cycles at the outlet of the receiver ( $\approx 50\%$ ), using supercritical fluids for example. However, it results in strong thermal losses that decreases the overall plant efficiency.

In order to decrease these losses and to increase the receiver efficiency, a simplified thermal model of a solar receiver at industrial scale has been developed. A cavity is integrated around the solar absorber (the receiver is composed of the absorber + the cavity), constituted of hundreds of tubes, and the influence of the cavity geometry on the receiver thermal performances has been studied. It comes that the aperture area of the cavity and its distance with the receiver strongly modify the thermal losses of the system. Although a coupling with a heliostat field is necessary to go further and integrate in the model both the difficulties to irradiate the tubes as well as the optical losses by spillage, some preliminary results have been obtained by taking into account these considerations in the interpretations. With a receiver power of 50 MW<sub>th</sub>, a thermal efficiency of 85 % is then obtained for a cavity aperture of 25 m<sup>2</sup>, proving the interest of the latter to reach similar efficiencies than the receivers using molten salts. This value was calculated in the case of relatively low convective losses, which is a scientific issue. [Figure 4](#) shows a schematic three-dimensional representation of the solar receiver whose dimensions have been optimized.



**Figure 4:** Schematic representation of a solar receiver ( $\approx 50 \text{ MW}_{\text{th}}$ ), whose the geometry have been optimized to reach an efficiency of 85 %. The surfaces in red are representatives of the receiver tubes, and the surfaces in blues constitute the cavity.

One of the main drawbacks of this technology of solar receiver using fluidized particles is the apparition of several fluidization regimes in the receiver tubes depending on the operating conditions. These regimes have been highly studied in the scientific literature of classical circulating fluidized beds (“risers”) to determine their apparition conditions. However, the particle circulation is only due to a high air velocity (in the order of 10 m/s), while in the concept of solar receiver studied in this thesis, it is caused by both the overpressure in the dispenser et the aeration injection at the bottom of the tubes (which corresponds to an air velocity of the order of ten cm/s). This difference justifies a complete study of the fluidization regimes, which has not been carried out until now during the previous experimental campaigns.

An experimental set-up has been built for a study at ambient temperature. It is constituted of one glass tube, of more than 3.60 meter-high and 45 mm of internal diameter. The selected particles are olivine and belong to the group A of the Geldart classification. The suspension behavior has been studied over large ranges of the experimental parameters: superficial air velocities and particle mass fluxes up to respectively 0.54 m/s and 392 kg/(m<sup>2</sup>s). Several signal processing methods have been applied to relative and differential pressure signals recorded at various heights of the tube. The combination of these methods allowed to identify bubbling, slugging (wall and axisymmetric), turbulent fluidization and fast fluidization regimes. A complete diagram of these regimes and their transitions has then been established, showing that the local slip velocity is the key parameter that governs the flow structure (Figure 5). The transitions between the fluidization regimes are significantly lower than in classical systems. This is due to the specific control of the particles circulation in this concept. A decreasing and quasi-linear trend of the particle volume fraction with the slip velocity has

been observed. Even in fast fluidization regime, the latter remains above 15 %, which justifies the term of dense suspension of fluidized particles.

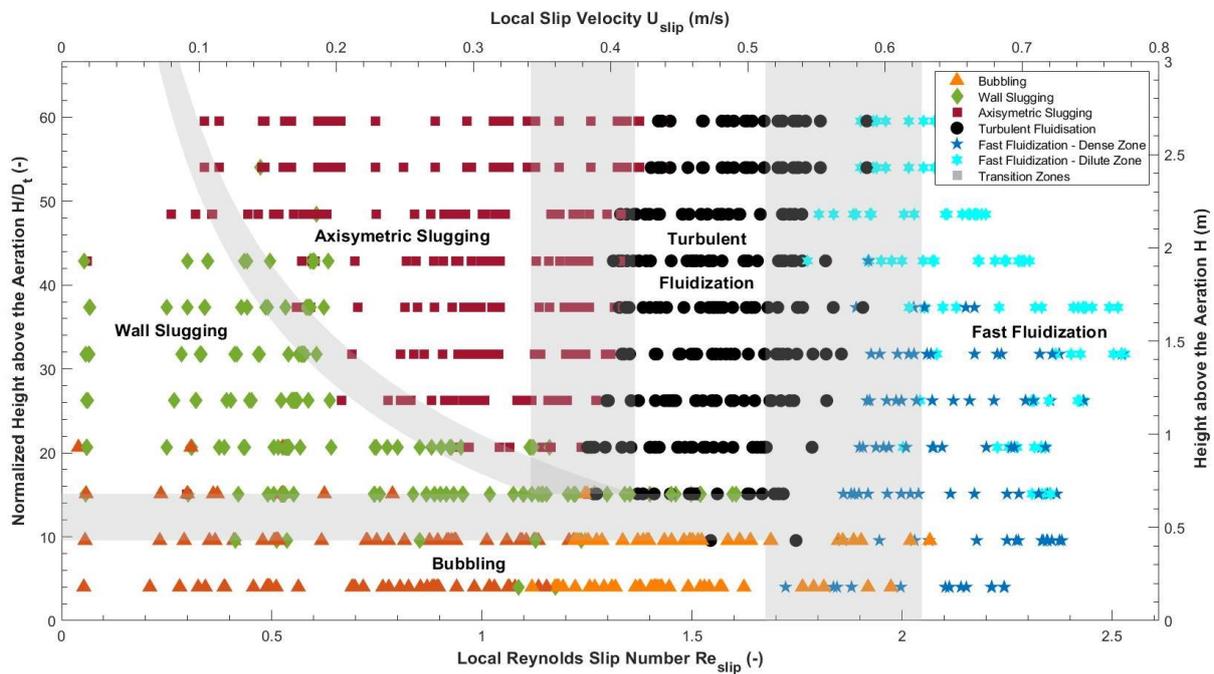


Figure 5: Diagram of the fluidization regimes identified in the receiver at ambient temperature. The regimes are plotted as a function of the local slip velocity and the height in the tube. Transitions between regimes are identified by gray zones.

To understand the influence of the temperature on the suspension behavior, experimentations have been performed under concentrated solar irradiation, using a similar set-up than the previous one and the same particles. A receiver constituted of one metallic tube (in Inconel), of 3.30 m-height et 48 mm of internal diameter, has been placed at the focus of the Odeillo’s 1 MW solar furnace. Several incident solar flux configurations have been tested, with concentration ratios ranging from 220 to 600 Suns as a mean value over the 1-m irradiated height of the receiver. Concentration pics up to 800 Suns have been tested, showing that the system can hold high solar flux densities. Combining these solar fluxes with large ranges of the superficial air velocity and the particle mass flux, up to 0.47 m/s and 93 kg/(m<sup>2</sup>s) respectively, particle temperatures at the outlet of the receiver of 680 °C and receiver thermal efficiency above 70 % have been reached. To characterize the heat transfers and designer the receiver, a global heat transfer coefficient between the particles and the tube walls is commonly used. Mean values of 1000 W/(m<sup>2</sup>K) with maxima above 1500 W/(m<sup>2</sup>K) have been measured. The latter being very dependent of the particle flow rate, a dimensionless coefficient has been derived to quantify the quality of the heat transfer. It shown that the heat transfer increase with the temperature, with values of the coefficient up to 6 to 7 times higher at 500 – 600 °C than at 100 °C.

Simultaneously, fluidization regimes have been identified with the same processing methods of the pressure signals than at ambient temperature. It follows that the slip Reynolds number –

enabling to take into account the viscous effects – has to be considered to establish fluidization regimes diagrams, separated per temperature range. Transitions between regimes, in particular the onsets of the turbulent and fast fluidization, decrease with temperature (Figure 6a). While they are still much lower than the limits established in the literature from classic systems (risers), the general trends seem similar. Furthermore, the heat transfers between the walls and the particles are more intense in the turbulent fluidization regime, especially when the temperature increases (Figure 6b).

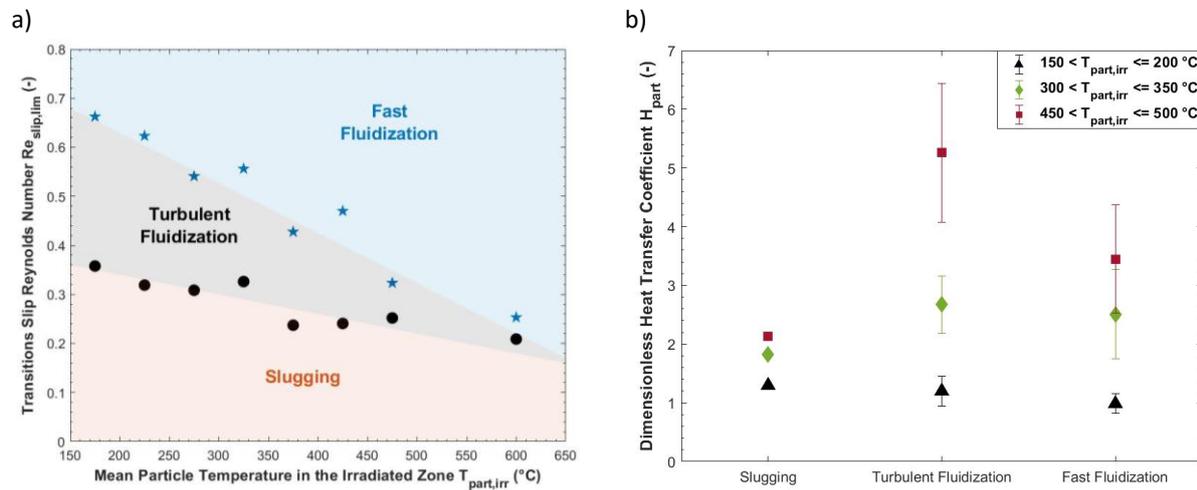


Figure 6: a) Evolution of the limits between the slugging and turbulent fluidization regimes (black), and between the turbulent and fast fluidization regimes (blue), in terms of slip Reynolds number and as a function of the mean particle temperature in the irradiated zone of the receiver.  
 b) Representation of the dimensionless heat transfer coefficient as a function of the fluidization regime, for several particle temperature ranges.

## Introduction Générale

Étant donné l'augmentation constante de la consommation énergétique mondiale et des émissions de gaz à effet de serre de ces dernières années, la production d'énergie à partir de sources renouvelables est primordiale. Parmi ces sources, l'énergie solaire est un sérieux candidat de par sa disponibilité et son large panel d'applications. En particulier, les centrales solaires à tour semblent représenter une alternative prometteuse pour la production d'électricité. Ces centrales utilisent un champ de miroirs, appelés héliostats, qui suivent la course du Soleil et concentrent son énergie sur un récepteur positionné en haut d'une tour. Dans le récepteur, un fluide caloporteur circule et absorbe une partie de la chaleur produite par le rayonnement solaire concentré, qui est ensuite valorisée dans un cycle thermodynamique pour produire de l'électricité par l'intermédiaire d'une turbine. Un des principaux avantages de cette technologie réside dans la capacité de stocker massivement l'énergie sous forme de chaleur en maintenant le fluide caloporteur chaud dans une cuve avant sa valorisation dans le cycle thermodynamique. L'électricité peut ainsi être produite à la demande durant les pics de forte consommation énergétique, et ce malgré les variations de la ressource solaire. Pour augmenter les performances de ces centrales et réduire le coût de production de l'électricité qui leur est associé, une des possibilités est de changer de fluide caloporteur.

Dans ce cadre, le laboratoire PROMES (Procédés, Matériaux et Energie Solaire), Unité Propre de Recherche du CNRS (Centre National de la recherche Scientifique) développe depuis les années 2010 un concept de récepteur solaire pour les centrales à tour basé sur une suspension dense de particules fluidisées comme fluide caloporteur [1]. Pour ce faire, un matériau réduit sous forme de poudre est fluidisé grâce à un écoulement d'air et est mis en circulation dans les tubes verticaux qui constituent l'absorbeur solaire. La fluidisation de particules est utilisée depuis de nombreuses années dans des procédés chimiques, agroalimentaires ou encore pétrochimiques pour créer un milieu à forte agitation, favorisant ainsi les réactions chimiques et l'homogénéité de température. L'utilisation de lit fluidisé comme fluide caloporteur est une des originalités de la technologie étudiée dans cette thèse. Contrairement aux fluides caloporteurs classiquement utilisés dans les centrales à tours industrielles, généralement des sels fondus dont la température de fusion est de 220 °C, l'utilisation de lit fluidisé ne nécessite pas de maintenir une température minimale dans tout le système. De plus, les températures de fonctionnement admissibles des poudres peuvent atteindre plus de 1000 °C (contre une limite de 565 °C dans le cas des sels fondus). Cette augmentation de température implique une augmentation théorique du rendement global de production d'électricité de la centrale grâce à la mise en œuvre de cycles thermodynamiques utilisant des fluides supercritiques à haute température, associés à des rendements de conversion de l'ordre de 50 % (43 % pour les centrales actuelles). Enfin, en fonction du matériau choisi, les particules sont moins onéreuses que les sels fondus, ce qui constitue un avantage pour la réduction du coût du stockage de chaleur. De plus, elles ne présentent pas de dangers environnementaux particuliers.

Le principe de fonctionnement de ce type de récepteur est le suivant. Les particules sont fluidisées dans un bac d'alimentation, appelé « *dispenser* », dans lequel sont plongés les tubes absorbeur. En appliquant une surpression dans le dispenser, les particules montent dans les tubes irradiés et sont chauffées par contact avec les parois interne de ces derniers. Afin de maîtriser le régime d'écoulement de la suspension durant son ascension dans le tube, un débit d'air, dénommé « aération », est injecté en partie basse des tubes. Plusieurs campagnes expérimentales ont été

menées par le laboratoire PROMES au four solaire d'Odeillo (France). Les efficacités thermiques obtenues ainsi que les températures des particules atteintes en sortie de récepteur ont montré l'intérêt d'un tel concept de récepteur solaire. Cependant, plusieurs verrous ont été identifiés comme des freins au développement de cette technologie. Le premier est lié aux fortes températures mises en jeu, impliquant des pertes thermiques par rayonnement élevées. Pour diminuer ces dernières et ainsi augmenter les performances du système, l'absorbeur solaire peut être placé au sein d'une cavité. Une des précédentes campagnes expérimentales a montré que les rendements thermiques augmentent avec un tel dispositif. Toutefois, le design d'une telle installation a été peu étudié. Le second verrou lié à cette technologie réside dans l'apparition et le contrôle des différents régimes de fluidisation des particules pouvant intervenir dans les tubes du récepteur en fonction des conditions opératoires. La qualité du transfert de chaleur à la paroi – et par conséquent l'extraction de la puissance solaire associée – étant directement liée aux régimes de fluidisation, il est nécessaire de les maîtriser. Bien que ces régimes soient très étudiés dans la littérature des lits fluidisés classiques, la mise en circulation des particules y est uniquement due à de grandes vitesses de gaz. En revanche, dans le concept étudié ici, la force motrice principale est la surpression dans le dispensier. Aussi, comme les régimes de fluidisation n'ont pas été étudiés lors des précédentes campagnes expérimentales, on identifie bien la nécessité de comprendre leurs conditions d'apparition dans le récepteur solaire pour en optimiser le fonctionnement.

Suite à ces observations, la présente thèse a été financée par le Labex Solstice (Laboratoire d'Excellence Solaire : Sciences, Technologies et Innovations pour la Conversion d'Énergie) et par un projet international (G3P3) piloté par le laboratoire SANDIA, USA (financement USA-DOE). L'objectif principal est de comprendre les écoulements et les transferts de chaleur dans un récepteur solaire tubulaire à particules fluidisées. Les résultats associés à ce travail de recherche sont présentés dans ce manuscrit comme suit.

Le premier chapitre présente un état de l'art des différentes technologies de centrales solaires à concentration dans un premier temps, avec une attention particulière pour les dispositifs utilisant des particules comme fluide caloporteur. Dans un second temps, les notions de base liées à la fluidisation sont définies, ainsi que les régimes de fluidisation classiquement rencontrés et les possibilités pour les identifier.

Le deuxième chapitre détaille le concept de récepteur solaire à cavité. Un modèle thermique simplifié a été développé afin de comprendre l'influence de la géométrie de la cavité sur les différentes pertes thermiques. Le modèle est d'abord présenté, suivi de l'optimisation de la géométrie qui en découle.

Afin d'étudier et de comprendre le comportement d'une suspension de particules fluidisées, deux dispositifs expérimentaux différents ont été conçus, réalisés et testés durant cette thèse. Ils sont présentés dans le troisième chapitre. La caractérisation des particules utilisées, l'instrumentation mise en place ainsi que les grandeurs physiques qui en sont déduites, viennent compléter ce chapitre.

Le quatrième chapitre présente les résultats de la première campagne expérimentale, réalisée à température ambiante. Le comportement de la suspension en fonction des paramètres opératoires est d'abord étudié. S'ensuit une présentation de la méthode d'identification des différents régimes de fluidisation présents dans le tube, basée sur une combinaison de plusieurs analyses de traitement de signaux de pression. Pour finir, les conditions d'apparition de ces régimes sont déterminées.

Le cinquième et dernier chapitre s'intéresse aux résultats issus de la seconde campagne expérimentale, réalisée sous irradiation solaire concentrée. Dans un premier temps, le contrôle du récepteur solaire est présenté à travers les réponses dynamiques engendrées par les variations des paramètres de contrôle. Dans un second temps, les performances thermiques du système sont calculées, ainsi que les transferts thermiques associés. Dans un troisième et dernier temps, les régimes de fluidisation présents dans le récepteur sont identifiés, et l'influence de la température sur ces derniers est étudiée.

Ce manuscrit s'achève par une conclusion générale du travail de thèse et une présentation des perspectives qui y sont associées.



# Chapitre I État de l'Art

## SOMMAIRE

<b>1.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>23</b>
<b>1.2.</b>	<b>L'ÉNERGIE SOLAIRE COMME UNE SOURCE DE PRODUCTION D'ÉLECTRICITÉ .....</b>	<b>23</b>
1.2.1.	CONTEXTE ÉNERGETIQUE .....	23
1.2.2.	VALORISATION DE L'ÉNERGIE SOLAIRE .....	24
1.2.3.	LES SYSTÈMES DE CONCENTRATION SOLAIRE .....	25
1.2.4.	LES FLUIDES CALOPORTEURS .....	29
1.2.5.	L'UTILISATION DE PARTICULES COMME FLUIDE CALOPORTEUR .....	31
1.2.6.	HISTORIQUE DES ÉTUDES MENEES SUR LE CONCEPT DE RÉCEPTEUR SOLAIRES A PARTICULES FLUIDISÉES EN CIRCULATION ASCENDANTE.....	33
<b>1.3.</b>	<b>LA FLUIDISATION DE PARTICULES : GÉNÉRALITÉS .....</b>	<b>37</b>
1.3.1.	LA FLUIDISATION .....	37
1.3.2.	CARACTÉRISATION DES POUDRES .....	38
1.3.2.1.	<i>Diamètres et distributions.....</i>	<i>38</i>
1.3.2.2.	<i>La classification de Geldart .....</i>	<i>40</i>
1.3.3.	LES RÉGIMES DE FLUIDISATION .....	42
1.3.3.1.	<i>La vitesse minimale de fluidisation .....</i>	<i>42</i>
1.3.3.2.	<i>Le régime de bullage .....</i>	<i>44</i>
1.3.3.3.	<i>Le régime de pistonage .....</i>	<i>46</i>
1.3.3.4.	<i>Le régime de fluidisation turbulente .....</i>	<i>47</i>
1.3.3.5.	<i>Le régime de fluidisation rapide et les lits fluidisés circulants .....</i>	<i>49</i>
1.3.4.	LES DIAGRAMMES DE RÉGIMES DE FLUIDISATION .....	50
<b>1.4.</b>	<b>L'IDENTIFICATION DES RÉGIMES DE FLUIDISATION .....</b>	<b>51</b>
1.4.1.	PRÉSENTATION DES MÉTHODES D'IDENTIFICATION DES RÉGIMES .....	51
1.4.2.	L'IDENTIFICATION PAR ANALYSE DE SIGNAUX DE PRESSION .....	53
1.4.2.1.	<i>La corrélation croisée.....</i>	<i>54</i>
1.4.2.2.	<i>L'analyse de cohérence .....</i>	<i>55</i>
<b>1.5.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>57</b>

## 1.1. Introduction

Ce premier chapitre présente le contexte général de thèse. En premier lieu, à propos de l'intérêt d'utiliser des particules en tant que fluide caloporteur dans une centrale solaire à concentration. Pour cela, les différentes technologies de concentration solaires sont tout d'abord introduites. Les particules étant ici fluidisées, le second point abordé est lié au concept de fluidisation dans sa généralité : le phénomène de fluidisation en lui-même, la caractérisation des particules qui peuvent être mises ou non dans cet état, et les différents régimes de fluidisation qui peuvent apparaître ainsi que les méthodes pour les identifier.

## 1.2. L'Énergie solaire comme une source de production d'électricité

### 1.2.1. Contexte énergétique

Un des enjeux majeurs de ces dernières années est de faire face à la très forte consommation énergétique mondiale, en particulier électrique, tout en réduisant la production de dioxyde de carbone afin de limiter l'effet de serre et le dérèglement climatique induit. Un moyen d'atteindre cet objectif consiste à augmenter la part d'énergie renouvelable dans le mix énergétique. Ces dernières proviennent de sources naturelles, renouvelables – à l'échelle temporelle humaine – et décarbonées.

D'après IRENA (« International Renewable Energy Agency »), la production d'électricité à partir de sources d'énergies renouvelables représentait 27,7 % de la production électrique mondiale en 2020 [2]. Pour la France, cette proportion était de seulement 23,5 %, la principale source de production électrique provenant de l'énergie nucléaire. Ces valeurs correspondent à des énergies produites de respectivement 7500 TWh et 35,6 TWh. Du fait de l'intermittence des ressources renouvelables, un autre indicateur important est la puissance installée. A l'échelle mondiale, elle représente 3,1 TW (soit 38,3 % de la puissance de production électrique totale installée), contre 59,5 GW en France (soit 42,7% de la puissance de production installée). Les données indiquées ici sont regroupées dans le [Tableau 1](#).

D'après les données précédentes, on constate qu'il reste de gros efforts à faire pour améliorer la production d'électricité dite « verte », que ce soit dans le monde ou en France. Parmi les énergies renouvelables à disposition, l'énergie solaire est un sérieux candidat encore insuffisamment exploitée. En effet, on entend souvent dire la fameuse phrase « L'énergie reçue sur Terre par le Soleil en un an correspond à plusieurs milliers de fois la consommation énergétique mondiale ». Certes, le calcul est correct, mais ce propos reste à nuancer car une part non négligeable de cette énergie est indispensable à la vie sur terre et ne peut donc pas être valorisée comme vecteur à la croissance des sociétés humaines. Toutefois, la puissance totale installée d'origine solaire dans le monde est actuellement d'environ 855 GW, pour une production de 844 TWh [2]. Cela ne correspond qu'à respectivement 28 et 11 % de la capacité et production d'électricité d'origine renouvelable. En ce qui concerne la France, l'énergie solaire occupe une grande part dans les énergies renouvelables, avec 14,7 GW installés (soit 25 %) et 13,4 TWh produits (38 %). En conclusion sur ces données, l'énergie solaire est une source d'énergie renouvelable qui reste encore largement sous-exploitée. De plus, les précédentes données concernent une valorisation de l'énergie solaire en majorité par voie photovoltaïque (les différentes filières de valorisation sont détaillées dans la prochaine section).

La présente thèse est basée sur une valorisation de l'énergie solaire par concentration (CSP). D'après les données de l'IRENA [2] en ce qui concerne les productions d'électricités liées à cette filière, on constate que le solaire à concentration n'est que très peu utilisée pour le moment. En effet, la puissance électrique installée à partir du CSP n'est que de 6,4 GW dans le monde, soit moins de 1 % de la puissance électrique d'origine solaire (Tableau 1). En termes de production d'électricité, 13,1 TWh ont été produit à partir du solaire à concentration en 2020, ce qui correspond à seulement 1,5 % de la production électrique par voie solaire. C'est encore pire en France, puisqu'il n'existe qu'une seule centrale solaire thermodynamique, de 9 MW. Presque toute la production est concentrée dans la filière photovoltaïque malgré les avantages offerts par le solaire à concentration. Ceux-ci sont présentés dans la prochaine section.

**Tableau 1** : Données de puissances installées (en 2021) et d'énergies produites (en 2020) en électricité à partir d'énergies renouvelables, en particulier de source solaire [2].

	Part d'Énergies Renouvelables		Total Énergies Renouvelables		Énergie Solaire		Photovoltaïque		Solaire à Concentration	
	Capacité	Production	Capacité	Production	Capacité	Production	Capacité	Production	Capacité	Production
<b>Monde</b>	38,3 %	27,7 %	3,1 TW	7 468 TWh	855 GW	844 TWh	849 GW	8301 TWh	6,4 GW	13,1 TWh
<b>Europe</b>	52,2 %	40,2 %	648 GW	1 448 TWh	188 GW	168 TWh	185 GW	163 TWh	2,3 GW	5,0 TWh
<b>France</b>	42,7 %	23,5 %	59,5 GW	35,6 TWh	14,7 GW	13,4 TWh	14,7 GW	13,4 TWh	9 MW	N.A.

## 1.2.2. Valorisation de l'énergie solaire

L'énergie provenant du Soleil peut être récupérée et valorisée de plusieurs manières, réparties sur trois filières principales.

La première filière de valorisation est dite « photovoltaïque ». C'est de loin la plus populaire. Comme son nom l'indique, elle exploite l'effet photoélectrique pour produire directement de l'électricité par l'intermédiaire de panneaux exposés au rayonnement solaire. Ces derniers sont composés de matériaux semi-conducteurs, classiquement du Silicium, et fonctionnent suivant l'effet photoélectrique expliqué par Albert Einstein qui lui a valu le prix Nobel de physique [3]. Aujourd'hui, de nombreuses recherches sont développées sur le sujet afin d'améliorer les technologies des panneaux photovoltaïques : changement de matériau semi-conducteur, amélioration des propriétés des différentes couches des cellules, cellules à multi-jonctions, ou encore couplage entre le photovoltaïque et d'autres filières solaires [4].

La seconde filière d'utilisation de l'énergie solaire, qui est tout compte fait la plus intuitive bien que peu connue par le grand public, est sous forme de chaleur directe. On parle ici de « solaire thermique ». Le rayonnement va être utilisé pour chauffer directement des habitations, ou en utilisant des panneaux pour absorber la chaleur sur un absorbeur et l'extraire par le biais d'un fluide caloporteur. Cela peut servir par exemple à produire de l'eau chaude sanitaire (ECS) pour des habitations, de l'air chaud – utilisé comme chauffage d'appoint ou pour le séchage agricole – ou bien encore pour alimenter un cycle thermodynamique de production de froid (climatisation, glacière) [5].

Des études existent également afin de purifier de l'eau (dessalement, pasteurisation) par l'intermédiaire du rayonnement solaire [6].

Enfin, la troisième filière est celle dite du « solaire thermodynamique », ou « solaire à concentration » (CSP, pour « *Concentrated Solar Power* »). Le principe général est de réfléchir le rayonnement solaire à l'aide d'une grande surface de miroirs vers une plus petite surface, afin d'augmenter le flux surfacique incident et ainsi atteindre des températures de l'élément recevant ce flux solaire concentré, l'absorbeur (ou le récepteur), supérieures à 150°C. Les hauts niveaux de température atteints permettent par exemple de tester des matériaux dans des conditions extrêmes (et simuler des rentrées atmosphériques) ou encore de les caractériser [7]. Cela peut également servir à réaliser des réactions chimiques endothermiques, comme par exemple dans le cas de la décarbonatation de la calcite, utilisée notamment dans la production du ciment [8]. La production de dihydrogène est également étudiée, par l'intermédiaire de la gazéification de biomasse [9] ou encore du craquage du méthane [10]. Enfin, la chaleur solaire produite peut être la source chaude de cycles thermodynamiques pour de la production d'électricité. Dans cette thèse, nous nous intéresserons à cette dernière filière de valorisation. Les différents systèmes à concentration sont présentés dans la section suivante.

Un des gros avantages communs aux voies solaires thermique et thermodynamique est de pouvoir stocker l'énergie directement sous forme de chaleur, ce qui permet de la conserver et de la restituer en phase avec la demande. Dans le cas du solaire photovoltaïque, le stockage d'énergie n'est possible que par l'intermédiaire de batteries, très coûteuses, relativement efficaces et de durées de vie limitées. La chaleur peut être stockée sous différentes formes. La première est sous forme de chaleur sensible, c'est-à-dire suivant le principe d'un chauffe-eau classique. De nombreuses études sont en cours sur le sujet pour optimiser le stockage thermique, par exemple en utilisant un stockage de type thermocline, qui permet de réduire le coût total d'une centrale en diminuant le nombre de cuves de stockage nécessaires [11]. Le stockage peut également se faire sous forme de chaleur latente, en utilisant des matériaux à changement de phase pour maximiser le gain de place [12], ou encore par le biais de réactions chimiques réversibles (stockage thermo-chimique) [13].

### 1.2.3. Les systèmes de concentration solaire

La filière solaire thermodynamique utilise des miroirs qui suivent la course du Soleil le long de la journée et de l'année, sur un ou deux axes afin de concentrer le rayonnement solaire vers une surface plus petite, l'absorbeur (ou récepteur). Deux familles de systèmes à concentration existent, récapitulés sur la [Figure 7](#). Pour les caractériser, on utilise leur gamme de températures de fonctionnement ainsi que leur facteur de concentration. Ce dernier est le rapport entre la densité de puissance solaire incidente (en kW/m<sup>2</sup>) sur l'absorbeur – ou l'ouverture du récepteur dans le cas d'une cavité – par la densité de puissance solaire reçue au niveau des héliostats, liée au *DNI* (« *Direct Normal Irradiation* »).

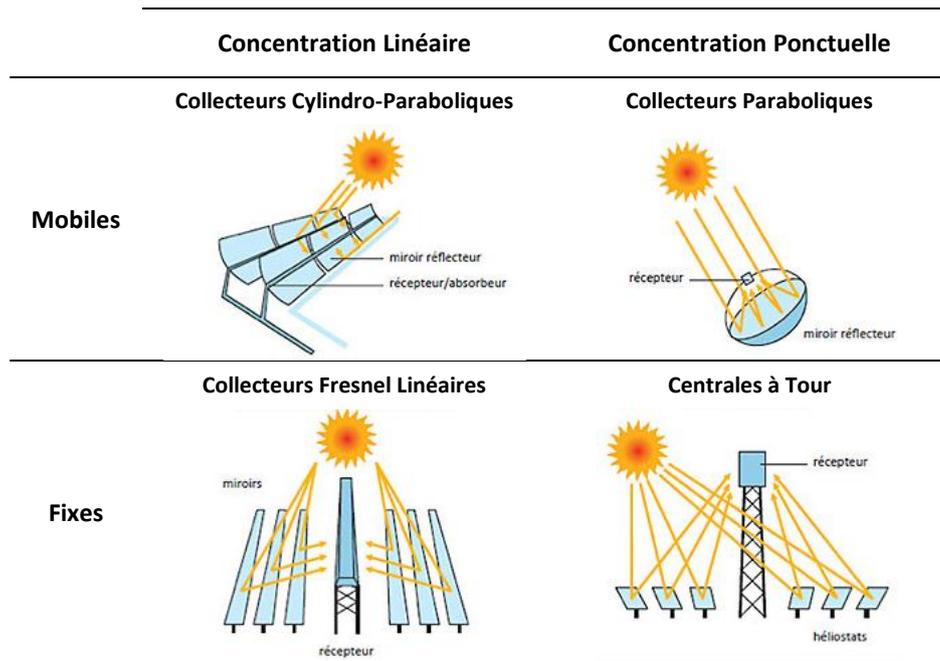


Figure 7 : Description des différents systèmes à concentration solaire [14].

On distingue tout d'abord les systèmes dits à « concentration linéaire », pour lesquels le rayonnement solaire est concentré sur une ligne (colonne de gauche sur la Figure 7). On y trouve notamment les concentrateurs cylindro-paraboliques, constitués de miroirs incurvés et généralement mobiles sur un axe [15] (en haut à gauche sur la figure). Un fluide caloporteur circule dans un tube horizontal sur lequel est focalisé le rayonnement, de sorte qu'il absorbe la chaleur le long de son trajet. Ces systèmes de concentration linéaires fournissent des facteurs de concentration inférieurs à 100. En fonction du fluide caloporteur utilisée, des températures de quelques centaines de degrés Celsius peuvent être atteinte [14]. Des centrales solaires avec des puissances allant jusqu'à la centaine de mégawatt électrique ont été construites avec cette technologie [16]. En revanche, les inconvénients de ce système sont le coût élevé des miroirs concaves et la mise en œuvre de joints tournants responsables de fuites du fluide caloporteur (généralement de l'huile). Pour remédier à ces inconvénients, les collecteurs linéaires de Fresnel ont été développés. Il s'agit de reproduire le comportement d'une parabole à l'aide de plusieurs miroirs plans orientés différemment [17] (en bas à gauche sur la Figure 7). Cela est suffisant pour permettre la génération directe de vapeur par exemple, et ainsi d'utiliser un fluide caloporteur peu couteux : l'eau. De plus, cela ne nécessite alors pas d'échangeurs de chaleur intermédiaire entre le fluide caloporteur et le fluide de travail qui permet d'actionner la turbine. En revanche, un des inconvénients de ce système réside dans la nécessité de travailler à très haute pression (plusieurs dizaines de bars) pour augmenter la température de la vapeur et le rendement de la turbine. Ceci engendre des contraintes mécaniques importantes sur le récepteur, où est produite la vapeur, et les cuves dans lesquelles celle-ci est stockée. La centrale solaire eLlo, située dans les Pyrénées Orientales (France, cf. Figure 8), fonctionne selon ce principe [18,19]. Pour toutes ces raisons, les puissances des centrales linéaires Fresnel commerciales sont généralement limitées à quelques dizaines de mégawatts [20].



Figure 8 : Photo aérienne de la centrale Fresnel thermodynamique eLlo, dans les Pyrénées Orientales (France).

Pour les systèmes dits à « concentration ponctuelle », le rayonnement solaire est concentré en un foyer à l'aide de miroirs mobiles sur deux axes (colonne de droite sur la Figure 7). Cela permet d'atteindre des facteurs de concentration beaucoup plus élevés que pour les systèmes à concentration linéaires, jusqu'à 10 000, et des températures supérieures à 1000 °C [14]. On retrouve dans cette catégorie les concentrateurs paraboliques (en haut à droite sur la figure). Cette technologie est limitée à petite échelle car la parabole dans son ensemble suit le mouvement du soleil. Les applications concernent les tests de matériaux, ou bien l'association avec un moteur Stirling [21]. A plus grande échelle, on retrouve principalement les centrales à tour (en bas à droite sur la figure). Pour ces centrales, le rayonnement solaire est concentré en haut d'une tour où se trouve le récepteur solaire, qui fait face à un champ d'héliostats. La centrale Thémis, installée à Targassonne dans les Pyrénées Orientales (France), fait partie de cette catégorie (Figure 9). Elle fut construite dans les années 1980 et a servi de prémices à plusieurs centrales industrielles utilisant les sels fondus comme fluide caloporteur [22,23]. Les principaux avantages de cette technologie sont les facteurs de concentration élevés, permettant d'atteindre de fortes températures, ainsi que la possibilité de distribuer le flux solaire concentré sur une grande surface [24]. Cela permet de construire des centrales d'une puissance nominale de 20 à 150 MW avec plusieurs heures de stockage à pleine puissance (de l'ordre de 10 à 17h) [25]. En revanche, les inconvénients sont le fort coût de construction de la tour et le contrôle de la distribution du flux solaire sur le récepteur central. Par ailleurs, la totalité de l'énergie solaire étant collectée à un seul point, tout problème au niveau du récepteur et de ses annexes (en particulier les pompes) entraîne l'arrêt complet de la centrale, contrairement aux centrales à concentration linéaires qui peuvent continuer à fonctionner malgré l'arrêt de lignes de collecte.



Figure 9 : Photo aérienne de la centrale à tour Thémis, située à Targasonne dans les Pyrénées Orientales (France) [26].

La dernière technologie qui entre dans la catégorie des systèmes ponctuels fixes est celle des fours solaires, comme celui d'Odeillo (Pyrénées Orientales, France, cf. Figure 10) [27]. Il y a ici deux systèmes successifs de réflexion des rayons solaires. Des héliostats plans renvoient tout d'abord le rayonnement vers une grande parabole, qui concentre le rayonnement réfléchi vers le foyer du système où se trouve le récepteur [28]. C'est le système permettant d'atteindre les facteurs de concentration les plus élevés. Il combine à la fois les fortes concentrations des systèmes paraboliques et les grandes surfaces de récepteur permises par les centrales à tour. Cependant, un des principaux inconvénients réside dans le coût de ces dispositifs qui limite leurs applications à la recherche.

La technologie de récepteur solaire étudiée dans cette thèse a été développée pour une utilisation avec une centrale à tour. Toutefois, les expériences sous flux solaire concentré, détaillées dans les Chapitre III et Chapitre V, ont été réalisées au foyer du Four Solaire du laboratoire PROMES [27].



Figure 10 : Photo du four solaire d'1 MW d'Odeillo, dans les Pyrénées Orientales (France).

#### 1.2.4. Les fluides caloporteurs

Comme évoqué précédemment, ce travail concerne les systèmes à concentrations ponctuelles et foyers fixes. Dans le récepteur/absorbeur, un fluide caloporteur (HTF, pour « *Heat Transfer Fluid* ») circule pour extraire la chaleur produite par le rayonnement solaire concentré. Les performances du système dépendent fortement du type de fluide utilisé et du dimensionnement de la centrale. Une étude complète des principaux fluides caloporteurs utilisés classiquement a déjà été réalisée [29]. Les avantages et inconvénients de ces derniers sont résumés ci-après.

Les fluides caloporteurs les plus communément utilisés dans des centrales solaires à tour sont des sels fondus, et plus généralement le mélange eutectique  $\text{NaNO}_3/\text{KNO}_3$  [30]. Le principal avantage de ce fluide est sa capacité thermique volumique élevée, permettant de stocker la chaleur extraite avec le même matériau et sans pressurisation du système. En revanche, son inconvénient majeur est sa gamme de température de fonctionnement restreinte [31]. En effet, ces sels sont limités en température maximale à environ 565 °C. Au-delà, la structure interne du matériau est modifiée et il devient inflammable. De plus, leur température de solidification est de 220 °C. Ils doivent donc être maintenus à une température supérieure, ce qui demande un traçage (en général électrique) des tubes du système de circulation et implique un coût de stockage élevé.

Des huiles de différentes compositions peuvent également être utilisées. Leurs températures maximales d'utilisation se situent autour de 400 °C. Ces relativement basses températures limitent généralement leurs utilisations pour des centrales à concentration cylindro-paraboliques ou linéaires Fresnel [32].

Les fluides caloporteurs évoqués plus haut nécessitent l'utilisation d'un échangeur de chaleur pour transférer la chaleur du fluide caloporteur vers un fluide de travail, et ainsi actionner une turbine dans le cas de la production d'électricité. Pour s'affranchir de cet échangeur, qui implique indubitablement des pertes thermiques et des coûts supplémentaires, une possibilité est de n'utiliser qu'un seul fluide dans toute la centrale. On trouve ainsi des récepteurs solaires fonctionnent

uniquement avec de l'air pressurisé, comme dans le cas d'absorbeur volumétrique [33], ou encore en générant directement de la vapeur à partir d'eau dans l'absorbeur [17,19]. Ces technologies nécessitent toutefois de travailler sous haute pression, ce qui implique des contraintes à la fois mécaniques mais également de sécurité.

Pour produire de l'électricité à partir d'une source de chaleur, un cycle thermodynamique est nécessaire. Dans une centrale solaire, cette conversion peut être soit synchronisée avec la ressource, soit désynchronisée grâce à l'utilisation d'un stockage de chaleur (Figure 11). Le cycle thermodynamique convertit l'énergie thermique contenue dans le fluide de travail (après passage du fluide caloporteur dans un échangeur de chaleur, le cas échéant) en énergie électrique, par l'intermédiaire d'une turbine. Les cycles thermodynamiques les plus connus sont les cycles de Brayton et de Rankine, dans lesquels le fluide chaud subit une compression, puis va être détendu dans la turbine [34]. L'efficacité théorique maximale de ces cycles est définie par Carnot comme étant  $1 - T_f/T_c$ , avec  $T_f$  et  $T_c$  les températures respectives des sources froide et chaude. Afin de se rapprocher au maximum de ce rendement limite, plusieurs possibilités sont envisageables. L'utilisation de cycles combinés, par exemple, dont l'idée est d'utiliser la chaleur résiduelle obtenue à la fin du premier cycle de Brayton pour actionner un second cycle de Rankine [35]. Une autre possibilité est d'utiliser des cycles thermodynamiques fonctionnant à l'aide de fluides de travail supercritiques ( $sH_2O$ ,  $sCO_2$ ). Ces cycles offrent des rendements supérieurs aux cycles classiques (d'environ 50 % contre une limite d'environ 43 % pour les cycles utilisés classiquement), mais nécessitent des températures de source chaude d'environ 700 – 800 °C et des hautes pressions. Ce niveau de température est supérieur à ce que les fluide caloporteur précédemment cités peuvent supporter [36–38].

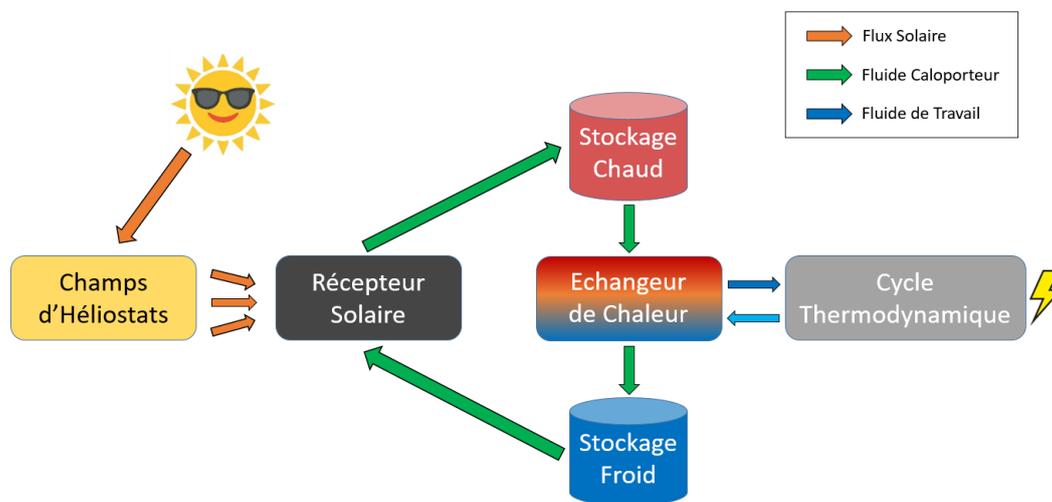


Figure 11 : Principe de fonctionnement d'une centrale solaire à concentration pour la production d'électricité, avec intégration d'un stockage thermique et d'un échangeur de chaleur.

Afin d'atteindre des plus hautes températures de travail, que ce soit pour s'approcher de manière théorique du rendement de Carnot ou bien dans l'optique de mettre en place des cycles thermodynamiques à fluide supercritique, l'utilisation de nouveaux fluides caloporteurs pouvant fonctionner à hautes températures est indispensable. Parmi les candidats pressentis, on peut par exemple citer les métaux liquides, comme le sodium. Ces derniers offrent des coefficients de transferts de chaleur pariétaux très élevés, ce qui permet à la fois d'augmenter la gamme de densité de flux

solaire acceptable mais également de diminuer la surface irradiée de récepteur. En revanche, ils sont hautement corrosifs et nécessitent de travailler sous d'importantes conditions de sécurité [39].

Une autre alternative, développée au laboratoire PROMES, est d'utiliser des particules solides comme fluide caloporteur. La présente thèse s'inscrit dans cette idée, qui est présentée plus en détails dans la section ci-après.

### 1.2.5. L'utilisation de particules comme fluide caloporteur

Comme évoqué dans la section précédente, l'utilisation de particules comme fluide caloporteur dans un récepteur solaire présente de nombreux avantages. Cette solution permet non seulement d'atteindre des températures plus élevées qu'avec les fluides caloporteurs classiques, mais également d'utiliser le même matériau comme milieu de stockage, sans contrainte de pressurisation ou de limites basses de températures. De plus, en fonction du matériau sélectionné, la non-toxicité ainsi qu'un faible coût sont d'autres points forts liés à ce concept. Dans ce contexte, plusieurs types de récepteurs solaires à bases de particules sont actuellement à l'étude, et sont détaillés précisément dans [40]. On distingue en particulier trois principaux concepts de récepteurs solaires à particules, actuellement à l'étude à l'échelle prototype [41].

Le premier est le récepteur solaire à rideaux tombants de particules, développé par le laboratoire Sandia (USA) [42,43]. Dans ce dispositif, les particules chutent en étant exposées directement au flux solaire concentré (Figure 12a). Cette exposition directe permet de travailler avec de fortes densités de flux solaire concentré (environ  $700 \text{ kW/m}^2$ ). Les rendements thermiques et températures des particules en sortie de récepteur mesurés sont respectivement d'environ 70 % et plus de  $700 \text{ }^\circ\text{C}$ . Cependant, plusieurs problèmes apparaissent, comme la perte de particules par envolement vers l'extérieur et la difficulté de maintenir l'épaisseur du rideau de particules pendant sa chute.

Le second est le récepteur solaire centrifuge, développé par le laboratoire DLR (Allemagne) [44,45]. Les particules s'écoulent dans un cylindre tournant sur lui-même à vitesse variable afin de contrôler le débit d'écoulement des particules en fonction du flux solaire imposé, à la manière d'une bétonnière (Figure 12b). Des températures des particules supérieures à  $900 \text{ }^\circ\text{C}$  ont été obtenues, ce qui en fait un système prometteur. En revanche, il est limité en termes de dimensions par la mise en mouvement du récepteur complet, le contrôle de l'écoulement de particules et la création d'une couche limite stable de particules en paroi. Ces points limitent la puissance thermique du récepteur à quelques  $\text{MW}_{\text{th}}$ .

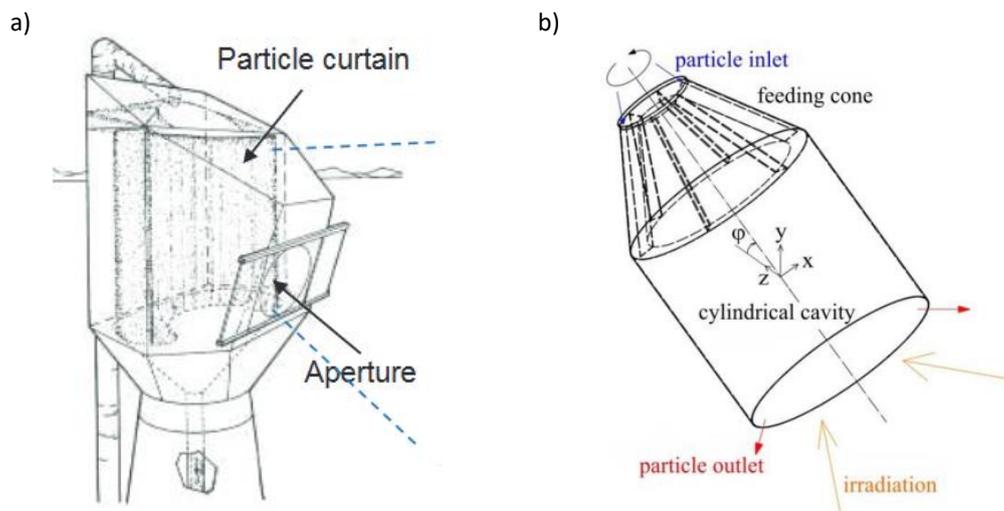


Figure 12 : Schémas de fonctionnement des récepteurs solaires à particules à rideaux tombants [42] (a) et centrifuge [44] (b).

Le troisième concept est le récepteur solaire à particules fluidisées dans des tubes, développé par le laboratoire PROMES (France) [1]. Dans ce système, les particules sont fluidisées dans un bac d'alimentation nourrice, aussi appelé « *dispenser* », et circulent verticalement dans des tubes métalliques grâce à la combinaison d'une différence de pression et d'une injection secondaire d'air en bas des tubes (Figure 13). L'absorption du rayonnement par les particules se fait donc indirectement. Les inconvénients principaux de ce système sont les différents régimes de fluidisation qui peuvent apparaître en fonction des conditions opératoires – modifiant considérablement l'efficacité et la capacité de contrôle du récepteur – ainsi que la température limite de paroi due aux matériaux constituant les tubes (qui limite le flux solaire concentré acceptable). Toutefois, ce concept a l'avantage d'être similaire aux récepteurs solaires tubulaires connus (notamment ceux à sels fondus), ce qui n'implique donc pas une toute nouvelle conception du système global. De plus, l'injection d'air secondaire en bas des tubes récepteurs permet de contrôler les régimes de fluidisation dans ces derniers, et ainsi de contrôler les performances du système. Suite à de précédentes campagnes expérimentales, des coefficients de transferts de chaleur paroi-particules d'environ  $800 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$  et des températures des particules en sortie de récepteur d'environ  $750 \text{ °C}$  ont été obtenus, prouvant son intérêt [46,47]. Des calculs ont été réalisés pour une utilisation de cette technologie à échelle industrielle, appliquée à une centrale à tour. Les résultats ont montré que le LCOE (« *Levelized Cost Of Energy* ») de la centrale totale, c'est-à-dire le coût de production de l'électricité, peut être réduit de 10 à 20 % par rapport aux centrales à tour existantes (fonctionnant typiquement avec des sels fondus) [48,49]. Cette thèse est basée sur l'utilisation du concept de récepteur à particules fluidisées, dont l'historique des études est présenté en section suivante.

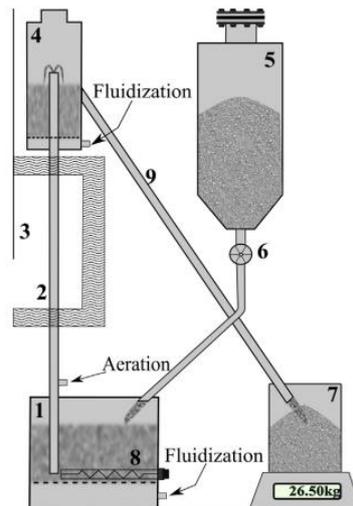


Figure 13 : Schéma de fonctionnement du récepteur solaire à particules fluidisées dans des tubes [46].

### 1.2.6. Historique des études menées sur le concept de récepteur solaires à particules fluidisées en circulation ascendante

Le concept de récepteur solaire à particules fluidisées dans des tubes est étudié depuis les années 2010, dans différentes configurations. Les conditions expérimentales des études associées sont regroupées dans le [Tableau 2](#).

En premier lieu, des particules en carbure de silicium (SiC) de  $63,9 \mu\text{m}$  de diamètre moyen ont été sélectionnées grâce à leurs bonnes propriétés thermophysiques. Les premières expériences, réalisées sur une plage de paramètres de contrôle réduite (vitesses d'air, débits de particules, densités de flux solaire incident et températures de sortie des particules), ont permis de prouver l'intérêt du concept avec un seul tube récepteur. Des températures de sortie des particules de plus de  $300 \text{ }^\circ\text{C}$  et des coefficients d'échange paroi-particules allant jusqu'à  $500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ont été obtenus [47]. Par la suite, les gammes de densité de flux solaire et de débit de particules ont été étendues. Combiné avec un préchauffage des particules dans le dispenser, les températures de sortie des particules et les coefficients d'échange paroi-particules ont été augmentés, avec des valeurs allant jusqu'à respectivement  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $800 \pm 100 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  [46,50]. Simultanément, des expériences ont été menées à température ambiante, avec deux tubes afin de comprendre les interactions entre les tubes ainsi que la réponse dynamique du système suite à des changements des paramètres de contrôle [51,52]. Cela a également mené à une étude de stabilité de la suspension gaz-particules, concluant qu'un débit d'aération correspondant à une vitesse d'air d'au moins cinq fois la vitesse minimale de fluidisation des particules était nécessaire. Des notions élémentaires liées à la fluidisation – telles que la vitesse minimale de fluidisation – sont présentées dans la [Section 1.3](#) de cet état de l'art. Parallèlement à ces travaux expérimentaux, des simulations numériques ont été réalisées, démontrant une recirculation des particules en paroi des tubes absorbeurs [53].

Afin d'étendre le concept à une échelle plus importante, un récepteur solaire constitué de 16 tubes au sein d'une cavité a été construit dans le cadre du projet Européen CSP2 [54], pour une puissance thermique de récepteur de  $150 \text{ kW}_{\text{th}}$  [55]. La densité de flux solaire incident sur chaque tube n'étant pas homogène, les températures de sortie des particules ne l'étaient pas non plus. Aussi, bien

qu'une température maximum de 700 °C ait été mesurée en sortie d'un tube pour un préchauffage des particules à 180 °C dans le dispenser, la température en sortie du récepteur solaire complet – c'est-à-dire la moyenne sur tous les tubes – n'était que de 500 °C. Ceci démontre l'importance du contrôle de la distribution de flux solaire incident sur les tubes de l'absorbeur. Des rendements thermiques de récepteur – le rapport entre la puissance absorbée par les particules et la puissance solaire incidente – supérieurs à 80 % ont été mesurés, montrant l'intérêt d'une cavité pour limiter les pertes thermiques.

Le projet Européen Next-CSP a été mis en place ensuite [56,57]. Dans le cadre de ce projet, plusieurs matériaux ont été évalués pour servir de phase solide dans le récepteur, dont le carbure de silicium, la cristobalite ou encore l'olivine. Cette évaluation a été faite sur la base d'une demi-douzaine de critères, incluant les propriétés thermophysiques des matériaux, mais également leurs coûts et leur toxicité, et a mené à la sélection de l'olivine [58]. L'étude expérimentale a été menée avec de l'olivine, de 61 µm de diamètre moyen [59,60]. Dans cette étude avec un tube récepteur, les gammes de débit de particules, de vitesse d'air et de densité de flux solaire ont été augmentées par rapport aux campagnes expérimentales précédentes. Des températures de particules en sortie du tube allant jusqu'à 400 °C ont été mesurées sans préchauffage, avec un rendement thermique maximum d'environ 75 %. Des coefficients d'échanges paroi-particules atteignant  $1200 \pm 400 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ont été obtenus, notamment grâce à l'ajout d'ailettes dans le tube. A ce jour, il n'y pas eu d'autre étude expérimentale sur le concept de récepteur solaire à particules fluidisées en utilisant des particules d'olivine.

Il est connu que différents régimes de fluidisation peuvent apparaître dans les tubes en fonction des conditions opératoires. Bien que les conditions d'apparition des régimes de fluidisation dans des lits fluidisés gaz-particules soient connues depuis de nombreuses années, le système utilisé est ici différent de ce qui est communément étudié, en particulier à cause de la mise en circulation des particules. En effet, cette dernière est provoquée par une combinaison d'une surpression dans le dispenser et d'une injection secondaire d'air en bas des tubes, qui correspond à une vitesse de l'ordre de la dizaine de cm/s. En revanche, dans les systèmes classiques, l'écoulement des particules est généralement dû uniquement à une forte vitesse d'air, de l'ordre de la dizaine de m/s. Par ailleurs, le rapport hauteur/diamètre des tubes dans les systèmes fluidisés classiques est généralement autour de 10 [61], tandis qu'il se situe plutôt autour de 50 et plus sur le concept de récepteur étudié. Suite à ces différences, rien ne garantit que les mêmes régimes apparaissent avec les mêmes caractéristiques, ni que leurs conditions d'apparition soient identiques à ce qui est connu.

Pour compenser ce manque d'informations, des études supplémentaires ont été menées afin de comprendre les transitions entre les régimes de fluidisation [62,63]. Expériences et simulations numériques à température ambiante ont été réalisées avec de la cristobalite de 55 µm de diamètre moyen comme matériau pour les particules. Des tubes de 2 puis 4 m de hauteur ont été utilisées. Ces études ont permis de comprendre que dans les gammes de vitesses d'air testées, des bulles coalesçaient en pistons de paroi autour de 1 m de hauteur, ces derniers étant indésirables du point de vue du transfert de chaleur [64,65]. Suite à cela, la hauteur du tube a été étendue à 6,6 m, permettant d'identifier une transition supplémentaire vers des pistons axisymétriques autour de 1,5 m [66]. Seuls des pistons ont été identifiés ici, mais l'insertion de petits tubes à l'intérieur du tube principal permet de casser ces deniers, et ainsi d'augmenter le transfert de chaleur. Cependant, un tel système dans un récepteur à échelle industrielle constitué de plusieurs centaines de tubes devient vite coûteux et sa durée de vie est questionnable. Une autre manière d'augmenter les performances du système serait d'augmenter encore les gammes de vitesses d'air afin de se placer dans un régime de fluidisation turbulente, associé à un meilleur transfert de chaleur que les régimes de pistonnage [67]. Pour mieux

comprendre cet intérêt, la prochaine section présente le phénomène de fluidisation de manière générale.

Tableau 2 : Comparaison des précédentes études liées au concept de récepteur solaire à particules fluidisées.

Référence	Particules / Diamètre moyen ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre Interne du Tube (mm)	Hauteur du Tube (m)	Hauteur Irradiée (m)	Vitesse Superficielle d'Air (m/s)	Flux Massique de Particules ( $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ )	Densité de Flux Solaire Incident ( $\text{kW}/\text{m}^2$ )	Température des Particules ( $^{\circ}\text{C}$ )	Coefficient de Transfert de Chaleur ( $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ )	Commentaires
Flamant et al. (2013) [47]	SiC / 63,9	36	1	0.5	0,011 – 0,109	7,4 – 24,6	200 - 245	300	100 – 500	Un tube, preuve du concept
Benoit et al. (2015) [46]	SiC / 63,9	36	1	0.5	0,021 – 0,042	10,2 – 45,1	213 - 393	723	400 – 1100	Un tube, extension des gammes de paramètres, recirculation des particules
Boissière et al. (2015) [51]	SiC / 63,9	34	2,16	0	0,01 – 0,06	6 – 40	0	Ambiante	N.A.	Température ambiante, deux tubes, preuve d'une aération minimale pour la stabilité
Perez Lopez et al. (2016) [55]	SiC / 63,9	29,7	2,27	1	0,09	17 – 44	1000 - 1800	700	N.A.	16 tubes dans une cavité, preuve du concept à plus grande échelle
Benoit et al. (2018) [53]	SiC / 63,9	34	2,06	0,5	0,027 – 0,054	10 – 45	107 – 190	800	N.A.	Simulations un tube, bonne correspondance avec les données de [46], mise en évidence de la recirculation
Le Gal et al. (2019) [59]	Olivine / 61	46	2,5	1	0,03 – 0,11	20 – 110	236 - 485	400	800 – 1400	Un tube à ailettes, changement de particules
Kong et al. (2019) [62]	Cristobalite / 55	50	2	0	0,04 – 0,30	N.A.	0	Ambiante	N.A.	Simulations un tube, sans dispenser et à température ambiante, transition bullage vers pistonage de paroi
Sabatier et al. (2020) [63]	Cristobalite / 55	50	4	0	0,02 – 0,22	N.A.	0	Ambiante	N.A.	Simulations un tube, sans dispenser et à température ambiante, transition bullage vers pistonage de paroi puis axisymétrique
Deng et al. (2021) [66]	Cristobalite / 55	50	6,6	0	0,11 – 0,22	56 – 175	0	Ambiante	N.A.	Simulations un tube haut, à température ambiante, transition bullage/pistonage de paroi et axisymétrique, pistons cassés par des « BRP »

## 1.3. La fluidisation de particules : généralités

Comme évoqué dans la section précédente, le système étudié ici nécessite la fluidisation des particules. Cette section présente les concepts généraux liés au domaine de la fluidisation.

### 1.3.1. La fluidisation

Le phénomène de fluidisation est la mise en suspension de particules solides par un fluide. Dans la nature, il peut être rencontré dans les avalanches, ou encore dans des processus de formation de roches sédimentaires. La première utilisation de la fluidisation est attribuée au chimiste allemand Fritz Winkler dans les années 1920, pour une utilisation dans la combustion du charbon [68]. La fluidisation est utilisée dans le domaine des procédés parce qu'elle permet un excellent mélange des particules et des contacts efficaces entre le fluide et le solide, qui favorisent la cinétique des réactions chimiques ainsi que les transferts thermiques et de matière. Les applications industrielles sont diverses, allant du séchage agroalimentaire à la pétrochimie en passant par la calcination du calcaire [69].

Le principe est le suivant. Soit un lit fixe de particules solides, sous forme de poudre, placé dans une colonne verticale dans lequel un fluide est injecté de manière homogène à sa base. A partir d'une certaine vitesse d'injection, la force exercée par le fluide en mouvement compense le poids des particules, qui acquièrent alors certaines propriétés d'un fluide. Parmi ces propriétés, on note par exemple la présence de bulles lorsque le fluide est un gaz, une viscosité effective, ou encore le fait que la surface du lit fluidisé reste horizontale même si la colonne est inclinée. Ces propriétés d'un « quasi-fluide » rendent possible la circulation du mélange diphasique, ce qui en fait par exemple un intérêt en tant que fluide caloporteur dans un récepteur solaire.

Plusieurs régimes de fluidisation peuvent apparaître en fonction : (i) de la vitesse du fluide injecté en bas de la colonne, (ii) du type de particules, et (iii) de la nature du fluide (liquide ou gaz), comme illustré sur la [Figure 14](#). Ces régimes sont détaillés plus loin. Dans un récepteur solaire, le fluide de travail est un gaz, généralement de l'air. Nous nous concentrons donc sur cette configuration pour la suite.

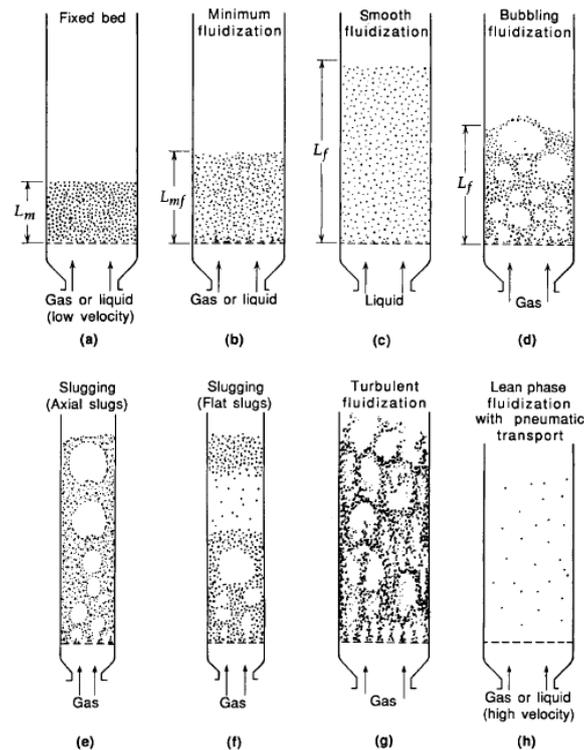


Figure 14 : Représentation des différents régimes de fluidisation ascendants dans une colonne [70].

## 1.3.2. Caractérisation des poudres

Les propriétés de fluidisation dépendent notamment des types de particules utilisées et de leurs caractéristiques, qui font l'objet de cette section.

### 1.3.2.1. Diamètres et distributions

De manière générale, les particules qui constituent la phase solide ne sont jamais toutes de la même forme ni de la même taille, mais présentes sous forme de distributions. Ainsi, dans un échantillon de  $N_p$  particules, chaque diamètre de particules  $d_p$  est associé à une probabilité de présence massique  $m_i$  [71,72]. On peut représenter ces distributions de présence de deux manières : relative ou cumulée. La Figure 15 montre un exemple théorique de ces deux représentations dans le cas où la distribution des particules d'un échantillon suit une loi normale autour d'un diamètre moyen de 500  $\mu\text{m}$ . Afin de les caractériser dans leur ensemble, il convient alors de définir d'autres représentations que le simple diamètre d'une particule sphérique. De nouvelles grandeurs sont alors définies, détaillées ci-après.

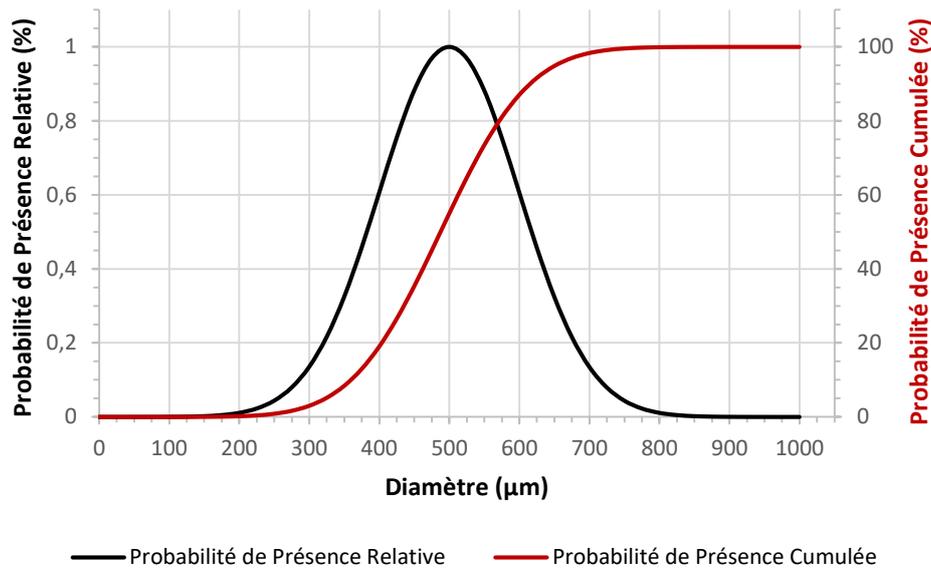


Figure 15 : Exemple de distributions de présence, relative et cumulée, d'un échantillon de particules suivant une loi normale.

- Le diamètre volumique,  $\overline{d_v}$ . Pour une particule unique, il représente le diamètre de la sphère qui a le même volume que la particule. Sur tout l'échantillon, il se calcule suivant l'Équation (1) et permet de caractériser la présence de grosses particules.

$$\overline{d_v} = \frac{\sum_i m_i d_{p,i}}{\sum_i m_i} \quad (1)$$

- Le diamètre de Sauter,  $\overline{d_{sv}}$ . Pour une particule unique, il représente le diamètre de la sphère qui a le même rapport surface/volume que la particule. Pour prendre en compte toute la distribution de l'échantillon, il se calcule suivant l'Équation (2) et permet de mettre en avant la présence de fines particules. C'est le plus utilisé en fluidisation car il permet de mieux prendre en compte les phénomènes de surface, qui gouvernent les bilans des forces ainsi que dans les transferts de chaleur.

$$\overline{d_{sv}} = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{d_{p,i}}} \quad (2)$$

- Certains travaux utilisent néanmoins le diamètre médian,  $\overline{d_{50}}$ . C'est le diamètre qui permet de séparer la distribution granulométrique cumulée en deux zones d'aires identiques. Autrement dit, cela signifie qu'il y a autant de particules plus petites que ce diamètre que de particules plus grosses.

- On peut également caractériser un échantillon par le diamètre qui correspond à la probabilité de présence maximale sur la distribution relative, appelé  $\overline{d_{max}}$ . C'est tout simplement le pic de la courbe noire sur la figure.
- La sphéricité,  $\varphi_{part}$ , est définie pour une particule unique comme le rapport entre la surface de la sphère de même volume que la particule et sa surface réelle. En effet, pour un volume équivalent, la sphère est l'entité qui possède la plus petite surface, de sorte que  $\varphi_{part} = 1$  pour une sphère parfaite et est inférieure sinon. En reprenant les définitions des diamètres caractéristiques, la sphéricité moyenne qui caractérise l'échantillon complet de particules peut également s'exprimer comme le rapport entre les diamètres  $\overline{d_{sv}}/\overline{d_v}$ .
- On définit enfin la dispersion de l'échantillon afin de quantifier l'écart entre les plus fines et les plus grosse particules,  $\sigma_{part} = (\overline{d_{90}} - \overline{d_{10}})/(2\overline{d_{50}})$ . Cette grandeur renseigne finalement sur la largeur à mi-hauteur du pic de distribution relative. Ici, de la même manière que pour le diamètre médian, les diamètres  $\overline{d_{10}}$  et  $\overline{d_{90}}$  sont les diamètres qui correspondent à respectivement 10 % et 90 % de présence des particules sur la distribution cumulée.

Pour respecter la nomenclature de la littérature scientifique associée à la fluidisation, il faudrait normalement écrire  $\overline{d_p}$  pour un diamètre moyen caractérisant tout un échantillon de particules, et  $d_p$  pour le diamètre d'une particule unique. En fluidisation, étant donné que les échantillons de particules sont forcément représentés par des distributions, on utilise généralement la notation  $d_p$  pour parler directement des diamètres moyens. Cela permet de simplifier l'écriture et d'alléger les notations.

### 1.3.2.2. La classification de Geldart

La capacité de fluidiser ou non un lit de particules dépend de l'intensité des forces à vaincre par le fluide. En effet, pour de petites particules, ce sont les forces interparticulaires de type van der Waals qui sont responsable de la cohésion de la poudre. Plus les dimensions des particules augmentent, plus la distance interparticulaire augmente également, de sorte que les forces de gravité deviennent prépondérantes. Finalement, un échantillon de particules se fluidisera plus aisément pour une taille et une densité des particules intermédiaires.

En 1973, l'ingénieur chimiste britannique Derek Geldart mit au point une classification des poudres, encore grandement utilisée aujourd'hui, qui les regroupe en quatre catégories suivant la facilité à les fluidiser. Cette propriété dépend notamment de leur densité et de leur diamètre moyen [73]. Ces catégories sont listées ci-dessous, et représentées sur la [Figure 16](#) en termes de différence de densité entre celle des particules et celle du gaz en fonction du diamètre moyen des particules.

- Classe A (« *aeratable* »). Cette classe regroupe les particules de petits diamètres (inférieurs à 100  $\mu\text{m}$  environ) et densités. Des vitesses de fluide, de l'ordre de quelques centimètres par seconde suffisent pour aisément vaincre les forces de van der Waals, non-négligeables devant la gravité. Après le seuil de fluidisation, le lit de particules subit une expansion homogène avant l'apparition des premières bulles. Les particules utilisées dans le cadre de cette thèse appartiennent à la classe A (cf. Chapitre III).
- Classe B (« *bubbling* »). Ce sont des particules de type sable, de densités et de diamètres moyens (de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$  au millimètre). Les forces de gravité deviennent ici prépondérantes. La mise en fluidisation est relativement aisée mais demande de fortes vitesses de fluide, de l'ordre du mètre par seconde.
- Classe C (« *cohesive* »). Les particules de cette classe ont de très faibles dimensions (de l'ordre du micromètre). Les forces de van der Waals sont jusqu'à dix fois supérieures aux forces de gravité, ce qui implique une forte cohésion des particules entre elles [52]. Cela rend leur fluidisation difficile. Même si la force exercée par le fluide est suffisante pour vaincre les forces interparticulaires, ce qui n'est pas toujours le cas, la forte cohésion provoque des passages préférentiels du gaz (« *channeling* »), ce qui résulte en une très mauvaise fluidisation. Pour vaincre ces phénomènes et rendre la fluidisation possible, il faut intégrer des actions qui vont briser les forces interparticulaires tels que l'utilisation de vibrations, mécaniques ou soniques. Ces mécanismes sont difficilement intégrables dans le cas d'un récepteur solaire.
- Classe D (« *readily spoutable* »). Les particules de cette classe ont des gros diamètres (supérieurs au mm) et des densités élevées. La fluidisation est très difficile à mettre en place car elle nécessite de très fortes vitesses de gaz. L'agitation de ce type de particules est généralement réalisée par des lits à jets.

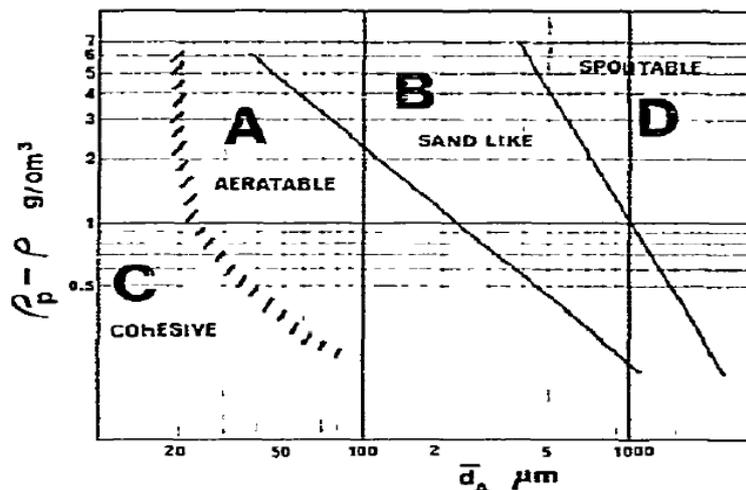


Figure 16 : Classification des poudres en quatre groupes d'après Geldart [73].

### 1.3.3. Les régimes de fluidisation

Comme il a été évoqué précédemment, plusieurs régimes de fluidisation sont possibles en fonction de la vitesse de gaz injectée dans le lit de particules. Ces régimes sont délimités par des vitesses caractéristiques, et détaillés ci-après.

#### 1.3.3.1. La vitesse minimale de fluidisation

La limite entre le lit fixe de particules et son état fluidisé est appelée le « minimum de fluidisation », et est associée à la vitesse caractéristique du gaz,  $U_{mf}$ . Cette vitesse caractéristique peut se déterminer expérimentalement ou semi-théoriquement.

Dans le cas d'un lit de particules fixe, l'ingénieur turc S. Ergün a établi en 1952 l'expression de la perte de charge subie par le gaz lors de la traversée du lit de particules,  $\Delta P_{bed}$ , à travers une hauteur  $H_{bed}$ , en fonction de sa vitesse  $U_g$  [74]. Cette relation de perte de charge est exprimée par l'Équation (3). Elle s'obtient par un bilan énergétique, en sommant un terme de perte d'énergie visqueuse et un terme de perte d'énergie cinétique. La vitesse du fluide étant relativement faible dans le cas de la fluidisation, le second terme de l'équation devient négligeable devant le premier, sauf pour les grosses particules. Dans l'Équation (3),  $\varepsilon$  est la porosité, qui représente la proportion de volume occupée par le fluide dans un volume de lit. De plus,  $\mu_g$  et  $\rho_g$  sont respectivement la viscosité et la masse volumique du fluide, tandis que  $d_p$  et  $\varphi$  caractérisent l'échantillon de particules solides à travers leur diamètre moyen et leur sphéricité.

$$\left. \frac{\Delta P_{bed}}{H_{bed}} \right|_{fixe} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_g}{\varphi^2 d_p^2} U_g + 1,75 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g}{\varphi d_p} U_g^2 \quad (3)$$

Lorsque les particules sont fluidisées, la perte de charge subie par le fluide lors de la traversée du lit s'exprime grâce à l'Équation (4), avec  $\rho_p$  la masse volumique des particules. Cette relation s'obtient en considérant que la chute de pression doit compenser la pression exercée par la masse apparente des particules, c'est-à-dire la résultante des forces qui s'y exercent par unité de surface : poids et poussée d'Archimède [64]. Ainsi, contrairement au cas du lit fixe, la perte de charge ne dépend plus de la vitesse du fluide dans le cas du lit fluidisé.

$$\left. \frac{\Delta P_{bed}}{H_{bed}} \right|_{fluidisé} = (1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_g)g \quad (4)$$

Le minimum de fluidisation est le point de raccordement entre ces deux régimes. Il peut se déterminer graphiquement par le point d'intersection des courbes de lit fixe et de lit fluidisé, comme illustré par la [Figure 17](#). Mathématiquement, cela se produit en égalisant les équations (3) et (4), lorsque  $U_g = U_{mf}$ . On obtient alors une équation polynomiale sur la vitesse minimale de fluidisation, qui se résout en connaissant les caractéristiques du fluide et de la poudre (Équation (5)).

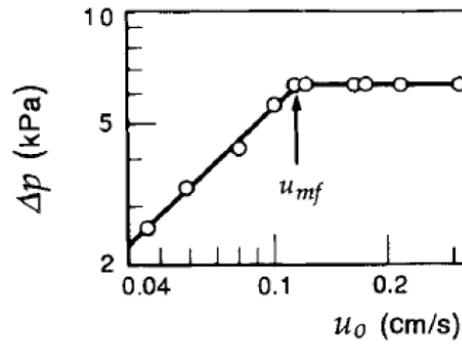


Figure 17 : Illustration de la vitesse minimum de fluidisation des particules avec un exemple de l'évolution de la perte de charge subie par un gaz à travers un lit de particules en fonction de sa vitesse superficielle [75].

$$150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_g}{\varphi^2 d_p^2} U_{mf} + 1,75 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g}{\varphi d_p} U_{mf}^2 = (1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_g)g \quad (5)$$

Pour pouvoir comparer différents systèmes entre eux, des nombres adimensionnels sont utilisés. Le nombre de Reynolds compare les forces d'inertie et les forces visqueuses exercées sur un fluide en mouvement. En fluidisation, on parle de nombre de Reynolds particulaire. Ce dernier fait intervenir le diamètre moyen des particules comme longueur caractéristique (au lieu du diamètre de la colonne traditionnellement). Adapté dans ce cas au minimum de fluidisation, il s'écrit  $Re_{mf}$  et sa formulation est donnée par l'Équation (6). Le nombre d'Archimède,  $Ar$ , est le rapport des forces de gravité par les forces visqueuses. Il s'exprime suivant l'Équation (7).

$$Re_{mf} = \frac{\rho_g U_{mf} d_p}{\mu_g} \quad (6)$$

$$Ar = \frac{\rho_g (\rho_p - \rho_g) g d_p^3}{\mu_g^2} \quad (7)$$

A partir des nombres adimensionnels précédemment introduits, l'Équation (5) peut être réécrite sous une forme  $Ar = aRe_{mf} + bRe_{mf}^2$ , avec  $a$  et  $b$  des coefficients qui dépendent des propriétés du fluide et des particules. Ces dernières dépendent du diamètre des particules et de leur sphéricité, qui ne sont jamais parfaitement homogènes sur un échantillon mais présentes sous forme de distribution. Ainsi, en fonction des poudres, cette équation théorique ne fonctionne pas parfaitement. Pour pallier cela, plusieurs corrélations expérimentales ont été établies dans la littérature, afin d'exprimer le minimum de fluidisation d'une poudre.

La corrélation couramment utilisée pour des particules fluidisées avec du gaz est celle de Wu et Baeyens [76]. Elle a été obtenue en comparant plusieurs corrélations différentes de la littérature et en ajoutant des données expérimentales propres aux auteurs. Les propriétés des poudres comparées

varient avec des nombres d'Archimède compris entre  $2 \cdot 10^1$  et  $3 \cdot 10^5$ , et des nombres de Reynolds au minimum de fluidisation compris entre  $10^{-2}$  et  $2 \cdot 10^2$ . De plus, la température des particules a été prise en compte jusqu'à 500 °C, en adaptant en conséquence les propriétés du gaz dans les calculs. Mise sous la forme évoquée plus haut et décrite par l'Équation (8), cette corrélation est associée à un coefficient de détermination ( $R^2$ ) de 82 %.

$$Ar = 1629Re_{mf} + 26,4Re_{mf}^2 \quad (8)$$

### 1.3.3.2. Le régime de bullage

A partir d'une certaine vitesse de gaz, des bulles se forment au sein du lit fluidisé. Ces bulles remontent le long de la colonne et coalescent de la même manière que dans un liquide, diminuant ainsi leur surface. La vitesse minimale de bullage,  $U_{mb}$ , est définie comme la vitesse de gaz à partir de laquelle la première bulle explose en surface du lit fluidisé [77]. Pour des particules de classe B, les vitesses  $U_{mf}$  et  $U_{mb}$  sont égales, tandis que pour les particules de classe A,  $U_{mb}$  est supérieure à  $U_{mf}$  [33]. Entre ces deux vitesses caractéristiques, le lit fluidisé est en régime de fluidisation homogène (cf. Figure 14b), et pour des vitesses de gaz supérieures à  $U_{mb}$ , il est en régime de bulles libres (cf. Figure 14d). Une corrélation régulièrement utilisée pour des particules de classe A et B est présentée par l'Équation (9) [77]. Dans cette équation, le coefficient  $F_{45}$  est la fraction de particules de diamètre inférieur à 45  $\mu\text{m}$ . Ce paramètre permet de prendre en compte l'effet des particules fines sur l'apparition du régime de bullage.

$$U_{mb} = 2,07e^{(0,716F_{45})} \frac{d_{sv}\rho_g^{0,06}}{\mu_g^{0,347}} \quad (9)$$

Contrairement au régime de fluidisation homogène (dans le cas de particules de classe A), les bulles montantes le long de la colonne entraînent des particules dans leur sillage, et ces dernières retombent lorsque la bulle explose à la surface du lit, comme illustré sur la Figure 18. Ce mouvement des particules au sein-même du lit fluidisé implique un bon renouvellement des particules, et par conséquent une bonne homogénéité de la température. C'est pour cette raison que la plupart des procédés utilisant un lit fluidisé opèrent dans ce régime.

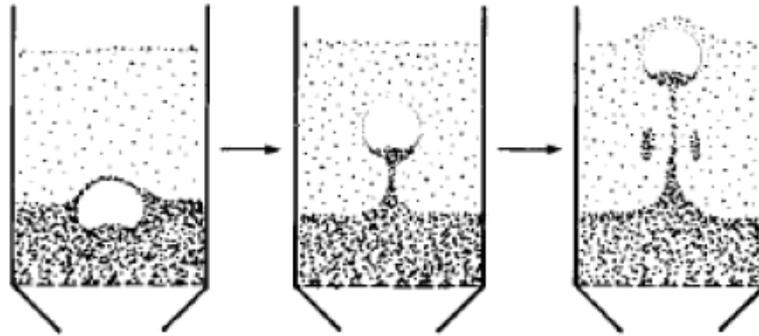


Figure 18 : Représentation du trajet d'une bulle et de son sillage dans un lit fluidisé [78].

L'étude des bulles dans un lit fluidisé (taille, forme, vitesse), est primordiale pour comprendre l'hydrodynamique des écoulements, mais également afin de pouvoir les modéliser. Pour simplifier la mise en équations, la forme de bulle retenue est généralement celle d'une sphère, de sorte que son diamètre équivalent  $D_b$  peut être relié à son volume réel  $V_b$  par l'Équation (10) [79]. La vitesse de montée de la bulle dans le lit fluidisé,  $U_b$ , est donnée par l'Équation (11) en fonction de la vitesse de gaz dans le lit, de la vitesse minimale de fluidisation, et du diamètre de la bulle [80]. Ici,  $g$  est la constante d'accélération de la pesanteur.

$$V_b = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{D_b}{2}\right)^3 \quad (10)$$

$$U_b = U_g - U_{mf} + 0,71\sqrt{gD_b} \quad (11)$$

Comme il a été évoqué plus haut, les bulles coalescent sur la hauteur afin de minimiser leur surface. En effet, si l'on considère deux bulles identiques de volume  $V_b$ , qui coalescent en une bulle de volume total  $2V_b$ , alors la surface de cette bulle résultante ( $\approx 7,7V_b^{2/3}$ ) est inférieure à la somme des surfaces des deux bulles de départ ( $\approx 9,7V_b^{2/3}$ ). Cependant, les bulles ne coalescent pas indéfiniment. Elles se divisent lorsque les particules qui tombent au sein-même de la bulle atteignent la base de la bulle avant d'en être éjectées [81]. Cette scission est schématisée sur la Figure 19. L'équilibre entre coalescence et division mène à une taille maximale de bulle stable, notée  $D_{b,m}$ .



Figure 19 : Représentation de la division d'une bulle dans un lit fluidisé [81].

Pour des particules de classe B, Mori & Wen ont développé une corrélation pour exprimer l'évolution de la taille des bulles en fonction de la hauteur dans un lit fluidisé, exprimée par l'Équation (12) [82]. Dans cette équation,  $z$  est la hauteur et  $D_t$  est le diamètre interne de la colonne. Les auteurs proposent une explication pour calculer directement le diamètre maximal de bulle stable  $D_{b,m}$  en fonction de la vitesse du gaz et de la section de la colonne  $S_t$  (Équation (13)). De la même manière, ils proposent une corrélation pour calculer le diamètre initial des bulles en sortie du distributeur,  $D_{b,0}$ . Si le distributeur est perforé avec  $n_p$  orifices, le diamètre est donné par l'Équation (14), tandis que si c'est un distributeur poreux, alors il faut utiliser l'Équation (15).

$$\frac{D_{b,m} - D_b(z)}{D_{b,m} - D_{b,0}} = e^{-\frac{0,3z}{D_t}} \quad (12)$$

$$D_{b,m} = 0,652 \left( S_t (U_g - U_{mf}) \right)^{0,4} \quad (13)$$

$$D_{b,0} = \begin{cases} 0,347 \left( \frac{S_t (U_g - U_{mf})}{n_p} \right)^{0,4} & (14) \\ 0,00376 (U_g - U_{mf})^2 & (15) \end{cases}$$

### 1.3.3.3. Le régime de pistonage

Lorsque le diamètre équivalent de la bulle devient supérieur à environ 60 % du diamètre de la colonne, les bulles sont impactées par les effets de confinement et se transforment en pistons [81]. A cause de la coalescence des bulles, ce phénomène se produit facilement dans les colonnes de grands rapports hauteur/diamètre. En général, les pistons ne sont pas désirés en applications industrielles car leur fort volume et faible vitesse diminue le mélange des particules, ainsi que l'homogénéité de la température au sein du lit fluidisé.

Plusieurs sortes de pistons se différencient, comme illustré sur la [Figure 20](#). Le premier à se former est généralement le piston de paroi ([Figure 20a](#)). Aussi appelé piston asymétrique, il est présent pour les particules de classe A et se déplace le long des parois de la colonne. Ensuite, le piston axisymétrique ([Figure 20b](#)), qui ne touche pas les parois de la colonne et se déplace en son centre. Enfin, le piston complet ([Figure 20c](#)), qui occupe toute la section de la colonne et bloque complètement l'écoulement des particules. Une corrélation a été établie pour estimer la vitesse minimale à partir de laquelle se produit le pistonage,  $U_{ms}$ , et est donnée par l'Équation (16) [83]. La conséquence de la formation des pistons est une réduction du mélange des particules, due à la présence d'importante poches de gaz. Sous conditions de chauffage, ce régime est également associé à une diminution des échanges de chaleur au sein du lit fluidisé.

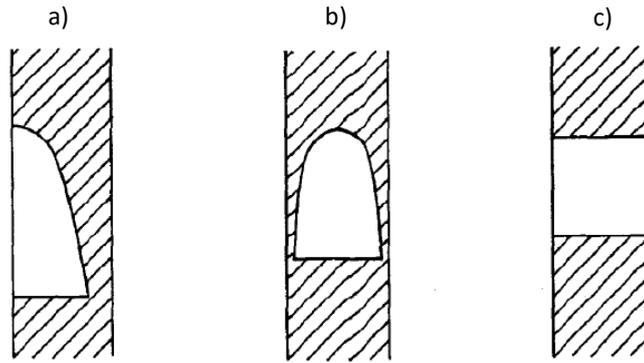


Figure 20 : Représentation des différents types de pistons dans un lit fluidisé [81].

$$U_{ms} = U_{mf} + 0,07\sqrt{gD_t} \quad (16)$$

Dans un lit fluidisé en régime de pistonage, la vitesse de montée d'un piston isolé,  $U_s$ , est donnée par les Équations (17) et (18) en fonction de la nature du piston [84]. Dans ces équations, les coefficients 0,35 et 0,7 ont été déterminés sur la base de modèles et d'expériences. Toutefois, ces valeurs peuvent varier en fonction des auteurs. Par exemple, Grace stipule que ce coefficient vaut plutôt 0,49 dans le cas de pistons de paroi [85]. Bien que ces corrélations soient à prendre avec précautions, elles permettent d'estimer l'ordre de grandeur des vitesses de déplacement.

$$U_{s,paroi} = U_g - U_{mf} + 0,7\sqrt{gD_t} \quad (17)$$

$$U_{s,axisymétrique} = U_g - U_{mf} + 0,35\sqrt{gD_t} \quad (18)$$

#### 1.3.3.4. Le régime de fluidisation turbulente

Lorsque la vitesse du gaz dépasse un certain seuil, la coalescence des bulles finit par être totalement compensée par leur scission [67,86]. Des structures de gaz désordonnées apparaissent, comme on peut le voir sur la Figure 14g, de sorte que la surface du lit fluidisé est moins bien définie.

Dans un lit fluidisé, la présence de structures de gaz est responsable des fluctuations de pression qui peuvent y être mesurées, ces dernières s'intensifiant avec la vitesse du gaz. Lorsque le régime de fluidisation turbulente apparaît, les structures de gaz deviennent désordonnées, et leur taille moyenne diminue. Ce phénomène se matérialise sur le signal de pression mesurée par une diminution de l'amplitude des fluctuations. Ainsi, on détermine classiquement la vitesse minimale de fluidisation turbulente, notée  $U_t$ , comme la vitesse à partir de laquelle l'amplitude des fluctuations de pression décroît [67]. Ce comportement est illustré sur la Figure 21.

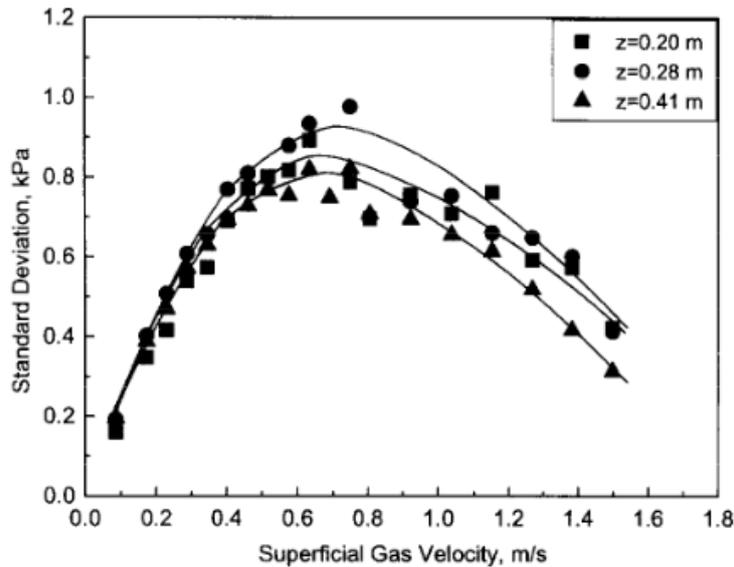


Figure 21 : Exemple d'évolution des fluctuations de pression en fonction de la vitesse de gaz, pour plusieurs hauteurs, le maximum indiquant la transition vers le régime de fluidisation turbulente [87].

Plusieurs corrélations ont été développées afin de prédire  $U_t$ , la plupart étant basées sur une modélisation des fluctuations de pression. Grace et Bi [88] proposent l'explication suivante. Lorsqu'une bulle se déplace dans la région turbulente du sillage d'une bulle, de taille stable maximum ( $D_{b,m}$ ), on peut imaginer que cette bulle se sépare en plusieurs bulles plus petites. A mesure que la division des bulles augmente, elle engendre la division des autres bulles, de sorte que le phénomène devient dominant et que tout l'écoulement devient turbulent, induisant de fortes fluctuations de pression. Une des corrélations les plus utilisées, en partie à cause de sa simplicité d'utilisation, est donnée par l'Équation (19) [88].

$$Re_t = \frac{\rho_g U_t d_p}{\mu_g} = 1,21 Ar^{0,45} \quad (19)$$

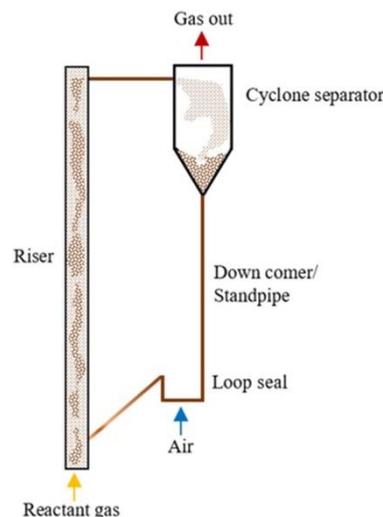
Dans beaucoup d'études scientifiques sur la fluidisation turbulente, on trouve la vitesse minimale nommée  $U_c$ , avec la lettre « c » faisant référence au « *choking* ». En français, ce terme signifie littéralement « étouffement, ou saturation ». Pour un fluide monophasique classique, ce phénomène limite apparaît lorsque la vitesse d'écoulement ne peut plus augmenter malgré une diminution de section. Autrement dit, lorsque la vitesse du son est atteinte. Dans le cas d'un liquide en particulier (monophasique), une autre définition possible du *choking* est l'apparition de bulles liées à la diminution de pression par une diminution de section, causant un phénomène de cavitation. Nous voyons déjà apparaître des ambiguïtés dans le cas d'un écoulement monophasique classique. Comme discuté par [89] dans le cas d'écoulements diphasiques, il existe dans ce domaine aussi plusieurs vitesses de *choking*, introduites avec différentes définitions. Par exemple, certains auteurs évoquent ce phénomène pour décrire le début du régime de fluidisation turbulente, d'autres, pour en décrire la fin. Aussi, pour éviter toute confusion, nous préférons définir la vitesse minimale de fluidisation turbulente avec la lettre « t ».

En conditions de chauffage pariétal, le très fort mélange des particules induit par le régime de fluidisation turbulente est associé à un fort transfert de chaleur entre les particules et les parois de la colonne [67].

### 1.3.3.5. Le régime de fluidisation rapide et les lits fluidisés circulants

Lorsque la vitesse du gaz excède la vitesse terminale de chute libre d'une particule isolée (également appelée vitesse de transport)  $v_t$ , ou plusieurs fois cette vitesse limite dans le cas de petites particules (groupe A), le régime de fluidisation rapide peut apparaître [90]. Dans ce régime, le lit fluidisé est séparé en deux zones : une zone relativement dense en particules, en bas de la colonne, et une zone plus diluée sur la hauteur. Cette séparation est due à la distribution en taille des particules. En effet, les particules les plus grosses – donc les plus lourdes – sont emmagasinées dans la zone dense, tandis que la vitesse de gaz est suffisamment importante pour éjecter les particules les plus fines dans la zone diluée [91]. Des particules sont ainsi entraînées hors de la colonne sous forme de clusters, ou d'amas de particules [85]. Si la colonne n'est pas alimentée en particules, alors le lit se vide continuellement, ce qui s'identifie facilement par une diminution brute de l'évolution de la perte de charge à travers le lit [67].

La plupart des systèmes industriels nécessitant une circulation des particules travaillent dans ce régime de fluidisation, avec un système de recirculation permettant de réinjecter la poudre éjectée à l'entrée de la colonne, comme illustré sur la [Figure 22](#). On parle alors de lits fluidisés circulants (CFB, pour « *Circulating Fluidized Beds* », ou « *risers* ») [92–94]. Ces systèmes utilisent uniquement des très fortes vitesses de gaz pour mettre les particules en circulation, de l'ordre du m/s voire de la dizaine de m/s, ce qui est différent du concept utilisé dans la présente thèse (cf. [Chapitre III](#)).



**Figure 22** : Exemple d'un système fonctionnant en lit fluidisé circulant, avec réinjection des particules éjectées dans le tube principal [92].

La vitesse de transport,  $v_t$ , peut être considérée comme la limite atteinte par une particule sphérique isolée sous l'influence de la gravité et du frottement du gaz à sa périphérie. Elle peut ainsi

être calculée par un bilan des forces [95]. Des méthodes de détermination empiriques et semi-théoriques existent, mais elles demandent plusieurs approximations successives et sont relativement fastidieuses. Notons  $U_k$  la vitesse de gaz qui déclenche le régime de fluidisation rapide. Pour les particules de classe D, ce régime apparaît lorsque  $U_k = v_t$ , tandis que pour les particules de classe A et B, la limite est plusieurs fois supérieure à  $v_t$ . De plus, pour les particules de classe A,  $U_k$  est très proche de la limite de fluidisation turbulente ( $U_t$ ), de sorte que le domaine du régime de fluidisation turbulente est réduit [65]. Une corrélation expérimentale pour la détermination de  $U_k$  a été développée en regroupant les données de précédentes études et est donnée par l'Équation (20) [85].

$$Re_k = \frac{\rho_g U_k d_p}{\mu_g} = 1,53 Ar^{0,5} \quad (20)$$

Un concept de lit fluidisé circulant fonctionnant en régime de fluidisation turbulente (C-TFB, pour « *Circulating-Turbulent Fluidized Bed* ») a été développé par Zhu & Zhu [96] pour combiner les avantages des lits fluidisés circulants et du régime de fluidisation turbulente des lits fluidisés classiques. Un schéma de fonctionnement est présenté en Figure 23. Cette technologie a permis d'obtenir une circulation dense de particules, avec des fractions volumiques de particules plus élevées qu'en CFB classique, et des distributions radiales et axiales uniformes, permettant ainsi d'améliorer le mélange des particules et par conséquent les transferts de chaleur locaux [97,98].

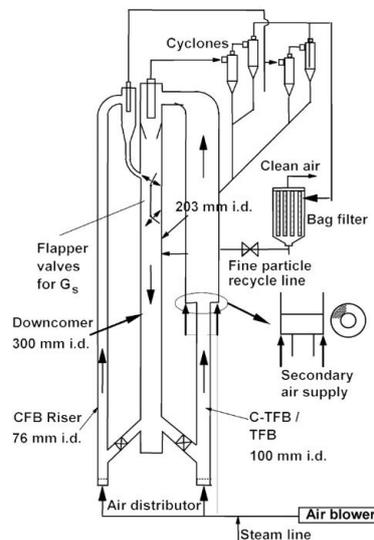


Figure 23 : Schéma de fonctionnement d'un lit fluidisé circulant en régime de fluidisation turbulente (C-TFB) [96].

### 1.3.4. Les diagrammes de régimes de fluidisation

Les lits fluidisés classiques (simples colonnes de fluidisation) et circulants (*risers*) sont très répandus dans l'industrie chimique, pétrochimique, pharmaceutique ou encore énergétique, et sont

donc étudiés depuis de nombreuses années. Plusieurs tentatives d'établissement de diagrammes regroupant les régimes de fluidisation et leurs transitions ont été publiées. Pour prendre en compte un grand nombre de systèmes différents – en termes de tailles de particules, de diamètres de colonnes, et tout autre paramètre expérimental – les diagrammes sont généralement établis avec des nombres adimensionnels : nombre de Reynolds particulaire en fonction du nombre d'Archimède. Parmi les plus utilisés, on note les diagrammes de Bi & Grace [90,99] et de Rabinovich & Kalman [65], présentés en Figure 24. Zhu & Zhu ont également développé un diagramme basé sur leur concept de C-TFB [97]. Tous ces diagrammes seront utilisés plus loin dans ce manuscrit et comparés aux études expérimentales dans les Chapitre IV et Chapitre V.

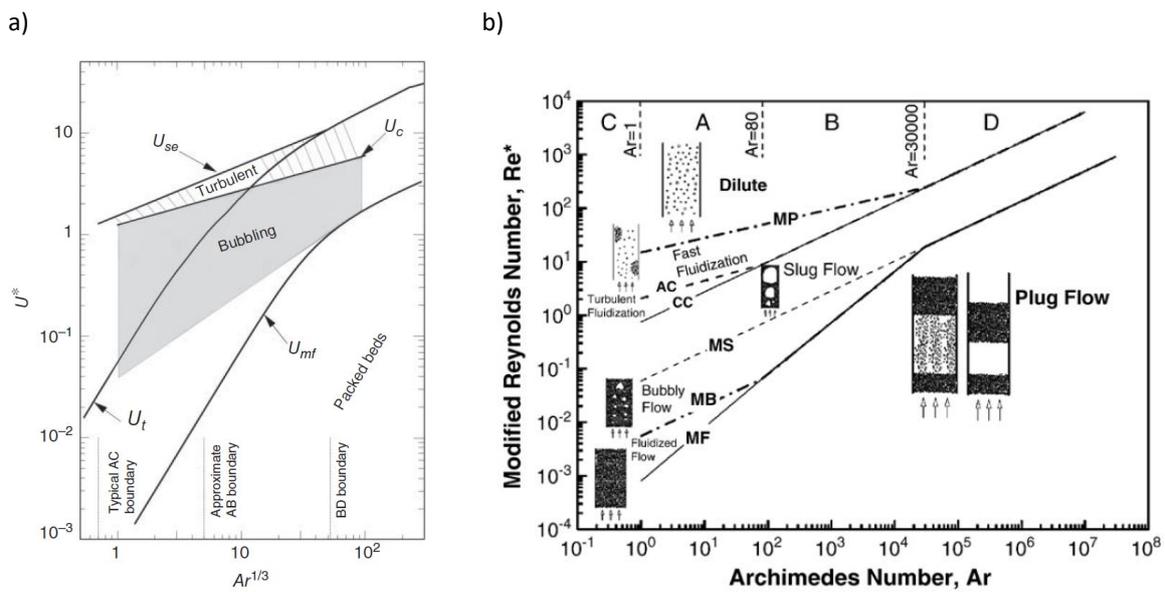


Figure 24 : Diagrammes des régimes de fluidisation a) de Bi & Grace [90,99], et b) de Rabinovich & Kalman [65].

## 1.4. L'Identification des régimes de fluidisation

L'identification des régimes de fluidisation en présence dans un système est un enjeu primordial puisque l'efficacité des systèmes industriels en dépendent. Cette section présente une liste non exhaustive de plusieurs méthodes d'identification de ces régimes, basées sur l'analyse des déplacements des structures d'air et de leurs caractéristiques (taille, vitesse).

### 1.4.1. Présentation des méthodes d'identification des régimes

Une des premières méthodes d'identification de régime simple est une identification visuelle. Des caméras à haute résolution et haute fréquence d'acquisition peuvent être utilisées afin de filmer le lit fluidisé. Par traitement d'images, il est ainsi possible de remonter à des grandeurs caractéristiques des structures de gaz telles que leur vitesse, fréquence ou forme, comme illustré sur la Figure 25, ou encore aux mouvement et à la vitesse des particules [100]. Un des inconvénients de cette méthode

réside dans l'opacité de la phase solide, limitant les observations aux phénomènes de paroi. De surcroît, cela demande un contenant transparent pour les particules, et ne peut donc pas être appliquée pour une utilisation dans le récepteur solaire étudié ici puisqu'il nécessite un récepteur opaque.

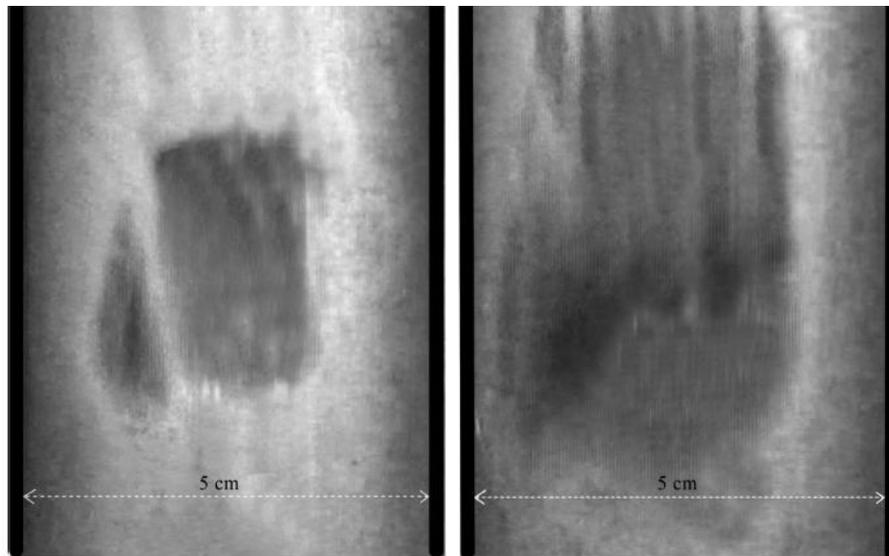


Figure 25 : Exemple d'images de pistons de paroi pour deux vitesses d'air différentes enregistrées par caméra [62].

Des mesures acoustiques sont également possibles. En effet, les collisions entre les particules ou contre les parois de la colonne, ainsi que les déplacements des structures d'air et des particules, provoquent des vibrations qui peuvent être captées et analysées avec le matériel adéquat [101]. Bien qu'ayant l'avantage d'être non-invasive du point de vue de l'écoulement des particules, les inconvénients pour appliquer cette méthode dans un récepteur solaire sont d'une part le fort bruit résiduel dû à l'ensemble du système, et d'autre part, le coût des appareils à utiliser pour leur tenue en température [102].

Certaines études ont utilisé un traçage avec de l'hélium. En injectant un débit contrôlé d'hélium dans le système et en mesurant sa proportion par rapport à l'air en sortie avec un détecteur adéquat, on peut remonter à la distribution du temps de séjour, qui est relié au temps de résidence des structures d'air [51,52]. Cette méthode a permis de relier la fraction d'hélium au débit massique de particules, avec des données moyennées sur des périodes longues de 30 min, mais pas à une identification des régimes de fluidisation.

Une méthode prometteuse est l'analyse par PEPT, pour « *Positron Emission Particle Tracking* » en anglais. Elle consiste à suivre le mouvement de particules radioactives au sein du lit fluidisé sur une longue période, par l'intermédiaire d'un détecteur adapté [103,104]. Bien que non-invasive et relativement précise, cette méthode nécessite d'enregistrer un nombre d'évènements suffisant pour pouvoir être exploitable, c'est-à-dire un temps d'acquisition total important. De plus, pour les mêmes raisons que plus haut, l'utilisation d'un détecteur extérieur ne peut pas être combinée avec une application en tant que récepteur solaire avec des tubes opaques.

Des fibres optiques peuvent également être utilisées. Le principe ici réside dans le fait que la lumière va être réfléchié différemment par les particules en mouvement et par les poches d'air. Le rayonnement reçu par la sonde et transmis jusqu'à un convertisseur lumière/tension est analysé avec des techniques de traitement du signal [67,105]. Le principal inconvénient de cette méthode est la résistance à la température des matériaux qui constituent les gaines des fibres optiques.

Enfin, des méthodes d'identification des régimes de fluidisation par mesures de pression sont couramment utilisées. Elles sont basées sur le fait que les déplacements des structures d'air provoquent des variations de pression au sein du lit fluidisé, de sorte que les signaux temporels de pression enregistrés peuvent être analysés par des méthodes de traitement du signal classique [106]. En plus d'être une méthode non-invasive du point de vue de l'écoulement de particules, un des principaux avantages est qu'elle est relativement facile et peu coûteuse à mettre en place. En outre, c'est adaptable dans le cas d'une application à un récepteur solaire. C'est pourquoi cette méthode a été sélectionnée pour la suite. En revanche, un des inconvénients majeurs est la complexité de traitement pour obtenir des résultats précis et caractéristiques des régimes de fluidisation, en particulier lorsque les temps et fréquences d'acquisitions sont limités. Ce point est discuté dans la section suivante.

### 1.4.2. L'identification par analyse de signaux de pression

Le déplacement d'une structure d'air isolée – bulle ou piston par exemple – cause une suppression à son sommet et une dépression dans son sillage [107]. Ainsi, au moment du passage de la structure devant une prise de pression, le signal correspondant présente la succession d'un pic supérieur et d'un pic inférieur. Comme les structures d'air dans un lit fluidisé sont en réalité réparties suivant des distributions en taille et en vitesse, les signaux associés présentent eux aussi des distributions de pics de différentes amplitudes et fréquences. Ceci est illustré sur la [Figure 26](#) avec un exemple de trois signaux de pression relatives enregistrés à différentes hauteurs au sein d'un lit fluidisé, avec le dispositif expérimental présenté en [Section 3.3](#). Ces signaux peuvent ainsi être analysés par des méthodes de traitement du signal classiques pour remonter aux caractéristiques des structures d'air.

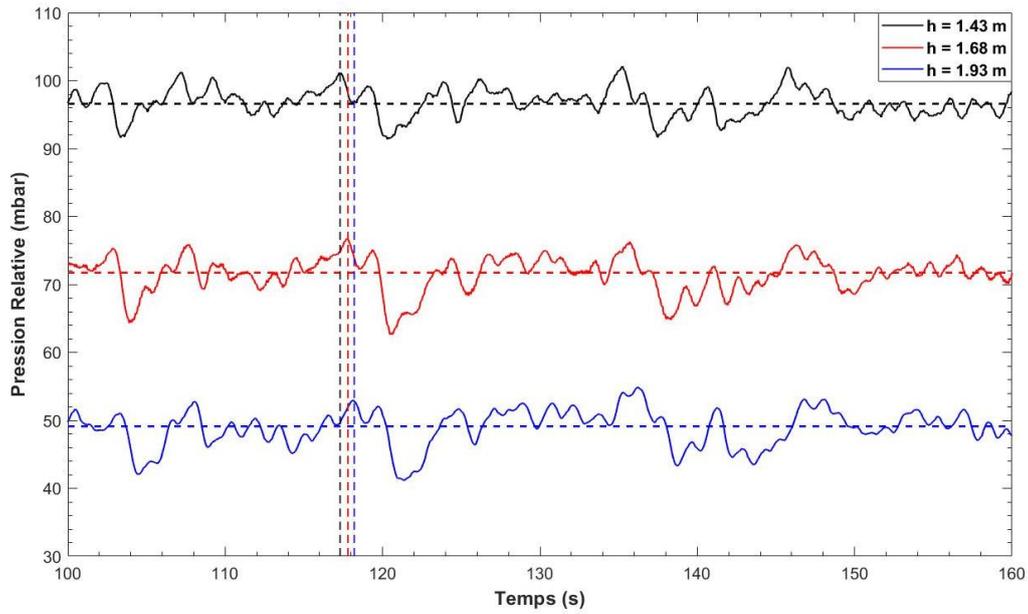


Figure 26 : Exemple de signaux temporels de pression, enregistrés à plusieurs hauteurs dans un lit fluidisé.

#### 1.4.2.1. La corrélation croisée

Sur la Figure 26, les pointillés verticaux identifient le même pic sur les trois signaux, à différents instants. Ce pic est identifié à 100 secondes à 1,43 m de hauteur et à 118,2 secondes à 1,93 m. Cela correspond à sa propagation sur la hauteur, donc dans le temps. La vitesse de la structure d'air (ici un piston) ainsi calculée vaut 36 cm/s. Mais cela vaut seulement pour cette perturbation isolée.

Afin de prendre en compte la distribution des structures d'air sur tout le signal temporel, la méthode de calcul de la corrélation croisée peut être utilisée [108,109]. Ainsi, soit deux signaux temporels de pression enregistrés à des hauteurs successives,  $P_i$  et  $P_{i+1}$  (avec  $P_i$  en position basse, c'est-à-dire en pression supérieure). Le principe de la méthode est d'appliquer un décalage temporel au signal de pression basse  $P_{i+1}$  et de calculer la corrélation entre les deux signaux, ou leur ressemblance. Le calcul de la fonction de corrélation croisée,  $CC_{i,i+1}$ , est donné par l'Équation (21). Dans cette équation,  $N_{acq}$  est le nombre de points contenus dans les signaux,  $f_{acq}$  représente la fréquence d'acquisition, et  $\tau_{lag}$ , le décalage temporel appliqué.

$$CC_{i,i+1}(\tau_{lag}) = \frac{1}{N_{acq} - \tau_{lag}f_{acq}} \sum_{n=1}^{N_{acq} - \tau_{lag}f_{acq}} P_i(n)P_{i+1}(n + \tau_{lag}f_{acq}) \quad (21)$$

Plus la valeur de la fonction de corrélation est importante, plus les deux signaux temporels sont corrélés, ou ressemblants. Le décalage temporel associée au maximum de la fonction correspond alors au décalage temporel pour lequel les deux signaux présentent la similarité la plus grande. Autrement dit, cela correspond au temps mis par la structure d'air pour se déplacer d'une prise de pression à l'autre. Notons cette valeur  $\tau_{lag,max,i}$ . Connaissant la distance entre les deux prises,  $\Delta h_i$ ,

cela permet de calculer la vitesse moyenne de déplacement des structures d'air,  $U_{b,i}$ , en prenant en compte toute la durée de l'acquisition (Équation (22)). La Figure 27 montre les évolutions des deux fonctions de corrélations croisées calculées d'après les signaux de pression de la Figure 26. On observe bien des maxima, pour un décalage temporel de 0,55 seconde dans les deux cas, ce qui correspond ici à une vitesse de montée de 0,46 m/s. Le résultat final est légèrement différent de la valeur de 0,36 m/s qui avait été calculée dans le cas d'une structure d'air isolée, ce qui montre bien la prise en compte de la distribution dans le calcul.

L'incertitude associée à ce calcul de vitesse est donnée par l'Équation (23). Dans cette équation, l'incertitude sur la distance entre les deux prises de pression est généralement négligeable (ici,  $\delta(\Delta h_i) = 2$  mm), tandis que celle sur le décalage temporel est directement reliée à la précision temporelle des mesures, c'est-à-dire au pas de temps entre chaque point enregistré. Autrement dit, elle dépend de la fréquence d'acquisition des données. Ici, le pas de temps est de 50 ms, de sorte que l'incertitude sur les vitesses  $U_{b,i}$  calculées est de 0,05 m/s.

Nous verrons dans le Chapitre IV qu'à la fois la forme des fonctions obtenues et la valeur des vitesses calculées sont représentatives du régime de fluidisation en présence.

$$U_{b,i}(h_i) = \frac{\Delta h_i}{\tau_{lag,max,i}} \quad (22)$$

$$\delta U_{b,i}(h_i) = U_{b,i}(h_i) \left( \frac{\delta(\Delta h_i)}{\Delta h_i} + \frac{\delta \tau_{lag,max,i}}{\tau_{lag,max,i}} \right) \quad (23)$$

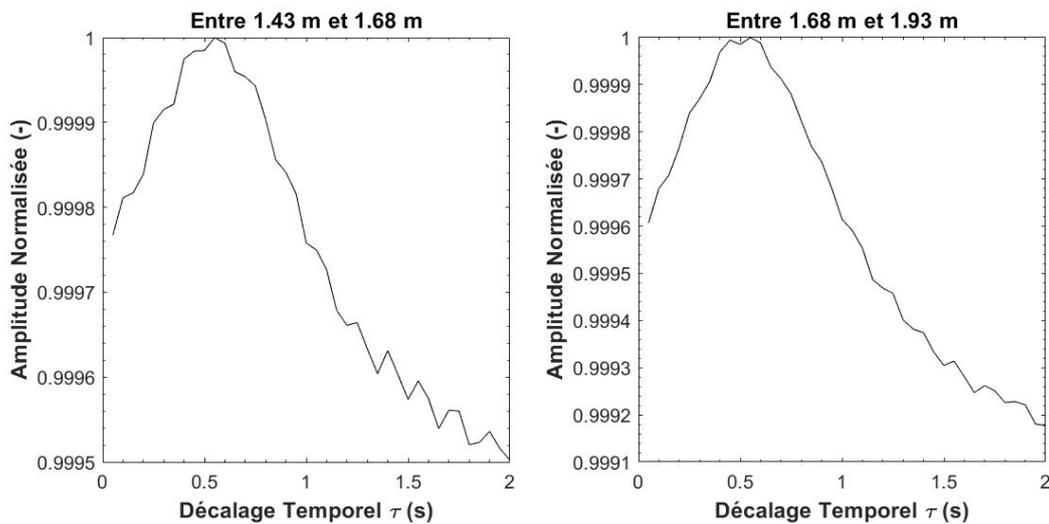


Figure 27 : Fonctions de corrélations croisées associées aux signaux de pression présentés en Figure 26.

### 1.4.2.2. L'analyse de cohérence

Comme expliqué plus haut, les pics sur les signaux temporels de pression de la Figure 26 sont associés à des déplacements des structures d'air. Une manière de les caractériser est de déterminer

leurs fréquences d'apparition. On pourrait, de manière très simple, compter le nombre de pics qui apparaissent dans chaque signal, et le diviser par le temps total. Pour les trois signaux, on compte entre 40 et 43 pics en 60 secondes, soit une fréquence d'environ 0,7 Hz. Cependant, cela ne prend encore une fois pas en compte les distributions en taille et en fréquence des structures. De surcroît, cette méthode en apparence simpliste est relativement difficile à mettre en œuvre de par la difficulté d'identification de certains pics caractéristiques des phénomènes d'intérêt.

L'analyse de cohérence proposée par [84] permet d'extraire des grandeurs caractéristiques des structures d'air à partir des signaux temporels de pression enregistrés,  $P_i(t)$ . Le principe général repose sur un passage dans l'espace des fréquences du signal temporel par sa transformée de Fourier  $F_i(f)$ , afin de calculer sa densité spectrale de puissance,  $\phi_{ii}$  (Équation (24)). A cause de la distribution de fréquence des structures et des bruits parasites, il peut s'avérer difficile d'extraire les fréquences recherchées des densités spectrales de puissance ainsi calculées. Aussi, afin d'obtenir un spectre lissé et d'en faire ressortir les fréquences dominantes, le signal temporel est décomposé en  $M$  groupes de  $N$  points chacun [109]. Les densités spectrales de puissance de chaque groupe sont alors calculées et moyennées par une moyenne d'ensemble, représentée par les crochets  $\langle \ \rangle$  dans l'Équation (24).

$$\phi_{ii}(f) = \frac{1}{N} \langle F_i(f) F_i^*(f) \rangle \quad (24)$$

Dans un écoulement aussi complexe qu'un écoulement gaz-particules, le niveau de bruit dans les spectres calculés est relativement élevé. Ces fréquences parasites peuvent correspondre aux ondes de pression, aux vibrations du système dans son intégralité ou à d'autres phénomènes plus complexes à identifier. Afin de réduire l'impact de ce bruit, l'idée de la méthode proposée est de calculer la densité spectrale de puissance croisée,  $\phi_{i0}$ , entre le  $i^{\text{ème}}$  signal de pression étudié et un signal de référence, dénoté par l'indice « 0 » (Équation (25)). Si les deux signaux sont similaires à une fréquence donnée, ce nouveau spectre sera maximal. C'est en quelque sorte l'équivalent de la fonction de corrélation croisée présentée plus haut mais dans le domaine fréquentiel. Cette nouvelle grandeur étant un nombre complexe, les auteurs [84] définissent le terme réel de cohérence,  $\gamma_{i0}^2$  (Équation (26)).

$$\phi_{i0}(f) = \frac{1}{N} \langle F_i(f) F_0^*(f) \rangle \quad (25)$$

$$\gamma_{i0}^2(f) = \frac{\phi_{i0} \phi_{i0}^*}{\phi_{ii} \phi_{00}} \quad (26)$$

Le terme de cohérence peut alors être multiplié par le spectre calculé initialement,  $\phi_{ii}$ , pour obtenir un nouveau spectre fréquentiel, ne faisant cette fois apparaître que les phénomènes communs entre les deux signaux de pression. De la même manière, il est alors possible de ne faire ressortir que les phénomènes qui diffèrent entre les deux signaux, sur un spectre « incohérent », noté  $IOP_{i0}$  (Équation (27)). En choisissant bien le terme de référence, cela permet de ne faire ressortir que les phénomènes locaux, spécifiques au  $i^{\text{ème}}$  signal de pression, tels que les structures d'air. Dans le cas de *risers* ou de simples colonnes de fluidisation, les auteurs choisissent généralement un signal enregistré en bas de la colonne. La Figure 28 présente les spectres fréquentiels associés aux signaux de pression

présentés en Figure 26, obtenus après calcul d'incohérence en prenant comme référence le signal mesuré au plus bas du système (i.e. dans le dispenser). Le choix du signal de référence est discuté dans le Chapitre IV. On observe des fréquences dominantes, c'est-à-dire associées aux plus fortes amplitudes des spectres, caractéristiques des structures de gaz, avec des fréquences autour de 0,57 Hz. Ces fréquences sont inférieures à celles calculées « manuellement » de 0,7 Hz, puisque la distribution de fréquence est cette fois-ci prise en compte.

$$IOP_{i0}(f) = \phi_{ii} \left(1 - \gamma_{i0}^2(f)\right) \quad (27)$$

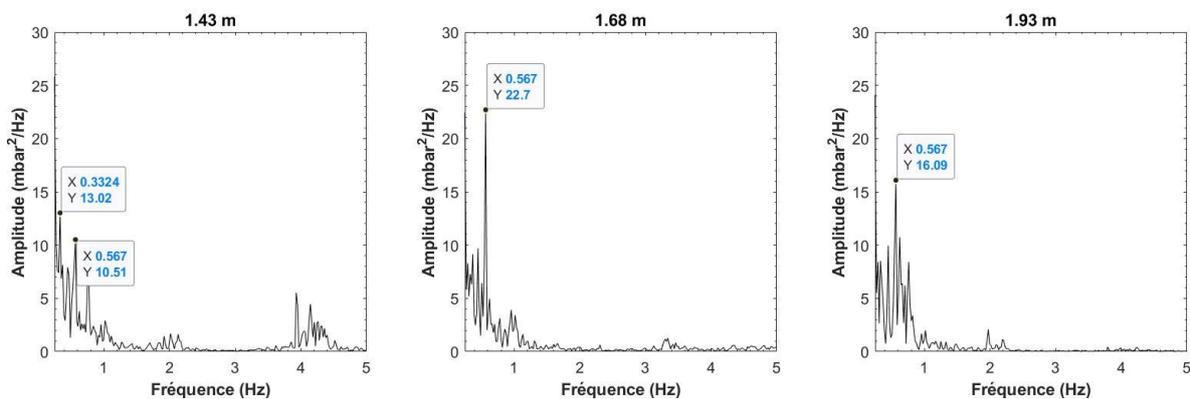


Figure 28 : Spectres incohérents associés aux signaux de pression présentés en Figure 26.

On peut voir sur la Figure 28 que le pic de 0,57 Hz identifié comme fréquence dominante à 1,68 m et 1,93 m est également présent à 1,43 m de hauteur, mais n'en est pas la fréquence dominante. Cette dernière est identifiée à 0,33 Hz. Se pose alors les questions de savoir si cette valeur est vraiment relative à ce qu'il se passe dans le système, ou si le temps d'acquisition est suffisant pour extraire des informations représentatives du signal. Le choix des paramètres de la méthode est discuté au Chapitre IV dans le cadre des expérimentations, ainsi que les interprétations des spectres pour l'identification des régimes de fluidisation.

## 1.5. Conclusion

Le concept de récepteur solaire à particules fluidisées dans des tubes a été développé dans le but de produire de la chaleur à haute température (> 600 °C) à partir d'énergie solaire avec possibilité de stockage à bas coût. Cette chaleur peut être ensuite convertie en électricité. Adapté aux centrales solaires à tour, il permet, contrairement aux récepteurs industriels actuels utilisant des sels fondus comme fluide caloporteur, de supporter les températures en sortie de récepteur nécessaires à la mise en place de cycles thermodynamiques à hauts rendements. Par ailleurs, l'utilisation de particules comme fluide caloporteur et milieu de stockage de chaleur permet de faire sauter le verrou lié à la limite basse de température de fonctionnement des sels fondus.

Cette technologie a déjà fait l'objet de plusieurs études expérimentales, avec un ou plusieurs tubes récepteurs. Elles ont permis de prouver son intérêt, notamment en termes de transfert de chaleur et de température de sortie des particules. Il reste toutefois plusieurs freins au développement de ce concept. Le premier est l'apparition de différents régimes de fluidisation dans les tubes du récepteur en fonction des conditions opératoires. Ces régimes impactent fortement les transferts de chaleur, et par conséquent les performances thermiques du récepteur. Cet aspect n'a pas encore été étudié dans des conditions d'irradiation solaire. Le second frein est lié aux fortes températures de paroi du récepteur, qui engendrent de fortes pertes thermiques. Pour les diminuer, une solution est de placer le récepteur solaire au sein d'une cavité, dont la géométrie permet de limiter les pertes thermiques par rayonnement du système. Un modèle thermique a été développé pour étudier cet effet, et est présenté dans le chapitre suivant.

# **Chapitre II Modélisation Thermique d'un Récepteur Solaire à Échelle Industrielle**

## SOMMAIRE

<b>2.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>61</b>
<b>2.2.</b>	<b>DESCRIPTION GENERALE DU RECEPTEUR ET HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....</b>	<b>62</b>
<b>2.3.</b>	<b>PARAMETRAGE GEOMETRIQUE DU RECEPTEUR ET DE SA CAVITE .....</b>	<b>64</b>
2.3.1.	LE RECEPTEUR.....	64
2.3.2.	L'OUVERTURE DE LA CAVITE.....	66
2.3.3.	DISCRETISATION DES SURFACES .....	68
<b>2.4.</b>	<b>MISE EN PLACE DU MODELE THERMIQUE.....</b>	<b>70</b>
2.4.1.	CONSIDERATIONS PRELIMINAIRES .....	70
2.4.1.1.	<i>Estimation du nombre de tubes .....</i>	<i>70</i>
2.4.1.2.	<i>Estimation du flux solaire incident sur le récepteur .....</i>	<i>70</i>
2.4.2.	FORMULATION DES PUISSANCES ECHANGEES.....	72
2.4.2.1.	<i>Formulation des pertes radiatives .....</i>	<i>72</i>
2.4.2.2.	<i>Formulation des pertes convectives.....</i>	<i>75</i>
2.4.2.3.	<i>Calculs de la puissance absorbée et du rendement .....</i>	<i>77</i>
<b>2.5.</b>	<b>ANALYSE DES RESULTATS ISSUS DU MODELE.....</b>	<b>77</b>
2.5.1.	INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE L'ABSORBEUR .....	78
2.5.2.	INFLUENCE DE LA DISTANCE DE L'OUVERTURE.....	80
2.5.3.	INFLUENCE DE L'INCLINAISON DE L'OUVERTURE .....	82
2.5.4.	INFLUENCE DES DIMENSIONS DE L'OUVERTURE .....	83
2.5.5.	DISCUSSION ET CARTE DES PARAMETRES .....	86
<b>2.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>87</b>

## 2.1. Introduction

Comme expliqué dans le chapitre précédent, le récepteur est un composant clé d'une centrale solaire. La technologie utilisant des particules fluidisées comme fluide caloporteur circulant dans des tubes au sein du récepteur a fait l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales à petite échelle, ainsi que d'extrapolations pour une utilisation à grande échelle, pour des centrales solaires à tour.

Dans ce concept, la température limite du système correspond à la limite de tenue en température des tubes constituant l'absorbeur solaire car les particules sont chauffées de façon indirectes. Cette température dépend du matériau choisi. Par exemple, elle est d'environ 900 – 950 °C pour l'Inconel (avec une durée de vie de plusieurs milliers d'heures), et 1300 °C pour le carbure de silicium. Un optimum doit donc être trouvé en termes de flux solaire incident acceptable, pour permettre aux particules d'atteindre les hautes températures souhaitées tout en veillant à ce que les tubes de l'absorbeur ne surchauffent pas. Les hautes températures impliquant de fortes pertes thermiques, une possibilité pour réduire ces pertes et ainsi augmenter les performances du système est de placer l'absorbeur au sein d'une cavité, l'ensemble formant le récepteur [110].

Le design de la cavité devient alors très important pour le bon fonctionnement du récepteur, puisqu'un compromis entre la taille de l'ouverture de la cavité (les petites surfaces limitent les pertes par rayonnement), le flux solaire incident (une petite surface d'ouverture nécessite des hautes concentrations), la distribution du flux solaire incident sur les tubes (pour éviter les points chauds, il faut une distribution homogène favorisée par une grande surface d'ouverture) et la température de fonctionnement (qui dépend du paramètre précédent et du coefficient d'échange interne) est à trouver. Pour optimiser ce design, des modèles de cavité ont été développés pour des cas concrets appliqués à des centrales à tour [111–114]. Globalement, les conclusions de ces études sont que l'ajout d'une cavité permet d'augmenter les performances (optiques et thermiques) sur toute une année, comme on peut s'y attendre et comme cela a été démontré à échelle laboratoire [55]. En revanche, les études traitant de l'influence de la forme du récepteur et de la cavité sont relativement rares, et limitées à des systèmes de petites échelles [115–117]. Un autre problème dans l'établissement de ces modèles réside dans l'estimation des pertes convectives. Appliquées aux cavités dans des récepteurs solaires pour centrales à tour, le modèle de Clausing [118,119] sort du lot, validé par [120,121]. Ce modèle sera détaillé plus loin.

Ce chapitre présente le développement d'un modèle thermique simplifié de récepteur, afin d'étudier l'influence de sa géométrie – et particulièrement de celle de la cavité – sur ses performances thermiques. Le travail présenté a fait l'objet d'un article [122]. Par soucis de compréhension, le paramétrage du récepteur ainsi que l'établissement du modèle sont détaillés dans un premier temps, suivis par la présentation et l'analyse des résultats issus du modèle sur l'influence de la géométrie du récepteur et de la cavité.

## 2.2. Description générale du récepteur et hypothèses simplificatrices

Les études expérimentales et numériques présentées dans le chapitre précédent ont montré que le régime de fluidisation en présence dans les tubes récepteurs pouvait varier avec la hauteur. En effet, en partant d'un régime de bullage classique en bas du tube, ces bulles vont graduellement se transformer en pistons, de paroi puis axisymétriques [62,63,66]. Des expériences avec des tubes de hauteur supérieures à 3 m n'ont pas encore été réalisées, mais tout laisse à penser que la conséquence d'une augmentation de hauteur risque de provoquer des pistons complets, c'est-à-dire occupant toute la section du tube. Ce phénomène doit à tout prix être évité sous irradiation solaire pour empêcher l'apparition de points chauds sur le tube. Nous montrerons par la suite que ce phénomène peut être évité par un fonctionnement en régime de fluidisation turbulente. En conséquence, dans cette étude, la hauteur des tubes a été fixée ici à  $H_t = 7$  m.

Le diamètre interne  $D_t$  et l'épaisseur  $e_t$  des tubes sont fixés à respectivement 50 et 2 mm. Un diamètre trop petit favorise la création des pistons, tandis qu'un diamètre trop grand diminue la surface de contact entre les parois et les particules et augmente le volume de particule à chauffer. Le diamètre retenu apparaît comme un bon compromis entre ces deux phénomènes. La puissance thermique nominale du récepteur est limitée à environ 50 MW<sub>th</sub> [123]. Une puissance supérieure à hauteur de tube fixée implique une plus grande largeur de récepteur, ce qui pose des problèmes à la fois de gestion du flux solaire depuis le champ d'héliostats, mais également de coût de la tour solaire en elle-même.

Pour des questions de minimisation de volume occupé, et afin de limiter le coût de construction du système, les tubes sont répartis en plusieurs panneaux plans formant un arc de cercle au fond de la cavité, comme identifié en noir sur la [Figure 29](#). Ces surfaces formant l'absorbeur sont dites « actives » puisqu'elles échangent l'énergie reçue avec le fluide caloporteur. A l'échelle industrielle, les tubes sont suffisamment proches et nombreux pour pouvoir négliger la quantité de flux solaire qui passe entre eux. Aussi, et pour simplifier le modèle, cet espace est considéré nul. Ensuite, afin d'éviter des problèmes de la fluidisation, les tubes doivent être verticaux. En effet, un angle d'inclinaison provoque une mauvaise fluidisation, due à de la ségrégation des particules du côté de l'inclinaison, et de forts passages préférentiels de l'air de l'autre côté. La conséquence de ce phénomène est une zone très dense en particules et mal fluidisée face au flux solaire incident, associée à un très mauvais échange de chaleur et pouvant provoquer des ponts chauds sur les tubes [124].

Les surfaces dites « passives » ferment la cavité (en bleu sur la figure), et sont constituées de matériaux isolants et réfléchissants. Malgré la présence de la cavité, les pertes thermiques ne sont pas nulles. Ces dernières sont composées d'une partie convective (représentées par des flèches bleues) entre les surfaces – actives et passives – et l'air chaud à l'intérieur de la cavité, et d'une partie radiative (flèche rouge). Grâce à l'effet cavité, une partie du flux émis par les surfaces passives est redirigée vers les surfaces actives et peut donc être récupéré par les particules. Finalement, les pertes radiatives correspondent au flux sortant par l'ouverture de la cavité.

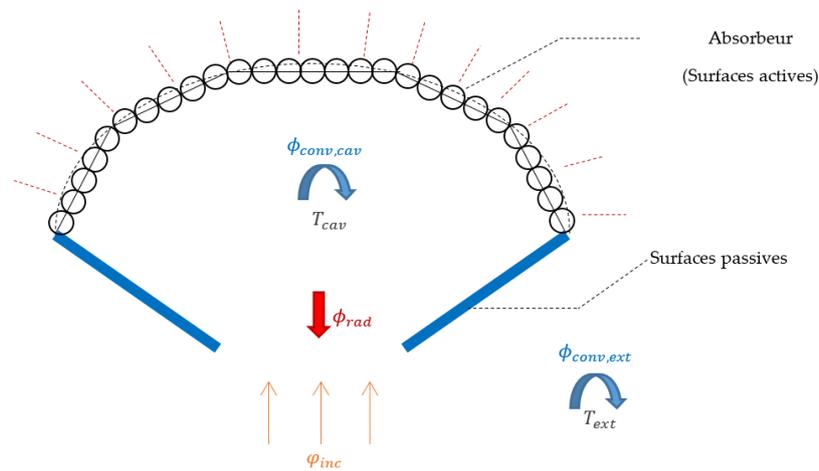


Figure 29 : Représentation schématique du récepteur solaire (noir) et de sa cavité (bleu), avec les différents flux de chaleur échangés.

Derrière les tubes récepteurs se trouve une couche isolante (les pointillés rouges sur la Figure 29), considérée suffisamment épaisse pour que les pertes convectives y soient négligeables en face arrière. On suppose effectivement qu'elle est suffisamment bien dimensionnée pour que la température de l'autre côté de l'isolant soit la température ambiante. L'espace entre la face arrière des tubes et l'isolant est considéré lui aussi comme nul. Enfin, de l'isolant est également placé derrière les surfaces passives, mais la conduction à travers ces surfaces est prise en compte afin d'évaluer les pertes convectives entre l'arrière de ces surfaces et l'air extérieur. En effet, dans un cas pratique, il est compliqué de placer un isolant très épais sur les côtés du récepteur, c'est-à-dire sur la largeur de la tour. Si la place est disponible, on préférera augmenter la taille utile du récepteur, c'est-à-dire le nombre de tubes.

Pour minimiser les pertes thermiques du système, on peut jouer sur plusieurs aspects. Le premier aspect est la géométrie de l'absorbeur, à travers le nombre de panneaux de tubes qui le constituent et leur disposition. Le second aspect est la géométrie de l'ouverture (sa surface et sa forme) ainsi que sa distance par rapport à l'absorbeur. Un compromis doit alors être fait entre la minimisation des pertes radiatives et une irradiation correcte de l'absorbeur, puisque de cette ouverture va également dépendre le débordement du flux solaire dirigé depuis les héliostats [125].

Les matériaux des différents composants du système sont sélectionnés d'après les précédentes études liées au concept de récepteur solaire à particules fluidisées et citées plus haut. Aussi, les tubes absorbeurs sont en Inconel 601® [126,127], recouverts de peinture Pyromark® afin de les rendre plus absorbants [128,129]. Les surfaces passives fermant la cavité sont en Scuttherm® [130], un matériau fortement réfléchissant et isolant thermiquement. Le Tableau 3 récapitule les propriétés de ces matériaux, optiques et thermiques, nécessaires pour la suite. Le matériau considéré pour les particules est l'olivine [58]. Leur masse volumique est  $\rho_{part} = 3300 \text{ kg/m}^3$ , et leur capacité thermique massique  $C_{p,part}$ , est une fonction de la température [58]. Pour simplifier le modèle, une valeur moyenne a été calculée d'après la gamme de température des particules. Pour une moyenne d'environ  $650 \text{ °C}$  (cf. section suivante),  $C_{p,part} = 1,3 \text{ kJ/(kgK)}$ .

**Tableau 3** : Propriétés optiques et thermiques des matériaux utilisés dans le modèle thermique de récepteur solaire.

Surfaces	Absorptivité		Réflectivité		Emissivité	Masse	Conductivité
	Solaire $\alpha^{sol}$	Infrarouge $\alpha^{IR}$	Solaire $r^{sol}$	Infrarouge $r^{IR}$	Infrarouge $\varepsilon^{IR}$	Volumique $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Thermique $\lambda$ (W/(mK))
Absorbantes (Pyromark® ou Inconel®)	0.9	0.85	0.1	0.15	0.85	8110	26.1
Réfléchissantes (Scuttherm®)	0.22	0.95	0.78	0.05	0.95	315	0.1

## 2.3. Paramétrage géométrique du récepteur et de sa cavité

Pour pouvoir appliquer un modèle thermique, il faut paramétrer le récepteur et sa cavité, afin d'en extraire des coordonnées.

### 2.3.1. Le récepteur

Comme expliqué précédemment, les tubes constituant l'absorbeur sont répartis sur plusieurs panneaux plans, formant un arc de cercle au fond de la cavité. Notons  $M_{plans}$  le nombre de panneaux, constitués chacun du même nombre de tubes  $N_{tube}$ . De manière géométrique, un arc de cercle peut être caractérisé soit par le rayon du cercle  $r_{arc}$  dans lequel il s'inscrit et son angle d'ouverture  $\theta_{arc}$ , soit par des paramètres propres à l'arc, sa corde  $c_{arc}$  et sa flèche  $f_{arc}$  définies entre ses deux extrémités. Ces deux couples de paramètres sont reliés mathématiquement entre eux, comme le montre l'Équation (28). L'arc de cercle qui constitue l'absorbeur ainsi que ces paramètres sont présentés schématiquement en [Figure 30](#) avec une vue de dessus, dans le cas d'une configuration de 5 panneaux répartis sur un arc de cercle de 11 m de rayon et d'angle  $\pi/2$  d'ouverture.

$$\left\{ \begin{array}{l} c_{arc} = 2r_{arc} \sin\left(\frac{\theta_{arc}}{2}\right) \\ f_{arc} = r_{arc} \left(1 - \cos\left(\frac{\theta_{arc}}{2}\right)\right) \end{array} \right. \text{ ou } \left\{ \begin{array}{l} r_{arc} = \frac{f_{arc}}{2} + \frac{c_{arc}^2}{8f_{arc}} \\ \theta_{arc} = 2 \arcsin\left(\frac{c_{arc}}{2r_{arc}}\right) = 2 \arccos\left(1 - \frac{f_{arc}}{r_{arc}}\right) \end{array} \right. \quad (28)$$

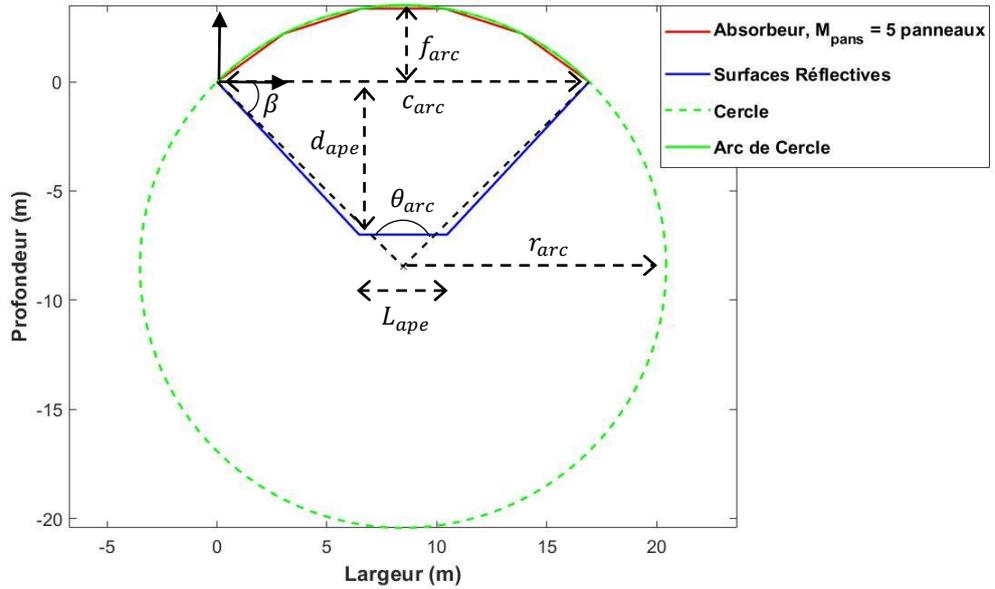


Figure 30 : Schéma d'une vue de dessus du récepteur solaire et de sa cavité, constitué de  $M_{pans} = 5$  panneaux, répartis sur un arc de cercle de rayon  $r_{arc} = 11$  m et un angle d'ouverture  $\theta_{arc} = \pi/2$ . Sur le schéma, l'ouverture de la cavité a une largeur  $L_{ape} = 4$  m et une distance de  $d_{ape} = 4$  m avec l'absorbeur.

Pour faire varier la géométrie de l'absorbeur, on peut modifier les variables  $\{M_{pans}, c_{arc}, f_{arc}\}$ , ou bien  $\{M_{pans}, r_{arc}, \theta_{arc}\}$ . En conséquence, les coordonnées des  $M_{pans} + 1$  sommets de l'absorbeur changent. Pour les déterminer, il faut tout d'abord exprimer les coordonnées cartésiennes de l'arc de cercle. Ce dernier est discrétisé en  $n_{arc}$  points au total. Les coordonnées du  $i^{\text{ème}}$  point,  $(X_{arc,i}, Y_{arc,i})$ , s'expriment par les Équations (29) et (30) en divisant l'angle  $\theta_{arc}$  en  $n_{arc}$  parties égales, avec comme origine le centre du cercle et une numérotation dans le sens trigonométrique.

$$X_{arc,i} = r_{arc} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{i\theta_{arc}}{n_{arc}}\right) \quad (29)$$

$$Y_{arc,i} = r_{arc} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{i\theta_{arc}}{n_{arc}}\right) \quad (30)$$

Pour travailler avec la même origine que le récepteur (son extrémité gauche comme illustré sur la Figure 30), il suffit d'inverser le sens de lecture et d'effectuer une translation de tous les points. Le centre du cercle s'exprime alors par les coordonnées  $\left(\frac{c_{arc}}{2}, -(r_{arc} - f_{arc})\right)$ . Les nouvelles coordonnées cartésiennes des points constituant l'arc de cercle sont données par les Équations (31) et (32).

$$X_{arc,n+1-i} = r_{arc} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{i\theta_{arc}}{n_{arc}}\right) + \frac{c_{arc}}{2} \quad (31)$$

$$Y_{arc,n+1-i} = r_{arc} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{i\theta_{arc}}{n_{arc}}\right) - (r_{arc} - f_{arc}) \quad (32)$$

De la même manière, pour déterminer les coordonnées cartésiennes des sommets des  $M_{pans}$  panneaux de tubes,  $(x_{pans}, y_{pans})$ , il suffit de diviser l'angle  $\theta_{arc}$  en  $M_{pans}$  parts égales. Pour cela, on suppose ici que tous les panneaux sont de même longueur,  $d_{pans}$ . Les coordonnées de ces points sont données par les Équations (33) et (34).

$$x_{pans,M+2-i} = r_{arc} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{(i-1)\theta_{arc}}{M_{pans}}\right) + \frac{c_{arc}}{2} \quad (33)$$

$$y_{pans,M+2-i} = r_{arc} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{arc}}{2} + \frac{(i-1)\theta_{arc}}{M_{pans}}\right) - (r_{arc} - f_{arc}) \quad (34)$$

On peut déterminer géométriquement la longueur des panneaux de tubes, de sorte que  $d_{pans} = r_{arc} \sqrt{2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta_{arc}}{M_{pans}}\right)\right)}$ . Toutefois, il faut vérifier que les  $N_{tubes}$  qui le constituent puissent physiquement s'y insérer. En considérant leur diamètre interne et leur épaisseur, on obtient la relation  $d_{pans} = \frac{N_{tubes}}{M_{pans}} (D_t + 2e_t)$ . En égalisant ces deux conditions sur la longueur des panneaux et en remaniant l'équation résultante, une nouvelle relation sur le rayon de courbure de l'arc en fonction de son angle d'ouverture est obtenue (Équation (35)). Ces deux paramètres étant maintenant liés, le nombre de paramètres à faire varier pour modifier la géométrie du récepteur au couple est réduit :  $\{M_{pans}, \theta_{arc}\}$ .

$$r_{arc} = \frac{N_{tubes} D_t}{M_{pans} \sqrt{2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta_{arc}}{M_{pans}}\right)\right)}} \quad (35)$$

### 2.3.2. L'ouverture de la cavité

L'ouverture de la cavité est considérée de forme rectangulaire. Cette hypothèse simplifie le modèle, mais c'est aussi le plus simple à concevoir pour une centrale solaire réelle. Sa largeur  $L_{ape}$  ainsi que sa distance  $d_{ape}$  par rapport à l'absorbeur sont identifiées sur la [Figure 30](#) précédente avec une vue de dessus. La géométrie de l'ouverture est également caractérisée par sa hauteur  $H_{ape}$ , ainsi que son angle d'inclinaison  $\alpha_{ape}$ . En effet, bien que les tubes soient forcément verticaux comme évoqué plus haut, l'ouverture peut – et doit – être inclinée de manière à être orientée vers l'axe du

champ d'héliostat et ainsi faciliter l'irradiation des tubes. Cet angle est défini par rapport au plan vertical des tubes, tel qu'il soit nul si l'ouverture est parallèle à l'absorbeur.

Lorsque l'ouverture de la cavité est inclinée, ses coordonnées cartésiennes peuvent être déterminées par l'intermédiaire de nouveaux paramètres, les décalages horizontal  $d_\alpha$  et vertical  $H_\alpha$  (Équations (36) et (37)). La Figure 31 montre une vue de côté du récepteur, avec les nouveaux paramètres identifiés. Les codes couleurs des précédentes figures sont conservés, de sorte que l'absorbeur est en rouge, et les surfaces passives, en bleu. L'ouverture est ici présentée en noir.

$$d_\alpha = \frac{H_{ape}}{2} (1 - \cos \alpha_{ape}) \quad (36)$$

$$H_\alpha = \sqrt{H_\alpha (H_{ape} - H_\alpha)} \quad (37)$$

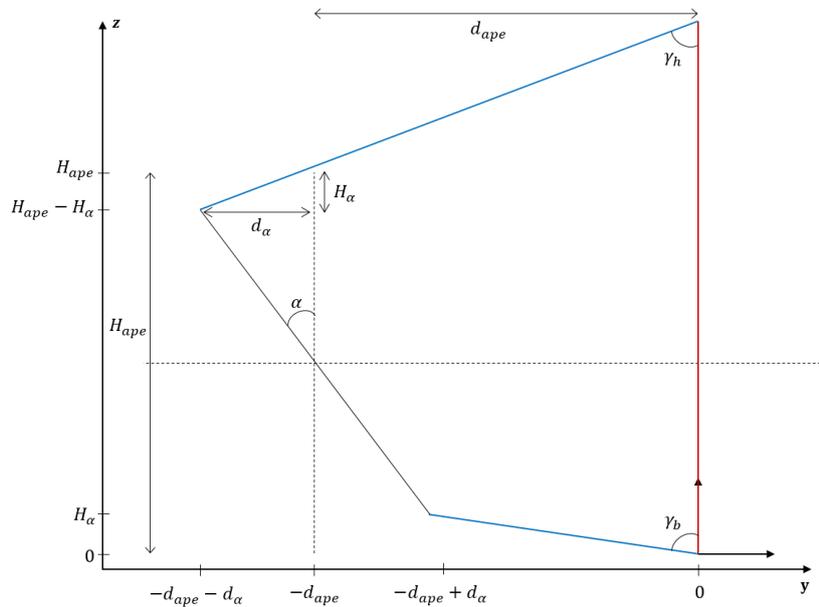


Figure 31 : Schéma d'une vue de côté du récepteur solaire (rouge) et de sa cavité, fermée par les surfaces passives (bleu).

La géométrie de l'ouverture de la cavité est ainsi définie par les paramètres suivants :  $\{d_{ape}, \alpha_{ape}, H_{ape}, L_{ape}\}$ . Les coordonnées cartésiennes de ses sommets peuvent ainsi être exprimées en fonction de ces paramètres, comme l'illustre la Figure 32. Toute la géométrie du récepteur solaire et de sa cavité est maintenant paramétrée.

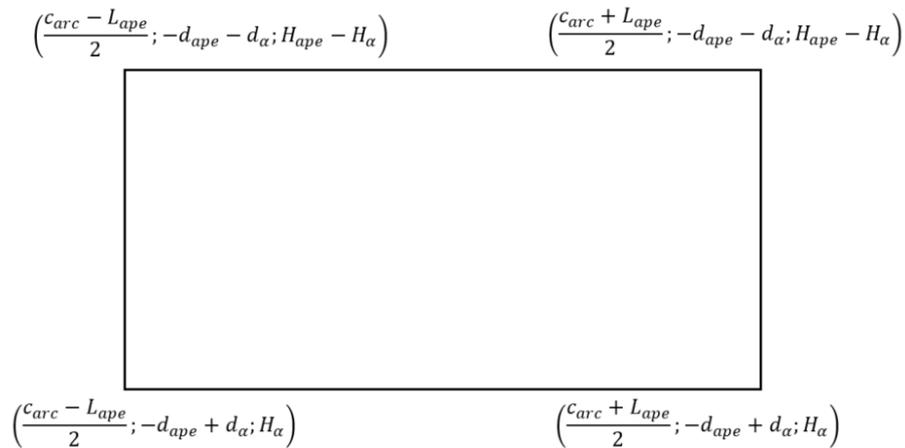


Figure 32 : Coordonnées cartésiennes de l'ouverture de la cavité, avec une vue face au système (depuis l'extérieur).

### 2.3.3. Discrétisation des surfaces

Les coordonnées cartésiennes des différents sommets étant connues, il est nécessaire de discrétiser le système entier en  $N_s$  surfaces au total. En effet, les bilans thermiques présentés plus loin sont des bilans surfaciques. En ce qui concerne les bilans radiatifs, des fonctions implémentées dans le logiciel Matlab® ont été utilisées. Ces fonctions nécessitent de rentrer les coordonnées des sommets des surfaces concernées. Les panneaux de l'absorbeur étant des quadrilatères, le plus simple pour tout calculer dans une seule boucle est de discrétiser toutes les surfaces en quadrilatères plans. C'est déjà le cas pour les surfaces passives gauche et droite, mais cela implique une discrétisation des surfaces passives haute et basse.

La numérotation des surfaces est définie arbitrairement pour que les premières soient celles du récepteur, à partir de l'origine du repère cartésien puis en évoluant en sens horaire. Viennent ensuite les surfaces passives, numérotées dans l'ordre suivant : gauche, droite, basses, puis hautes. La dernière surface est l'ouverture de la cavité. Cette discrétisation est présentée en Figure 33, avec une vue de dessus et en fonction du nombre de panneaux de tubes  $M_{pans}$ . Sur la figure, les surfaces sont représentées en bleu, et leurs sommets, en noirs. Une flèche entre deux notations correspond à une hauteur supérieure.



## 2.4. Mise en place du modèle thermique

### 2.4.1. Considérations préliminaires

Des calculs préliminaires sont nécessaires afin d'estimer l'ordre de grandeur de certains paramètres physiques. Ces calculs se basent sur l'expérience issue de précédentes études.

#### 2.4.1.1. Estimation du nombre de tubes

Le premier paramètre à estimer est le nombre de tubes constituant le récepteur solaire,  $N_{t,rec}$ . Son calcul est basé sur celui de la puissance absorbée par les particules,  $\phi_{part}$ , qui peut s'exprimer de deux manières (Équation (38)) : soit d'après l'augmentation de la température des particules  $\Delta T_{part}$  qui circulent à un débit massique  $\dot{m}_p$ , soit par l'intermédiaire du rendement thermique du récepteur  $\eta_{th}$  et de la puissance solaire incidente  $\phi_{sol}$ .

$$\phi_{part} = \dot{m}_p N_{t,rec} C_{p,part} \Delta T_{part} = \eta_{th} \phi_{sol} \quad (38)$$

Dans cette étude, l'augmentation de température des particules est de  $\Delta T_{part} = 750 - 550$  °C, soit 200°C, pour respecter les températures haute et basse nécessaires au fonctionnement d'un cycle thermodynamique à sCO<sub>2</sub> [37]. Le flux massique de particules,  $G_p = \dot{m}_p / \left( \frac{\pi D_t^2}{4} \right)$ , est estimé à 250 kg/(m<sup>2</sup>s). Cette valeur est un compromis entre un trop fort débit de particules qui engendrerait des phénomènes d'engorgement et des difficultés de contrôle du récepteur, et un débit trop faible qui n'extraîrait pas assez la chaleur. Enfin, l'utilisation de cette technologie à particules avec cycle thermodynamique à haut rendement n'a d'intérêt que si le rendement du récepteur est du même ordre de grandeur que celui des récepteurs classiques à sels fondus, c'est-à-dire de 85 – 90 % [111]. Aussi, la valeur de 85 % est fixée pour  $\eta_{th}$ .

D'après l'Équation (38), et en considérant la puissance thermique du récepteur  $\phi_{sol}$  (c'est-à-dire le produit de la densité de flux solaire incidente sur l'absorbeur par sa surface) visée de 50 MW, on obtient alors un nombre total de  $N_{t,rec} = 360$  tubes.

#### 2.4.1.2. Estimation du flux solaire incident sur le récepteur

Le second paramètre à estimer est le flux solaire moyen irradiant le récepteur. Il est considéré homogène dans le cadre de ce modèle simplifié. Ce dernier doit être suffisamment important pour permettre aux particules d'absorber la puissance recherchée, mais pas trop pour éviter les points chauds sur les tubes et entraîner d'importants dommages. La puissance absorbée par un tube isolée peut être exprimée par l'Équation (39) en faisant intervenir un coefficient de transfert de chaleur paroi/particules,  $h_{paroi,part}$ . Ce coefficient est ici fixé à 1200 W/(m<sup>2</sup>K) d'après une précédente étude expérimentale [59,60]. Dans cette étude, ce coefficient a été calculé en faisant intervenir une moyenne logarithmique des différences de température entre les parois du tube et les particules, entre l'entrée

et la sortie du récepteur,  $\Delta T_{paroi,part}$  (Équation (40)). La surface d'échange considérée est la demi-surface interne du tube,  $S_{ech} = \frac{\pi}{2} D_t H_t$ . Ces notions seront précisées dans le [Chapitre V](#) dans le cadre des expérimentations réalisées sous flux solaire concentrée.

$$\phi_{part} = h_{paroi,part} S_{ech} \Delta T_{paroi,part} \quad (39)$$

$$\Delta T_{paroi,part} = \frac{(T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}) - (T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out})}{\ln\left(\frac{T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}}{T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out}}\right)} \quad (40)$$

Le calcul de  $\Delta T_{paroi,part}$  fait intervenir les températures des particules entre l'entrée et la sortie du tube,  $T_{part}^{in}$  et  $T_{part}^{out}$ , préalablement fixées à respectivement 550 et 750 °C. Les températures de paroi,  $T_{paroi}^{in}$  et  $T_{paroi}^{out}$ , se réfèrent à la partie interne du tube pour caractériser l'échange de chaleur avec les particules. En pratique, cette température est calculée en connaissant les températures de paroi externes et en réalisant un bilan de conduction à travers le tube. Ici, et pour simplifier le modèle, les puissances échangées par conduction dans les tubes étant très inférieures aux autres puissances mises en jeu, nous considérons que les températures de paroi internes et externes sont égales et constantes sur la hauteur du tube, de sorte que  $T_{paroi,int}^{in} = T_{paroi,int}^{out} = T_{paroi}$ . Cette hypothèse simplifie grandement la forme de l'équation de  $\Delta T_{paroi,part}$ .

La puissance absorbée par les particules peut être exprimée comme le produit du rendement du récepteur et de la densité de flux solaire incidente recherchée,  $\varphi_{sol}$ , qui irradie la surface d'échange  $S_{ech}$ . En égalisant cette formulation de  $\phi_{part}$  avec celle de l'Équation (39) et en remaniant la nouvelle équation obtenue, on peut directement exprimer l'évolution de la température de paroi du tube en fonction de  $\varphi_{sol}$  et des autres grandeurs fixées (Équation (41)). La [Figure 34](#) présente cette évolution en considérant un rendement thermique  $\eta_{th} = 85\%$ .

$$T_{paroi} = \frac{T_{part}^{out} * e^x - T_{part}^{in}}{e^x - 1}, \text{ avec } x = \frac{h_{paroi,part} (T_{part}^{out} - T_{part}^{in})}{\eta_{th} \varphi_{sol}} \quad (41)$$

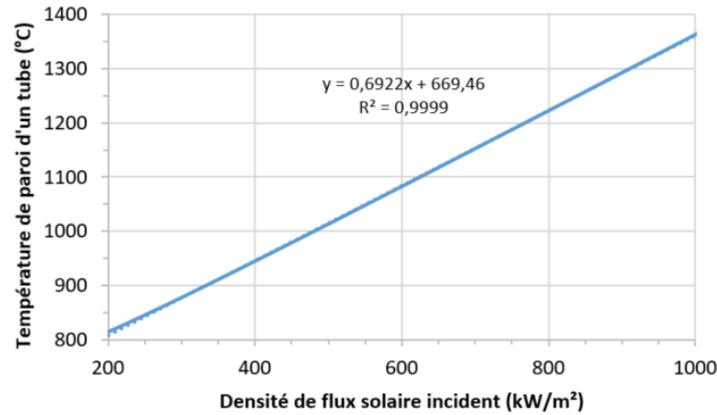


Figure 34 : Température de paroi d'un tube isolé du récepteur solaire en fonction de la densité de flux solaire incident, d'après l'Équation (41).

Les contraintes thermomécaniques de l'Inconel® imposent une température de paroi limite de 1000 °C pour éviter sa dégradation [126]. D'après les estimations précédentes, cette limite est atteinte pour une densité de flux moyenne incidente de 480 kW/m². Étant données les hautes températures mises en jeu et l'effet cavité qui va augmenter le flux total absorbé par les tubes,  $\varphi_{sol}$  est fixé à 400 kW/m² pour la suite du modèle. Cette valeur correspond à une température de paroi de 950 °C. Les estimations du nombre de tubes total et de la densité de flux solaire incident sont cohérentes avec les travaux de [123] traitant d'une centrale solaire complète reposant sur la même technologie.

On considèrera donc par la suite que les surfaces actives et passives sont à 950°C. Avec une telle température de paroi, les tubes du récepteur émettent des radiations avec une intensité de  $\varepsilon_{pyro}^{IR} \sigma T_{paroi}^4 \approx 108 \text{ kW/m}^2$ , soit environ 27 % du flux incident. L'optimisation de la géométrie de la cavité a pour objectif de rediriger une partie de ce rayonnement vers le récepteur lui-même.

## 2.4.2. Formulation des puissances échangées

Pour déterminer les pertes thermiques nettes, il est nécessaire de modéliser les différents flux de chaleur échangés dans le récepteur et sa cavité sur les  $N_s - 1$  surfaces qui échangent de la chaleur. L'ouverture de la cavité, la  $N_s^{ème}$  surface, est ci-après notée avec l'indice « 0 ».

### 2.4.2.1. Formulation des pertes radiatives

Les surfaces absorbantes sont directement exposées au flux solaire concentré. La plupart de ces flux radiatifs sont absorbés par les tubes (par l'intermédiaire de leur absorptivité  $\alpha_{pyro}^{sol}$ ) pour chauffer les particules. Le reste du rayonnement incident est réfléchi. De plus, en chauffant, les tubes émettent du rayonnement infrarouge. La somme de ces deux densités de flux (exprimées en W/m²) est la radiosité, notée  $J_i$  pour la surface  $i$ .

Deux hypothèses sont ici faites. Tout d'abord, les réflexions sont considérées diffuses. Par ailleurs, on considère les surfaces comme des corps gris par bandes, c'est-à-dire que leurs propriétés

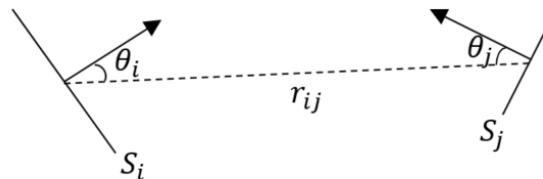
optiques sont constantes pour une gamme spectrale de longueur d'onde  $\lambda$  donnée (cf. [Tableau 3](#)). Dans notre cas, ces gammes correspondent à la gamme solaire ( $300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 3000 \text{ nm}$ ) et à la gamme infrarouge ( $\lambda \geq 3000 \text{ nm}$ ). Les radiosités dans ces gammes peuvent alors être séparées, et exprimées respectivement par les Équations (42) et (43). Finalement, la radiosité totale associée à la surface  $i$  est simplement la somme des radiosités solaire et infrarouge,  $J_i^{tot} = J_i^{sol} + J_i^{IR}$  [131]. De cette manière, les radiosités dans la gamme solaire ne dépendent pas des températures, mais seulement de la densité de flux solaire incident sur cette surface,  $\varphi_{sol,i}$ .

$$J_i^{sol} = r_i^{sol} \left( \varphi_{sol,i} + \sum_j J_j^{sol} F_{ij} \right) \quad (42)$$

$$J_i^{IR} = \varepsilon_i^{IR} \sigma T_{paroi,i}^4 + r_i^{IR} \sum_j J_j^{IR} F_{ij} \quad (43)$$

Dans les équations précédentes, le terme  $F_{ij}$  désigne le facteur de forme entre les surfaces  $i$  et  $j$ , d'aires respectives  $S_i$  et  $S_j$ . Par définition, il représente la fraction de densité de flux émise par  $i$  qui est reçue par  $j$ . On retrouve alors la relation  $S_i F_{ij} = S_j F_{ji}$ . Ce terme est une double intégrale sur les surfaces mises en jeu (Équation (44)), et peut s'avérer très vite compliqué à calculer de manière analytique pour des géométries complexes. La [Figure 35](#) illustre les différents termes de l'équation. Pour déterminer les facteurs de forme, il existe plusieurs méthodes. Par exemple, la méthode de Monte-Carlo est très précise mais peut s'avérer coûteuse en temps de calcul [132]. Dans notre cas, nous utilisons des fonctions implémentées dans le logiciel Matlab® [133].

$$F_{ij} = \frac{1}{\pi S_i} \iint_{S_i S_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{r_{ij}} dS_i dS_j \quad (44)$$



**Figure 35** : Représentation schématique des grandeurs entrant en jeu dans le calcul du facteur de forme entre une surface  $i$  et une surface  $j$ .

Pour déterminer les radiosités de chacune des  $N_s$  surfaces, il suffit d'écrire les Équations (42) et (43) pour toutes les surfaces mises en jeu. Cela mène à deux systèmes d'équations, un pour chaque gamme spectrale. L'Équation (45) montre un exemple dans la gamme de longueur d'onde infrarouge.

$$\begin{cases} J_1^{IR} = \varepsilon_1^{IR} \sigma T_{paroi,1}^4 + r_1^{IR} J_2^{IR} F_{12} + r_1^{IR} J_3^{IR} F_{13} + \dots + r_1^{IR} J_j^{IR} F_{1j} \\ J_2^{IR} = \varepsilon_2^{IR} \sigma T_{paroi,2}^4 + r_2^{IR} J_1^{IR} F_{21} + r_2^{IR} J_3^{IR} F_{23} + \dots + r_2^{IR} J_j^{IR} F_{2j} \\ J_3^{IR} = \varepsilon_3^{IR} \sigma T_{paroi,3}^4 + r_3^{IR} J_1^{IR} F_{31} + r_3^{IR} J_2^{IR} F_{32} + \dots + r_3^{IR} J_j^{IR} F_{3j} \\ \dots \\ J_i^{IR} = \varepsilon_i^{IR} \sigma T_{paroi,i}^4 + r_i^{IR} J_1^{IR} F_{i1} + r_i^{IR} J_2^{IR} F_{i2} + \dots + r_i^{IR} J_j^{IR} F_{ij} \end{cases} \quad (45)$$

Ces équations peuvent être mises sous la forme de systèmes matriciels en mettant les radiosités d'un même côté de l'égalité, et les températures (ou les densités de flux solaire pour le système traitant de cette gamme spectrale) de l'autre (Équation (46)).

$$\begin{pmatrix} 1 & -r_1^{IR} F_{12} & -r_1^{IR} F_{13} & \dots & -r_1^{IR} F_{1j} \\ -r_2^{IR} F_{21} & 1 & -r_2^{IR} F_{23} & \dots & -r_2^{IR} F_{2j} \\ -r_3^{IR} F_{31} & -r_3^{IR} F_{32} & 1 & \dots & -r_3^{IR} F_{3j} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ r_i^{IR} F_{i1} & -r_i^{IR} F_{i2} & -r_i^{IR} F_{i3} & \dots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \\ J_3 \\ \dots \\ J_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1^{IR} \sigma T_{paroi,1}^4 \\ \varepsilon_2^{IR} \sigma T_{paroi,2}^4 \\ \varepsilon_3^{IR} \sigma T_{paroi,3}^4 \\ \dots \\ \varepsilon_i^{IR} \sigma T_{paroi,i}^4 \end{pmatrix} \quad (46)$$

Dans le cas de la gamme infrarouge, le système matriciel obtenu est de la forme  $A^{IR} J^{IR} = B^{IR}$ . La solution est donc le vecteur des radiosités,  $J^{IR} = A^{IR^{-1}} B^{IR}$ . Les radiosités dans la gamme de longueur d'onde solaire se déterminent de la même manière, de sorte que  $J^{sol} = A^{sol^{-1}} B^{sol}$ . Les matrices des différents coefficients sont présentées en Équation (47).

$$A_{ij}^{IR} = \begin{cases} 1 & \text{if } i = j \\ -r_i^{IR} F_{ij} & \text{if } i \neq j \end{cases} \quad \text{et} \quad A_{ij}^{sol} = \begin{cases} 1 & \text{if } i = j \\ -r_i^{sol} F_{ij} & \text{if } i \neq j \end{cases} \quad (47)$$

$$B_i^{IR} = \varepsilon_i^{IR} \sigma T_{paroi,i}^4 \quad B_i^{sol} = r_i^{sol} \varphi_{sol,i}$$

Les pertes radiatives,  $\phi_{loss,rad}$ , sont calculées grâce aux matrices des radiosités. Elles représentent le rayonnement total qui sort de la cavité par son ouverture, de surface  $S_0$ , et sont calculées par l'Équation (48).

$$\phi_{loss,rad} = \sum_{j=1}^{N_s-1} S_j F_{j0} J_j^{tot} = S_0 \sum_{j=1}^{N_s-1} F_{0j} J_j^{tot} \quad (48)$$

### 2.4.2.2. Formulation des pertes convectives

Comme évoqué dans les précédentes sections, les pertes convectives du système peuvent être décomposées en deux contributions.

Premièrement, les pertes dues à la différence de températures entre les surfaces – actives et passives – et l'intérieur de la cavité, notées  $\phi_{loss,conv}^{cav}$ . L'espace entre la face arrière des tubes et l'isolant étant négligé, la convection naturelle à cet endroit l'est également. Par conséquent,  $\phi_{loss,conv}^{cav}$  est exprimé par l'Équation (49) en faisant intervenir un coefficient de convection naturel  $h_{air}^{cav}$ , la température de l'air chaud à l'intérieur de la cavité  $T_{cav}$ , et la température de paroi d'une surface  $i$ ,  $T_{paroi,i}$ .

$$\phi_{loss,conv}^{cav} = \sum_i S_i h_{air}^{cav} (T_{paroi,i} - T_{cav}) \quad (49)$$

Pour estimer la température de l'air à l'intérieur de la cavité,  $T_{cav}$ , le modèle de pertes convectives développé par Clausing est utilisé [118,119]. Dans ce dernier, la cavité est séparée en deux zones, délimitées par une ligne imaginaire horizontale au niveau de la hauteur de l'ouverture de la cavité. Au-dessus de cette limite, l'air est considéré comme stagnant, sa température y est élevée (proche de celle des parois) et les échanges convectifs y sont faibles. En revanche, dans la partie basse, la convection y est forte puisque l'air s'y déplace naturellement. En effet, de l'air frais provenant de l'extérieur entre dans la cavité par le bas de son ouverture, et est chauffé par convection. Par diminution de sa masse volumique suite à son échauffement, il remonte au sein de la cavité, mais ne se mélange pas avec l'air stagnant de la partie supérieure et en ressort. La [Figure 36](#) schématise ce déplacement de l'air. Ce modèle a été validé par [121] dans le cas de la convection naturelle. En revanche, les auteurs stipulent que dans le cas de la convection forcée, c'est-à-dire lorsqu'il y a du vent, la limite entre les deux zones dans la cavité n'est pas fixe mais doit plutôt être considérée comme une troisième zone, intermédiaire, dont l'épaisseur dépend de la vitesse du vent et de l'inclinaison de l'ouverture. Nous nous limitons dans le cadre de ce modèle au cas de la convection naturelle.

Le modèle de Clausing estime la température de l'air dans la cavité comme la moyenne entre les températures de paroi et de l'air extérieur. Nous considérons ici une température extérieure  $T_{ext}$  de 15 °C. Avec des températures de paroi estimées à 950 °C dans la précédente section, cela mène à une température  $T_{cav} \approx 500$  °C. Ce n'est pas pris en compte dans le cadre de ce modèle, mais on comprend bien que l'inclinaison de l'ouverture va énormément jouer sur les pertes convectives, ne serait-ce qu'en modifiant la hauteur de la frontière entre les deux zones d'air.

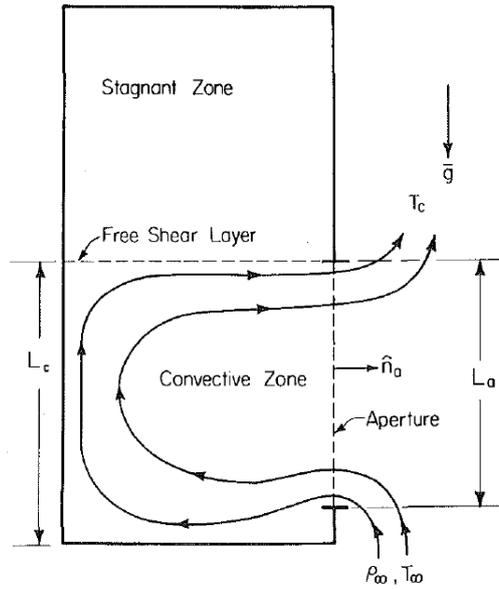


Figure 36 : Représentation schématique du déplacement de l'air provenant de l'extérieur au sein d'une cavité, d'après le modèle de Clausing [119].

La seconde contribution des pertes convectives est due à l'échange avec l'air extérieur au récepteur solaire, en face arrière des surfaces passives. Ce terme est noté  $\phi_{loss,conv}^{ext}$  (Équation (50)). La conduction à travers ces surfaces conduit à une température de paroi extérieure,  $T_{paroi,pass}^{ext}$ , plus haute que la température extérieure. Il faudrait dimensionner l'épaisseur des surfaces passives pour avoir connaissance de cette température, ce qui impliquerait un dimensionnement de toute la tour. Cela n'étant pas l'objectif ici, pour simplifier, on considère arbitrairement une température de paroi extérieure de l'ordre de 150 °C. Pour une épaisseur faible d'isolant de l'ordre de 0,1 m, les pertes par conduction dans l'isolant correspondantes sont de l'ordre de la centaine de W/m<sup>2</sup>, ce qui est très inférieur aux autres flux thermiques mis en jeu. Ces pertes par conduction sont donc négligées.

$$\phi_{loss,conv}^{ext} = \sum_i S_i h_{air}^{ext} (T_{paroi,pass,i}^{ext} - T_{ext}) \quad (50)$$

Dans les équations présentées plus haut, la formulation des pertes convectives fait intervenir un coefficient d'échange avec l'air. Dans la pratique, ces coefficients sont différents suivants les surfaces considérées et le type de convection (naturelle ou forcée). De nombreuses études existent sur ce sujet pour essayer d'en déterminer des corrélations [134]. Pour ne pas démultiplier les contraintes de calcul, nous choisissons pour le moment de considérer les coefficients égaux, de sorte que  $h_{air}^{cav} = h_{air}^{ext} = h_{air}$ , et associés à valeur surestimée et constante de 10 W/(m<sup>2</sup>K). Cette valeur sera discutée plus loin.

### 2.4.2.3. Calculs de la puissance absorbée et du rendement

Le modèle simplifié établi dans cette thèse suppose d'une part qu'un équilibre thermique est atteint, et d'autre part que les températures des surfaces absorbantes sont estimées grâce aux calculs préliminaires. Ainsi, la puissance absorbée par les particules peut être exprimée par l'Équation (51), en fonction de leurs températures et de leur débit – ou flux – massique.

$$\phi_{part} = G_p \frac{\pi D_t^2}{4} N_t C_{p,part} (T_{part}^{out} - T_{part}^{in}) \quad (51)$$

La puissance thermique du récepteur,  $\phi_{sol}$ , est égale à la somme des puissances échangées (Équation (52)). En théorie, cette puissance est également calculable en multipliant la densité de flux solaire incidente  $\phi_{sol}$  par la surface totale de l'absorbeur (c'est-à-dire la surface des tubes). Dans les simulations présentées dans la prochaine section, les résultats diffèrent légèrement en fonction de la manière de calculer  $\phi_{sol}$  (d'environ 10 % sur toutes les simulations effectuées). Ceci est notamment dû aux approximations faites sur l'estimation des températures de paroi et des pertes convectives.

$$\phi_{sol} = \phi_{part} + \phi_{loss,rad} + \phi_{loss,conv}^{cav} + \phi_{loss,conv}^{ext} \quad (52)$$

Le rendement thermique du récepteur,  $\eta_{th}$ , est le rapport entre la puissance absorbée par les particules et la puissance solaire incidente (Équation (53)). Les termes de pertes radiatives et convectives qui seront présentés ci-après sont également exprimés par rapport à  $\phi_{sol}$ , de sorte que la somme du rapport des pertes par le flux solaire incident et du rendement est égale à 1.

$$\eta_{th} = \frac{\phi_{part}}{\phi_{sol}} = 1 - \frac{(\phi_{loss,rad} + \phi_{loss,conv}^{cav} + \phi_{loss,conv}^{ext})}{\phi_{sol}} \quad (53)$$

## 2.5. Analyse des résultats issus du modèle

L'objectif de ce modèle thermique simplifié est d'estimer les puissances échangées au sein du récepteur, et d'observer les conséquences des variations des paramètres géométriques présentés en [Section 2.3](#). Pour cela, les paramètres estimés précédemment sont fixés et considérés comme des contraintes pour la suite de l'étude.

### 2.5.1. Influence de la géométrie de l'absorbeur

Intéressons-nous dans un premier temps à l'influence de la géométrie de l'absorbeur. Comme détaillé dans les précédentes sections, cette géométrie est modifiée en jouant sur le couple de paramètres  $\{M_{pan}, \theta_{arc}\}$ . Ici, l'ouverture est de longueur  $L_{ape} = 4$  m, de hauteur  $H_{ape} = 5$  m, d'inclinaison  $\alpha_{ape}$  nulle, et placée à une distance  $d_{ape} = 7$  m de l'absorbeur. L'angle  $\theta_{arc}$  varie entre  $\pi/6$  et  $\pi$  radians, ce qui correspond à un arc de cercle plutôt plat et qui évolue vers un demi-cercle, comme illustré sur la [Figure 37](#) dans un cas où  $M_{pan} = 5$  panneaux de tubes et avec une vue de dessus. Sur ces représentations, le récepteur est en rouge, l'arc de cercle dans lequel il s'inscrit, en vert, et les surfaces passives qui ferment la cavité, en bleu.

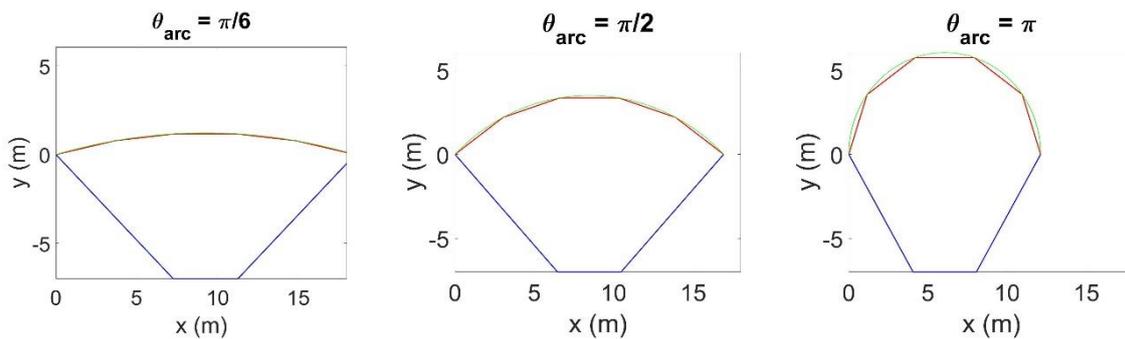


Figure 37 : Exemples de géométries de récepteur variant avec l'angle  $\theta_{arc}$ , vue de dessus.

Le nombre de panneaux de tubes qui constituent l'absorbeur varie entre 3 et 11. La longueur de l'absorbeur (c'est-à-dire le rayon de courbure de l'arc) est adaptée (cf. [Section 2.3.1](#)) pour chaque couple  $\{M_{pan}, \theta_{arc}\}$  afin que les 360 tubes puissent s'y loger. Ainsi, plus l'angle est grand, plus le rayon de courbure est petit, et vice-versa. En conséquence,  $r_{arc}$  varie ici entre 6 et 36 m, ce qui correspond à des variations du couple de paramètres  $\{c_{arc}, f_{arc}\}$ . La corde de l'arc et la flèche, quantités plus représentatives d'un point de vue industriel, varient respectivement entre 12,5 et 18,5 m, et entre 1 et 6 m.

Les bilans thermiques sont calculés pour chaque jeu de valeurs testé, et les résultats associés sont présentés en [Figure 38](#) en fonction de l'angle d'ouverture de l'arc et pour plusieurs valeurs du nombre de panneaux de tubes. Sur tous les calculs, la puissance totale  $\phi_{sol}$  est de  $50,3 \pm 0,1$  MW<sub>th</sub>, ce qui est consistant avec la valeur estimée en [Section 2.2](#).

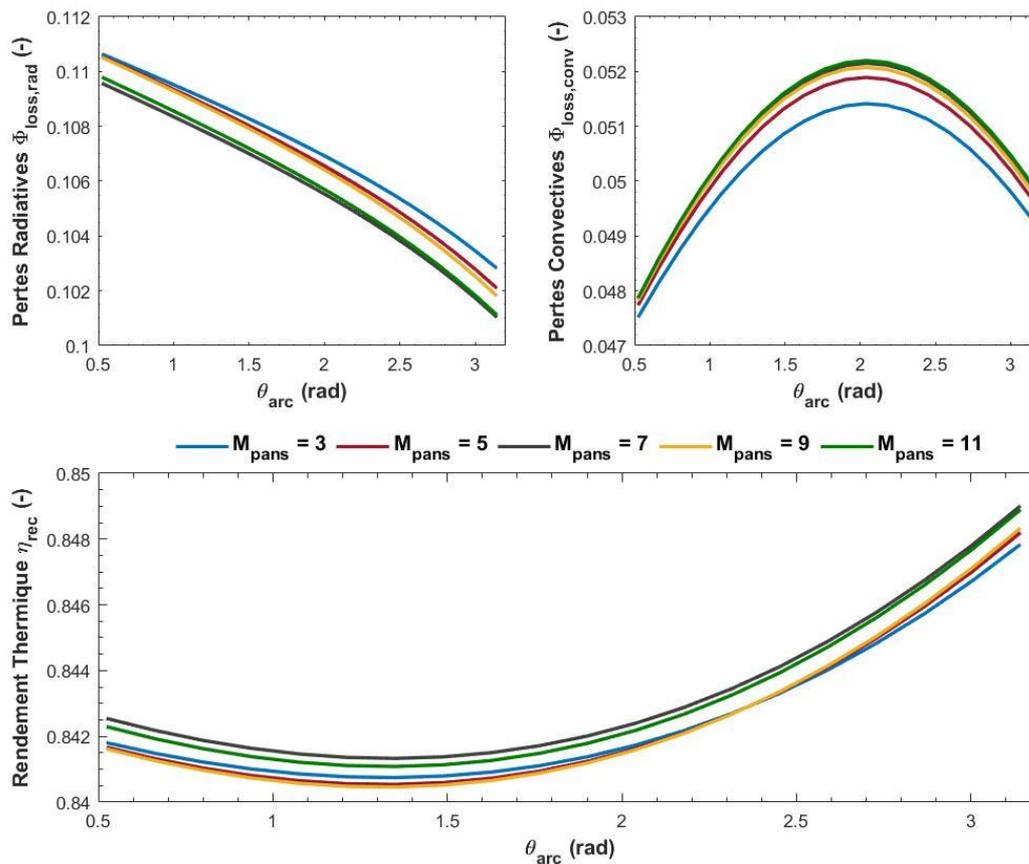


Figure 38 : Influence de la géométrie de l'absorbeur (à travers l'angle d'ouverture de l'arc) sur les pertes radiatives (haut, gauche) et convectives (haut, droite) normalisées par la puissance solaire reçue, et sur le rendement thermique (bas).

La Figure 38 indique que les deux types de pertes thermiques (radiatives et convectives) sont modifiées par la géométrie de l'absorbeur, mais les variations sont très faibles. Dans la gamme de variation de  $\theta_{arc}$  et  $M_{pans}$  considérée ici, le rendement du récepteur ne varie que de 1 %.

Augmenter l'angle d'ouverture de l'arc de cercle accroît les dimensions des surfaces passives basse et haute qui se trouvent du même côté que le récepteur, c'est-à-dire avec des valeurs positives sur l'axe y (cf. Figure 37), tandis que cela diminue les dimensions des autres surfaces passives. Par conséquent, les pertes radiatives diminuent constamment, tandis que les pertes convectives augmentent jusqu'à atteindre une limite pour  $\theta_{arc} \approx 2\pi/3$  radians. Au-delà de cette valeur, l'augmentation des aires des surfaces passives basse et haute devient plus importante que la diminution des autres surfaces passives, de sorte que les pertes convectives diminuent et que le rendement augmente. Les pertes convectives sont ici toujours inférieures aux pertes radiatives (jusqu'à environ 5 % au maximum contre 10 % au minimum, respectivement) à cause des hautes températures mises en jeu.

D'après ces observations, une valeur de l'angle d'ouverture de  $\pi$  semblerait logique afin de minimiser les pertes thermiques. En revanche, il faut prendre en compte le point de vue optique dans les interprétations. En effet, même si cela n'est pas pris en compte dans les calculs de ce modèle, on

voit sur la [Figure 37](#) que les parois latérales d'un absorbeur en forme de demi-cercle seraient difficile à irradier correctement par l'ouverture de la cavité depuis le champ d'héliostat. Pour ces raisons, il semble qu'une valeur de  $\pi/2$  corresponde à un meilleur compromis entre perte thermiques et optiques. Pour la suite, les deux valeurs de  $\theta_{arc}$ ,  $\pi$  et  $\pi/2$ , sont conservées afin d'observer l'influence des autres paramètres.

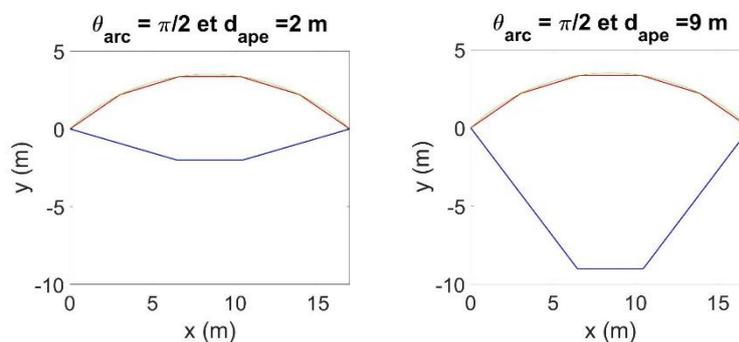
En ce qui concerne l'influence du nombre de panneaux de tubes qui constituent l'absorbeur,  $M_{pan}$ , il semble qu'augmenter cette valeur résulte en une légère augmentation des performances. Cela paraît logique puisque l'absorbeur se rapproche de plus en plus d'un arc de cercle. Cependant, en pratique, un trop grand nombre de panneaux de tubes deviendrait compliqué à mettre en place physiquement, notamment parce qu'ils sont plongés dans le même lit fluidisé (dispenser). Aussi, pour la suite, une valeur réaliste de  $M_{pan} = 5$  est fixée.

En conclusion, les calculs indiquent que pour des dimensions de l'ouverture de la cavité fixées, la géométrie de l'absorbeur a une faible influence sur les performances thermiques du système.

## 2.5.2. Influence de la distance de l'ouverture

Intéressons-nous maintenant aux dimensions de la cavité, tout d'abord à travers la distance entre l'ouverture et l'absorbeur,  $d_{ape}$ . Nous considérons ici les mêmes paramètres fixés que précédemment, à savoir des dimensions de l'ouverture  $L_{ape} = 4$  m et  $H_{ape} = 5$  m, et une inclinaison  $\alpha_{ape} = 0$ . Comme conclut dans la section précédente, le nombre de panneaux  $M_{pan} = 5$  et les deux valeurs d'angle d'ouverture de l'arc  $\theta_{arc}$ ,  $\pi$  et  $\pi/2$ , sont testées. La distance  $d_{ape}$  varie entre 1 et 10 m. Dans la même idée que précédemment, la [Figure 39](#) montre deux représentations du récepteur avec des valeurs de distance  $d_{ape}$  de 2 et 9 m, avec un angle d'ouverture d'arc de  $\pi/2$ .

Les variations des performances thermiques sont présentées sur la [Figure 40](#) en fonction de la distance entre l'ouverture de la cavité et l'absorbeur, et pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de l'arc de cercle de l'absorbeur. Ici aussi, la puissance totale de récepteur  $\phi_{sol}$  correspond bien à la valeur estimée, puisqu'elle est de  $51,4 \pm 0,2$  MW<sub>th</sub> sur tous les calculs.



[Figure 39](#) : Exemples de géométries de récepteur variant avec la distance  $d_{ape}$ , vue de dessus.

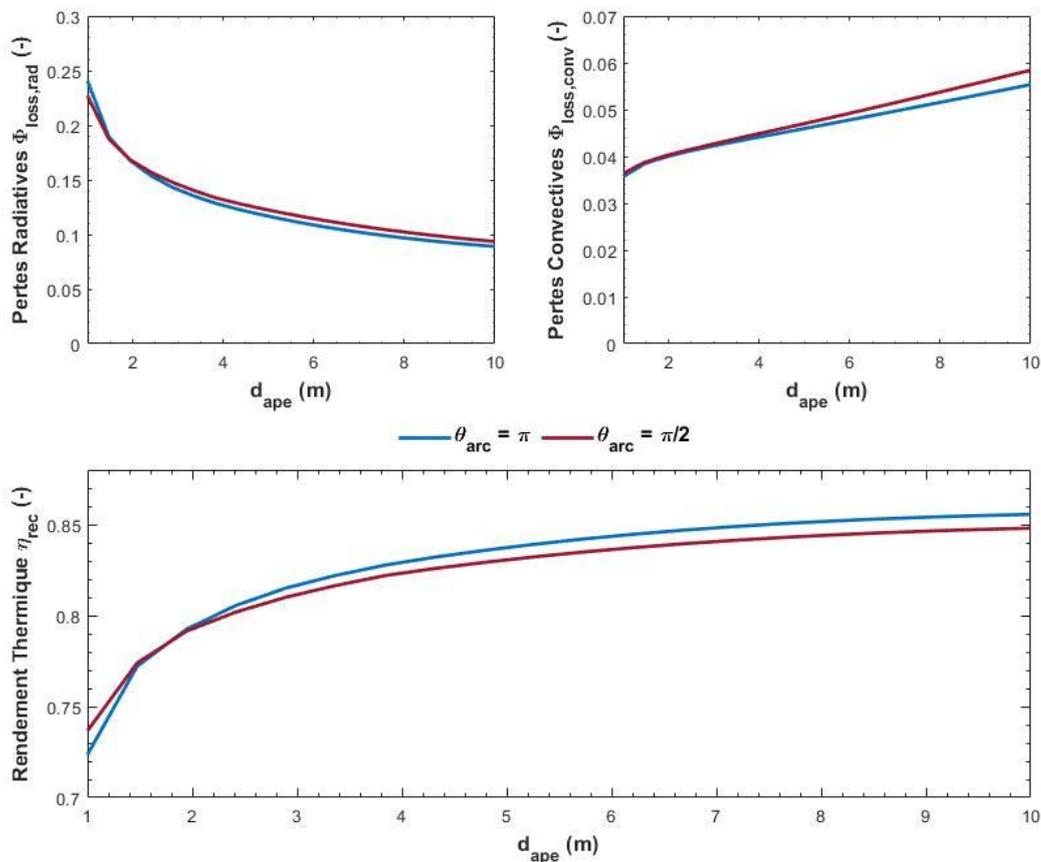


Figure 40 : Influence de la distance entre l'ouverture de la cavité et l'absorbeur sur les pertes radiatives (haut, gauche) et convectives (haut, droite) normalisées par la puissance solaire reçue, et sur le rendement thermique (bas).

On constate que la distance entre l'ouverture de la cavité et le récepteur a une forte influence sur les performances thermiques du système. En effet, augmenter cette distance revient à fortement diminuer le facteur de forme entre l'ouverture et l'absorbeur, ce qui diminue les pertes radiatives. En revanche, cela revient également à augmenter les aires des surfaces passives (c'est-à-dire les dimensions de la cavité), et ainsi les pertes convectives associées. Ces dernières restent toutefois largement inférieures aux pertes radiatives (6 % de pertes convectives maximum contre 10 % de pertes radiatives au minimum), ce qui résulte en une augmentation constante du rendement, de plus de 10 % sur la gamme de  $d_{ape}$  testée.

Il faut orienter la réflexion en tenant compte des contraintes optiques du système. En effet, plus la distance  $d_{ape}$  est importante, plus il est difficile d'irradier convenablement l'absorbeur pour obtenir la distribution de flux souhaitée. A l'inverse, pour une distance trop courte, les côtés de l'absorbeur seront difficilement éclairés. Aussi, une valeur intermédiaire de 7 m semble être un choix raisonnable pour la suite.

Les tendances en fonction de  $d_{ape}$  étant similaires quel que soit l'angle d'ouverture de la cavité  $\theta_{arc}$ , à la fois sur leurs formes d'évolutions et leurs valeurs, ce dernier est fixé à  $\pi/2$  pour la suite de

cette étude pour les raisons citées en section précédente. Cela correspond à un absorbeur de 16,9 m de distance entre ses deux extrémités (la corde de l'arc) et de 3,5 m de profondeur (la flèche).

### 2.5.3. Influence de l'inclinaison de l'ouverture

Un autre paramètre important pour modifier les dimensions de la cavité est l'angle d'inclinaison de l'ouverture,  $\alpha_{ape}$ . Il varie ici entre 0 et 45 °, comme illustré en Figure 41 avec une vue de côté. Les autres paramètres sont fixés d'après les observations précédentes, et l'ouverture est toujours supposée rectangulaire. Ces dimensions sont de 4 m de largeur et 5 m de hauteur.

Les variations associées des performances thermiques en fonction de  $\alpha_{ape}$  sont présentées sur la Figure 42. La puissance totale de récepteur  $\phi_{sol}$  est ici de  $50,3 \pm 0,1$  MW<sub>th</sub> sur tous les calculs, ce qui correspond encore une fois à l'ordre de grandeur recherché.

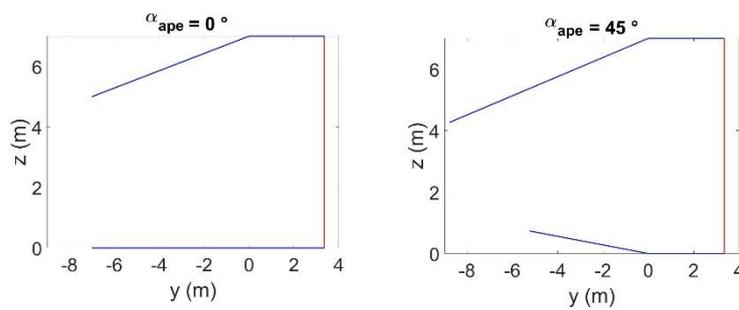


Figure 41 : Exemples de géométries de récepteur variant avec l'angle d'inclinaison  $\alpha_{ape}$ , vue de côté.

Une diminution des pertes radiatives est observée avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison, ainsi qu'une très légère augmentation des pertes convectives. Comme dans les cas précédents, ces dernières sont toujours très inférieures aux pertes radiatives, de sorte que le rendement augmente constamment. Ceci est dû au fait qu'augmenter  $\alpha_{ape}$  résulte en une diminution du facteur de forme entre l'ouverture de la cavité et l'absorbeur, même si les aires des surfaces passives augmentent légèrement. L'influence générale de ce paramètre reste relativement faible, puisque les variations de rendement thermique sont inférieures à 1 %.

On comprend bien qu'une trop grande inclinaison de l'ouverture de la cavité ne permet pas d'irradier correctement l'absorbeur. L'optimisation du système dépend donc de la position des héliostats par rapport à cette dernière. Il semble cependant qu'une valeur intermédiaire de 30° soit un bon compromis [125].

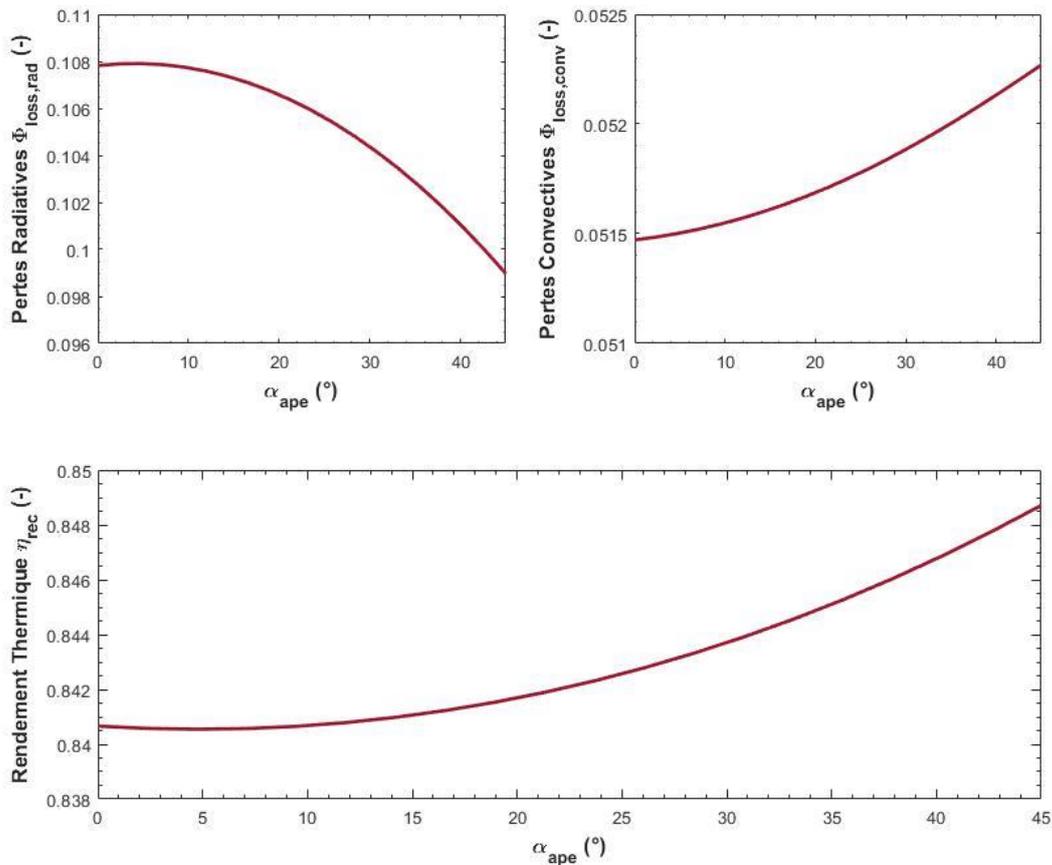


Figure 42 : Influence de l'angle d'inclinaison de l'ouverture de la cavité sur les pertes radiatives (haut, gauche) et convectives (haut, droite) normalisées par la puissance solaire reçue, et sur le rendement thermique (bas).

#### 2.5.4. Influence des dimensions de l'ouverture

Les derniers paramètres étudiés caractérisent les dimensions de l'ouverture. Tout en conservant une forme rectangulaire, sa largeur  $L_{ape}$  et sa hauteur  $H_{ape}$  varient simultanément entre 2 et 7 m. Les autres paramètres sont fixés d'après les estimations précédentes, à savoir un absorbeur constitué de  $M_{pans} = 5$  panneaux, réparti sur un arc de cercle d'ouverture  $\theta_{arc} = \pi/2$ , et placé à une distance  $d_{ape} = 7$  m de l'ouverture. Cette dernière est inclinée d'un angle  $\alpha_{ape} = 30^\circ$  par rapport au plan vertical du récepteur.

Les résultats associés sont présentés sur la Figure 43 sous la forme de cartes en deux dimensions, représentant les dimensions de l'ouverture de la cavité. Les valeurs des pertes, radiatives et convectives, ainsi que du rendement thermique du récepteur sont identifiés via l'échelle de couleurs. Pour tous les calculs, la puissance moyenne du récepteur est ici de  $50,3 \pm 2,6$  MW<sub>th</sub>. Les variations de puissance sont ici plus importantes que précédemment, ce qui est lié aux fortes variations des dimensions de l'ouverture de la cavité, donc de son aire.

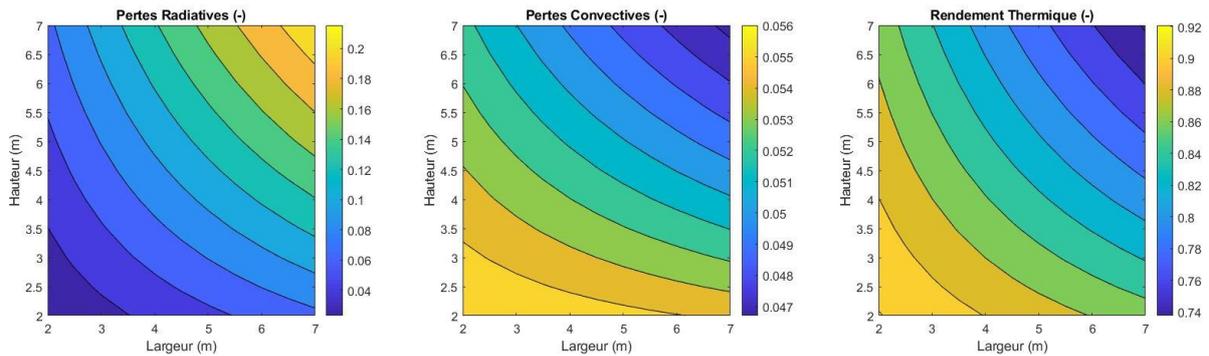


Figure 43 : Influence de la largeur et de la hauteur de l'ouverture de la cavité sur les pertes radiatives (gauche) et convectives (milieu) normalisées par la puissance solaire reçue, et sur le rendement thermique (droite).

On peut voir sur la Figure 43 que les pertes convectives sont très peu impactées par les dimensions de l'ouverture. Elles sont autour de 5 %, et leur gamme de variation est ici inférieure à 1 %. Ceci s'explique par le fait que la modification des dimensions de l'ouverture ne fait que très peu varier les aires des surfaces passives. A l'inverse, les pertes radiatives varient beaucoup, entre 2 et 21 %. Elles sont minimales pour une aire d'ouverture minimale, puisque très peu de rayonnement est perdu par l'ouverture, ce qui implique un rendement maximum. Ces observations ne prennent bien sûr que le point de vue thermique en compte, puisqu'un couplage avec le champ optique nécessite une ouverture suffisamment grande pour pouvoir irradier l'absorbeur.

Cette représentation sous forme de cartes permet de voir que la largeur et la hauteur de l'ouverture n'ont pas la même influence sur les performances du récepteur. Dans le cas contraire, les courbes à pertes ou rendement constants seraient linéaires. Ceci est dû au fait que le récepteur n'est pas symétrique : les surfaces passives gauches et droites n'ont pas les mêmes aires que les surfaces hautes et basses. Les variations sont toutefois minimales, ce qui signifie que du point de vue thermique, la forme de l'ouverture d'une cavité rectangulaire (c'est-à-dire verticale, horizontale ou carrée) a peu d'influence. On se doute tout de même qu'en prenant en compte un champ d'héliostats réel, au vu de la forme du récepteur, le système est bien plus efficace avec une ouverture horizontale.

En ce qui concerne le rendement, on peut voir que l'objectif de 85 – 90 % est atteint pour des dimensions de l'ouverture de l'ordre de 4 à 6 m de côté. Pour observer cette influence, la Figure 44 présente les évolutions des pertes et du rendement, directement en fonction de l'air de l'ouverture de la cavité, c'est-à-dire le produit  $S_{ape} = H_{ape}L_{ape}$ . Sur cette figure, on retrouve le faible impact de l'ouverture sur les pertes convectives et son fort impact sur les pertes radiatives. De plus, le rendement visé de 85 % est ici atteint pour une aire de l'ouverture maximale de 20 m<sup>2</sup>.

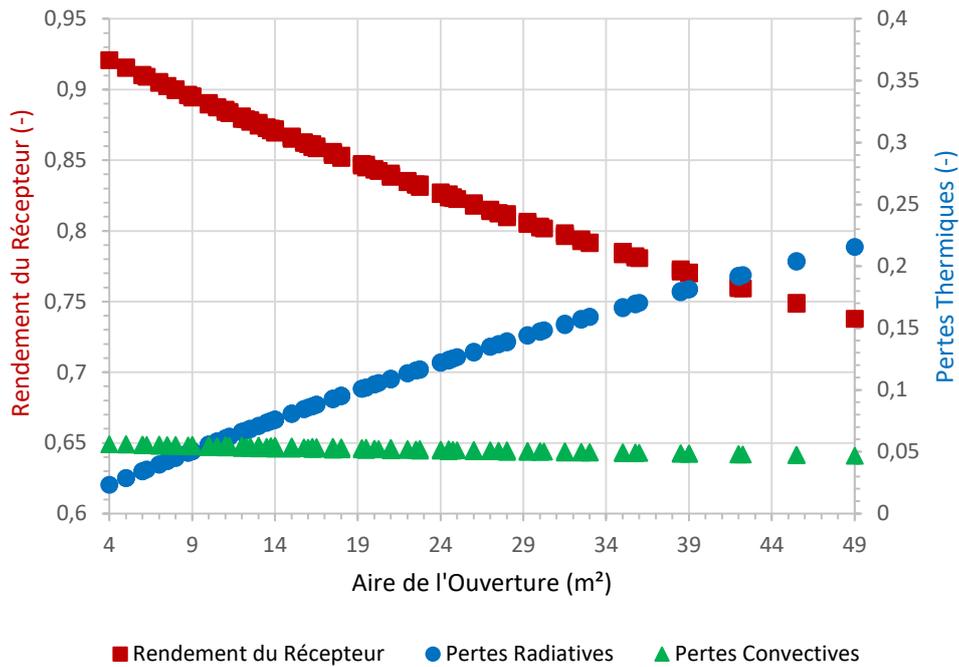


Figure 44 : Évolution des pertes radiatives (bleu) et convectives (vert), et du rendement thermique (rouge) du récepteur en fonction de l'aire de l'ouverture de la cavité.

Comme la densité de flux solaire incident sur l'absorbeur est fixée à  $\varphi_{sol} = 400 \text{ kW/m}^2$ , la modification de la surface de l'ouverture de la cavité modifie le facteur de concentration. Ce dernier est calculé par l'Équation (54), par conservation de la puissance solaire  $\phi_{sol}$  au niveau de l'absorbeur et de l'ouverture de la cavité. Pour l'absorbeur, cette puissance s'exprime comme le produit de la surface absorbante totale  $S_{abs}$  et de la densité de flux solaire qu'il reçoit,  $\varphi_{sol}$ . Au niveau de l'ouverture de la cavité, de surface  $S_{ape}$ , la puissance solaire s'exprime par le produit du facteur de concentration  $C_{sol}$  et du rayonnement direct ( $DNI$ ). Cela signifie qu'en fonction de la surface de l'ouverture de la cavité, le couplage avec un champ d'héliostat doit prendre en compte la modification de la densité de flux solaire traversant l'ouverture de la cavité, en plus de l'homogénéité de l'irradiation de l'absorbeur.

$$C_{sol} = \frac{\varphi_{sol} S_{abs}}{S_{ape} DNI} = \frac{\phi_{sol}}{S_{ape} DNI} \quad (54)$$

Dans les calculs présentés plus haut, le facteur de concentration varie entre environ 1000 et 12 000. Les plus grandes valeurs, qui correspondent aux surfaces d'ouverture les plus faibles, ne sont pas atteignables par des centrales solaires commerciales (cf. Section 1.2.3). De plus, la puissance solaire provenant des héliostats est réduite par leur rendement optique, qui n'est pas pris en compte dans ce calcul. Pour une surface d'ouverture  $S_{ape}$  de  $20 \text{ m}^2$ , le facteur de concentration correspondant est d'environ 2 000, ce qui est cette fois dans l'ordre de grandeur des valeurs atteignables pour des centrales à tour, bien que se trouvant sur une gamme haute atteignable avec des héliostats de très bonne qualité.

### 2.5.5. Discussion et carte des paramètres

L'étude paramétrique présentée dans les sections précédentes, bien qu'effectuée dans le cadre d'une modélisation purement thermique, permet de qualifier l'influence des différents paramètres géométriques du récepteur sur ses performances. En prenant en compte les contraintes optiques liées au champ d'héliostats dans les réflexions, cela permet de fixer un domaine de travail.

La géométrie de l'absorbeur n'influence que très peu les performances du système, contrairement à sa distance par rapport à l'ouverture et aux dimensions de cette dernière. Ces deux paramètres, respectivement  $d_{ape}$  et  $S_{ape}$ , ont été modifiées simultanément. Seules les configurations pour lesquelles le rendement objectif de 85 % est atteint sont gardées. Les autres paramètres sont fixés d'après l'étude paramétrique précédente. Les résultats sont présentés sur la [Figure 45a](#) sous la forme d'une carte en trois dimensions. La troisième dimension est le rendement du récepteur, qui est également identifié via l'échelle de couleur. On peut voir sur cette figure qu'une seule configuration est possible si on se limite à une surface d'ouverture de 20 m<sup>2</sup> pour les raisons liées au facteur de concentration évoquées plus haut. La distance  $d_{ape}$  correspondante est alors de 9 m, et les pertes radiatives et convectives sont respectivement de 9,3 et 5,9 %, soit un rapport de 1,6.

Classiquement, le rapport entre les pertes radiatives et convectives est plutôt autour de 4 pour des hautes températures de fonctionnement [112,117]. Cela signifie que les pertes convectives sont ici surestimées, comme cela avait été évoqué lors du choix de la valeur du coefficient d'échange avec l'air ( $h_{air}$ ) de 10 W/(m<sup>2</sup>K). Revenons un peu en arrière et rappelons-nous que le modèle de Clausing utilisé sépare la cavité en une zone inférieure où l'air se déplace, et une zone supérieure où l'air stagne et où la convection est réduite (cf. [Section 2.4.2.2](#)) [118,119]. Sachant que Clausing obtient des coefficients d'échange entre 7 et 10 W/(m<sup>2</sup>K) dans la zone de forte convection, et que le volume de la zone stagnante est augmenté par l'inclinaison de l'ouverture de la cavité, nous choisissons de poser une valeur du coefficient  $h_{air}$  réduite à 5 W/(m<sup>2</sup>K) et de réaliser les mêmes calculs que précédemment.

Les résultats correspondants sont présentés en [Figure 45b](#), sur laquelle on observe un changement significatif. En effet, le rendement objectif de 85 % est cette fois-ci atteint pour une aire maximale de l'ouverture de la cavité (ici carrée) de 25 m<sup>2</sup> et une distance  $d_{ape}$  de 9 m. Les pertes radiatives et convectives sont ici respectivement de 11,6 et 2,9 %, soit un rapport d'environ 4, ce qui est dans les gammes de valeurs connues. Ce changement permet d'agrandir l'ouverture du récepteur de 5 m<sup>2</sup> par rapport aux précédents calculs, ce qui est non-négligeable du point de vue du contrôle de la densité de flux solaire incidente depuis le champ d'héliostat, à la fois en termes d'homogénéité du flux solaire sur l'absorbeur mais également en termes de facteur de concentration à atteindre au niveau de l'ouverture de la cavité.

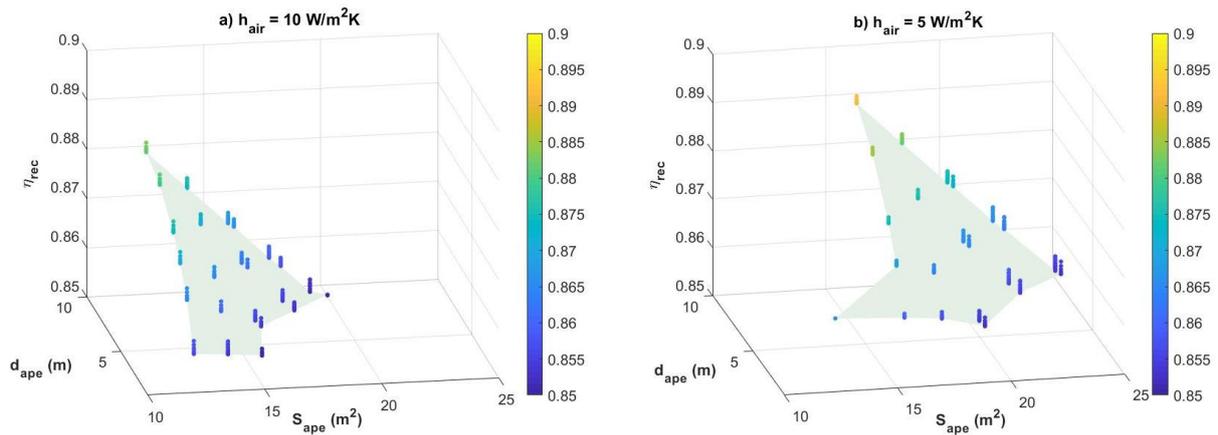


Figure 45 : Cartes des gammes des paramètres  $S_{ape}$  et  $d_{ape}$  qui permettent d'atteindre le rendement visé de 85 %, avec un coefficient de convection  $h_{air}$  (a) de 10 W/(m<sup>2</sup>K) et (b) de 5 W/(m<sup>2</sup>K).

## 2.6. Conclusion

L'étude paramétrique présentée dans ce chapitre a montré que la géométrie de l'absorbeur influence peu les performances thermiques du récepteur solaire, contrairement à la géométrie de l'ouverture de la cavité ainsi que sa distance par rapport à l'absorbeur. Ce dernier est constitué de 360 tubes de 50 mm de diamètre interne et 7 m de haut, répartis sur 5 panneaux formant un arc de cercle d'angle d'ouverture de  $\pi/2$ . Cela correspond à une distance entre ses deux extrémités (la corde de l'arc) de 16,9 m et une profondeur (la flèche de l'arc) de 3,5 m. Pour une puissance totale de 50 MW<sub>th</sub> visée, la densité de flux solaire incidente sur l'absorbeur, considérée homogène, est estimée à 400 kW/m<sup>2</sup> pour des températures de paroi correspondantes de 950 °C. Les pertes radiatives de l'absorbeur sans la cavité seraient d'environ 27 % de la densité de flux solaire incident, soit un rendement du récepteur de 73 %.

Pour une inclinaison par rapport à la verticale de 30 ° et une distance par rapport à l'absorbeur de 9 m, le rendement thermique objectif de 85 % est atteint pour une surface d'ouverture de 20 m<sup>2</sup> dans le cas de fortes pertes convectives (surestimées), et de 25 m<sup>2</sup> dans le cas de faibles pertes convectives (plus réalistes). Un schéma en trois dimensions représentant la géométrie du récepteur (rouge) et de sa cavité (bleu) avec les paramètres détaillés plus haut est représenté en Figure 46. Les valeurs estimées sont consistantes avec les données publiées pour une géométrie non-optimisée [123], montrant l'intérêt d'une cavité pour réduire les pertes thermiques et atteindre des efficacités similaires à celles des récepteurs solaires existant (à sels fondus par exemple).

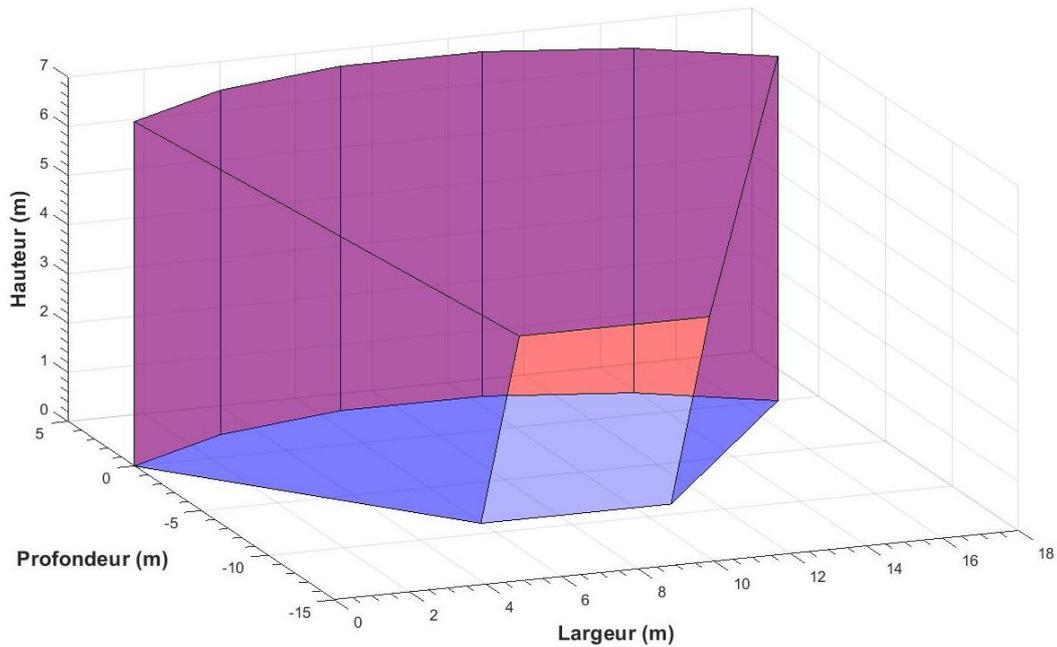


Figure 46 : Schéma en trois dimensions du récepteur solaire et de sa cavité, dont la géométrie est dimensionnée d'après les résultats du modèle thermique établi pour obtenir un rendement de 85 %. Les surfaces rouges représentent les tubes constituant l'absorbeur, et les surfaces bleues constituent la cavité.

Les pistes d'amélioration de ce modèle de récepteur à cavité sont décrites ci-après.

- Premièrement, considérer un couplage avec un champ d'héliostat réel, afin de prendre en compte à la fois l'efficacité optique de ce dernier, c'est-à-dire les pertes par débordement en fonction des dimensions de l'ouverture, mais également la distribution de flux solaire sur l'absorbeur.
- Deuxièmement, améliorer le calcul des pertes convectives au sein de la cavité.
- La dernière piste d'amélioration du modèle de récepteur réside dans une meilleure compréhension du comportement de la suspension de particules fluidisées dans les tubes du récepteur. En effet, dans ce modèle, les températures ont été estimées en fixant un coefficient d'échange paroi-particules global d'après de précédentes études. Dans la pratique, ce dernier dépend des conditions opératoires. Une meilleure compréhension des échanges particules-paroi permettrait d'affiner le calcul du coefficient d'échange global et des températures de parois résultantes.

Des dispositifs expérimentaux ont été conçus afin de mieux comprendre le comportement d'une suspension de particules fluidisées dans des tubes. Dans un premier temps, à température ambiante afin de s'affranchir de l'effet de la température et de procéder à une étude complète de l'hydrodynamique des écoulements, puis sous irradiation solaire concentrés, en se plaçant dans des conditions réalistes d'opération d'un tel récepteur solaire. Le chapitre suivant présente les dispositifs expérimentaux employés pour ces deux études, ainsi que la caractérisation de l'échantillon de particules utilisées.

## **Chapitre III Description des Dispositifs**

### **Expérimentaux**

## SOMMAIRE

<b>3.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>91</b>
<b>3.2.</b>	<b>CARACTERISATION DE LA POUDRE UTILISEE .....</b>	<b>91</b>
3.2.1.	SELECTION DU MATERIAU.....	91
3.2.2.	DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE.....	92
3.2.3.	MESURE DES VITESSES CARACTERISTIQUES.....	95
<b>3.3.</b>	<b>RALF : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DU RECEPTEUR À LIT FLUIDISE A TEMPERATURE AMBIANTE .....</b>	<b>99</b>
3.3.1.	DESCRIPTION GENERALE .....	99
3.3.2.	INSTRUMENTATION DU DISPOSITIF .....	101
<b>3.4.</b>	<b>RALFI : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DU RECEPTEUR A LIT FLUIDISE IRRADIE SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE .....</b>	<b>102</b>
3.4.1.	DESCRIPTION GENERALE .....	102
3.4.2.	INSTRUMENTATION DU DISPOSITIF .....	105
3.4.3.	PRESENTATION DES DISTRIBUTIONS DE FLUX SOLAIRE INCIDENT UTILISEES.....	106
<b>3.5.</b>	<b>GRANDEURS CALCULEES .....</b>	<b>108</b>
3.5.1.	HAUTEUR DE LA SUSPENSION .....	109
3.5.2.	DEBIT DE PARTICULES .....	112
3.5.3.	FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES .....	113
3.5.4.	VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR .....	116
<b>3.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>117</b>

## 3.1. Introduction

Ce chapitre présente les deux dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés pendant ce travail de thèse. Le premier a permis une étude extensive des régimes de fluidisation à température ambiante (présentée dans le [Chapitre IV](#)), tandis que le second a été adapté pour être placé sous irradiation solaire concentrée au grand four solaire d'Odeillo ([Chapitre V](#)). L'instrumentation des deux dispositifs est détaillée dans ce chapitre. Les grandeurs d'intérêts calculées à partir des mesures réalisées sont également présentées, ainsi que les calculs d'incertitudes associés. Les deux dispositifs utilisant la même phase solide, celle-ci est caractérisée en premier lieu.

## 3.2. Caractérisation de la poudre utilisée

### 3.2.1. Sélection du matériau

Le projet européen Next-CSP [56] vise à améliorer la fiabilité et la performance des centrales solaires à concentration, en particulier des centrales à tour, en utilisant des particules fluidisées comme fluide caloporteur et moyen de stockage. Dans ce cadre, une des premières étapes du projet a été de sélectionner le matériau à utiliser. Une étude précise a été réalisée afin de comparer plusieurs matériaux à travers leurs propriétés thermophysiques, thermomécaniques, leur comportement à l'attrition, ainsi que des considérations liées à la santé, à l'environnement et à leur coût [58]. Les principaux candidats étaient l'olivine, la cristobalite, la bauxite, le carbure de silicium et l'alumine. Il résulte de cette étude que le carbure de silicium, utilisé dans le cadre du précédent projet européen CSP2 [54,55], est efficace thermiquement mais pose des problèmes de toxicité (cancérogène si formation de  $\text{SiO}_2$ ) et est relativement coûteux puisque son prix est comparable à celui des sels fondus. Finalement, l'olivine a été sélectionnée car elle propose le meilleur compromis entre tous ces critères.

L'olivine est un minéral faisant partie du groupe des silicates, qui cristallise dans un système orthorhombique. Ce matériau est composé principalement de fer, de magnésium, de silicium et d'oxygène, ce qui lui donne une couleur verte, comme illustré sur la [Figure 47](#). Les propriétés thermophysiques de l'olivine sont récapitulées dans le [Tableau 5](#). Sa température limite d'utilisation, la température de frittage, se situe aux alentours de 1400 °C. Cette limite de température en fait un très bon candidat pour être utilisé comme fluide caloporteur dans une centrale solaire. Par conséquent, contrairement aux récepteurs solaires classiques à sels fondus, c'est le matériau des tubes absorbeurs lui-même qui limite la température maximale de fonctionnement du récepteur.

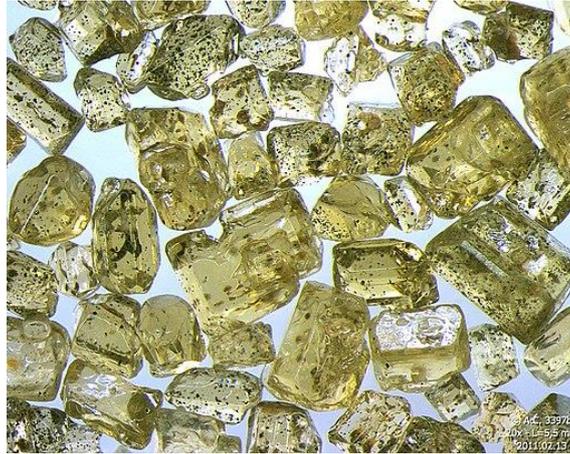


Figure 47 : Cristaux d'olivine extraits du sable de Kokee Beach (Hawaii) [135].

La capacité thermique de stockage des particules peut être estimée en calculant leur densité énergétique effective, c'est-à-dire le produit  $\alpha_{part}\rho_{part}C_{p,part}$ . Dans ce calcul, la capacité calorifique des particules,  $C_{p,part}$ , est donnée par l'Équation (55) avec la température en °C. En lit fixe, pour une porosité d'environ 50 %, cette valeur est d'environ 1,6 MJ/(m<sup>3</sup>K), soit du même ordre de grandeur que pour les fluides caloporteurs liquides classiques, mais environ deux fois plus faible que pour les sels fondus [29]. Cependant, la différence de coût est non-négligeable, puisqu'avec un prix d'environ 100 à 150 \$/tonne [29,58], l'olivine est environ dix fois moins chère que le carbure de Silicium et les sels fondus. Cela en fait un fluide caloporteur et un milieu de stockage à la fois efficace et peu coûteux.

Tableau 5 : Propriétés thermophysiques de l'olivine.

Composition moyenne	Masse volumique $\rho_{part}$ (kg/m <sup>3</sup> )	Température de frittage (°C)	Conductivité thermique $\lambda_{part}$ (W/(mK))	Capacité thermique massique $C_{p,part}$ (kJ/kgK)	Pris (\$/tonne)
MgO : 49,5 % SiO <sub>2</sub> : 42 % Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> : 7,5 %	3300	Environ 1400	Entre 0,45 et 0,6 pour une température entre 400 et 1000 °C	Équation (55) avec $T$ en °C	Entre 150 et 200

$$C_{p,part}(T) = \begin{cases} 1000 & \text{si } T < 400^\circ\text{C} \\ 9.70 * 10^{-8}T^3 - 2.62 * 10^{-4}T^2 + 0.73T + 806 & \text{si } T > 400^\circ\text{C} \end{cases} \quad (55)$$

### 3.2.2. Distribution granulométrique

Toutes les expériences présentées dans ce manuscrit de thèse ont été réalisées avec le même échantillon de poudre d'olivine, dont une photo est présentée en Figure 48. La teneur en particules fines dans l'échantillon a été limitée lors de la fabrication afin de garantir son appartenance au groupe A de la classification de Geldart. En effet, cela permet une fluidisation à faibles vitesses d'air. Cette

propriété est indispensable pour limiter la consommation d'énergie associée dans le cas d'une centrale solaire à échelle commerciale.



Figure 48 : Photo des particules d'olivine utilisées pour les expérimentations dans le cadre de cette thèse.

L'échantillon de particules a été analysé par granulométrie, à l'aide d'un granulomètre à diffraction Malvern Mastersizer 3000, au laboratoire PROMES – Odeillo (France). Cet appareil permet de mesurer des tailles de grains allant de la centaine de nanomètre jusqu'à quelques millimètres. Son fonctionnement est basé sur la théorie de diffusion élastique de la lumière, avec deux méthodes de résolution : les théories de Fraunhofer et de Mie, suivant lesquelles l'intensité et l'angle du rayonnement diffusé par des particules irradiées par un laser sont dépendants de la taille des particules [136]. Ainsi, en dispersant l'échantillon de particules dans un solvant neutre (ici de l'eau), et en mesurant dans un premier temps le bruit de fond créé par la diffusion du solvant seul, on peut remonter à la distribution en taille des particules.

Comme évoqué dans la [Section 1.3.2](#), deux types de représentations sont possibles pour caractériser la distribution granulométrique en taille de l'échantillon de particules, toutes deux présentées sur la [Figure 49](#) dans le cas de notre échantillon d'olivine. La distribution relative, qui correspond à la probabilité de présence associée à chaque diamètre de grain, est représentée en noir, tandis que la distribution cumulée est représentée en rouge. Ces distributions ont été obtenues en réalisant plusieurs séries de mesure et en moyennant les résultats.

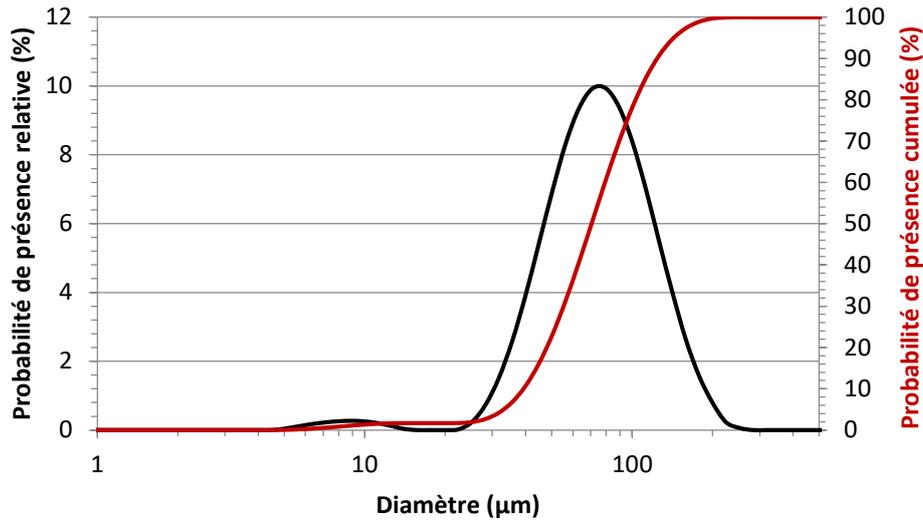


Figure 49 : Distributions granulométriques en taille de l'échantillon d'olivine, relative (noir) et cumulée (rouge).

A partir de ces données, les grandeurs caractéristiques de l'échantillon ont pu être calculées et sont résumées dans le [Tableau 6](#) [72]. Les incertitudes associées à chaque grandeur sont liées à la précision en diamètre des mesures, qui correspond à une erreur relative de 10 %. On remarque que le diamètre de Sauter  $d_{sv}$  est inférieur au diamètre médian  $d_{50}$  et au diamètre volumique  $d_v$ . Cela traduit la présence résiduelle de particules fines dans l'échantillon, identifiées sur la distribution volumique relative par un pic autour de 10  $\mu\text{m}$ .

Tableau 6 : Propriétés granulométriques de l'échantillon d'olivine. Les diamètres moyens sont exprimés en  $\mu\text{m}$ .

$d_{10}$	$d_{50}$	$d_{90}$	$d_{max}$	$d_{sv}$	$d_v$	$\varphi$	$\sigma$	$Ar$
$39 \pm 4$	$70 \pm 7$	$124 \pm 13$	$79 \pm 8$	$61 \pm 6$	$81 \pm 8$	$0,75 \pm 0,16$	$0,60 \pm 0,13$	$21 \pm 2$

Le nombre adimensionnel d'Archimède, très utilisé dans la littérature scientifique pour comparer plusieurs échantillons de poudre, a été calculé à l'aide de l'Équation (56). Dans cette équation,  $\rho_{air}$  et  $\mu_{air}$  sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air. Ces propriétés sont calculées en considérant l'altitude et la pression atmosphérique moyennes à Odeillo (lieu où les expérimentations sont effectuées). Plus de détails sur ces considérations sont donnés en [Annexe A](#).

$$Ar = \frac{\rho_{air}(\rho_{part} - \rho_{air})gd_{sv}^3}{\mu_{air}} \quad (56)$$

La masse volumique de l'échantillon d'olivine ainsi que son diamètre de Sauter nouvellement calculé permettent de le situer sur la classification des poudres de Geldart [73], dont les frontières

entre classes ont été précisées depuis son établissement [62]. La Figure 50 présente ces frontières ainsi que la position de l'échantillon étudié (carré noir). La sous-figure est un zoom du domaine encadré par les pointillés. Si l'on ne considérait que le diamètre médian ou le diamètre qui correspond à la probabilité de présence maximale des particules, alors l'échantillon serait positionné dans le domaine de la classe B. Mais pour prendre en compte l'effet des particules fines résiduelles, qui peuvent gêner le phénomène de fluidisation à cause de leurs propriétés cohésives, on identifie l'échantillon par son diamètre de Sauter  $d_{sv}$ , de sorte qu'il appartient finalement à la classe A, ce qui correspond bien à l'objectif de départ.

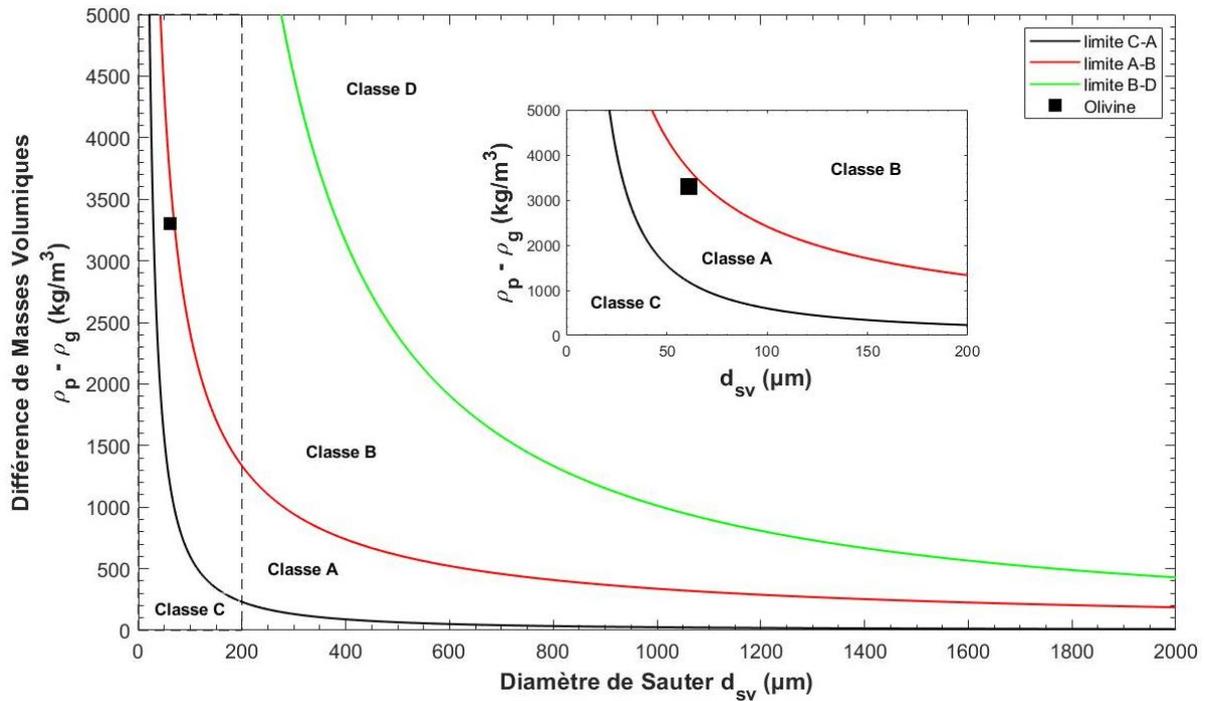


Figure 50 : Position de l'échantillon d'olivine sur la classification de Geldart [62]. La sous-figure est un zoom du domaine encadré par les pointillés.

La concentration en particules du lit fixe d'olivine,  $\alpha_{bulk}$ , a été mesurée en pesant un volume connu de poudre. La mesure a été réalisée plusieurs fois afin d'en extraire une moyenne et un écart-type, et  $\alpha_{bulk} = 0,48 \pm 0,02$ . Cette valeur est en accord avec la littérature pour un lit fixe de particules, et confirme l'estimation de la capacité thermique de stockage présentée précédemment.

### 3.2.3. Mesure des vitesses caractéristiques

Les vitesses caractéristiques des différents régimes de fluidisation dans lesquels les particules d'olivine peuvent être fluidisées, introduites dans la Section 1.3.3, ont été mesurées expérimentalement à l'aide d'une colonne de fluidisation classique. Le dispositif expérimental, illustré par la Figure 51, est constitué d'une colonne cylindrique en plexiglas de 9 cm de diamètre interne et de 95 cm de hauteur, dans laquelle est placé l'échantillon de particules d'olivine à caractériser. Une arrivée d'air placée sous la colonne permet à l'air d'y circuler de manière ascendante après avoir

traversé un distributeur poreux en bronze fritté. Ce dernier permet d'homogénéiser la distribution du flux d'air sur toute la section de la colonne. Deux prises de pression sont positionnées sur la hauteur et espacées de 20 cm afin de mesurer la perte de charge subie par l'air lors de la traversée du lit de particules,  $\Delta P_{lit}$ .

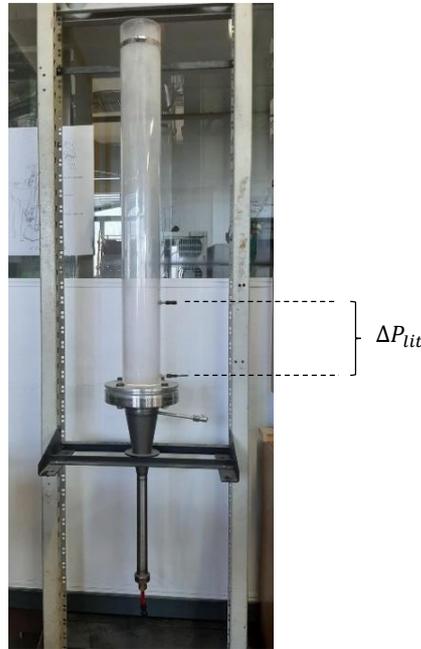


Figure 51 : Photo de la colonne de fluidisation utilisée pour caractériser l'échantillon d'olivine.

Les vitesses caractéristiques des régimes de fluidisation ont été déterminées à l'aide de la mesure de la perte de charge à travers le lit de particules,  $\Delta P_{lit}$ , en fonction de la vitesse superficielle d'air injectée dans la colonne,  $U_{air}$ . Cette dernière correspond à la vitesse qu'aurait l'air s'il n'y avait pas de particules, et est calculée simplement comme le rapport entre le débit d'air injecté et la section interne de la colonne. Les mesures ont été réalisées pour une vitesse d'air croissante, puis décroissante, comme le montre la Figure 52. En effet, pour une vitesse d'air croissante (rouge), l'air doit vaincre les fortes forces de van der Waals présentes en lit fixe – en plus du poids des particules – afin de séparer les particules et de fluidiser le lit, ce qui empêche la lecture du minimum de fluidisation [64]. À l'inverse, en vitesse d'air décroissante (noir), et en partant d'un lit déjà fluidisé, la fluidisation s'arrête simplement lorsque l'énergie apportée par l'air n'est plus suffisante pour vaincre le poids des particules et les séparer. On observe effectivement sur la figure l'intersection entre les courbes de lit fixe et de lit fluidisé (pointillés noirs), permettant ainsi d'identifier la vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  à  $0,42 \pm 0,03$  cm/s. L'incertitude est ici due à la fois aux erreurs de mesures des appareils et à celle introduite par les calculs. Les valeurs des vitesses caractéristiques obtenues avec la colonne de fluidisation sont récapitulées dans le Tableau 7.

Comme évoqué en Section 1.3.3, la corrélation de [76] est souvent utilisée pour estimer la vitesse minimale de fluidisation de particules de classe A (rappelée par l'Équation (57)). Celle-ci donne une vitesse de  $0,399 \pm 0,078$  cm/s pour notre poudre, ce qui permet de valider la mesure expérimentale. L'incertitude associée à cette valeur est calculée d'après la validité de la corrélation donnée par les auteurs, de 82 % (soit une incertitude de 18 %).

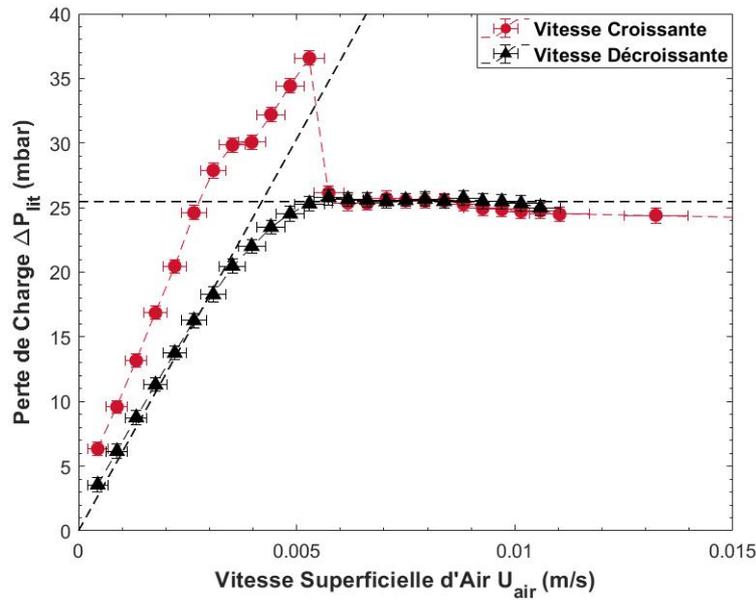


Figure 52 : Évolution de la perte de charge subie par l'air lors de la traversée du lit d'olivine dans la colonne de fluidisation en fonction de sa vitesse superficielle, de manière croissante (rouge) et décroissante (noir).

$$Ar = 1629Re_{mf} + 26,4Re_{mf}^2 \quad (57)$$

La vitesse minimale de bullage est définie comme la vitesse à laquelle la première bulle d'air explose à la surface du lit fluidisé [77]. Expérimentalement, on peut l'observer sur la courbe de l'évolution de  $\Delta P_{lit}$  en vitesse croissante (rouge) par une brusque diminution, correspondant au passage de la première bulle explosant à la surface du lit après avoir vaincu les forces de van der Waals qui maintenaient les particules en contact (malgré une vitesse d'air supérieure au minimum de fluidisation) [85]. Sur la Figure 52, cette diminution est identifiée pour une vitesse  $U_{mb} = 0,57 \pm 0,04$  cm/s, l'incertitude étant ici due à l'écart entre deux points de mesure.

La corrélation déterminée par [77] et rappelée en Équation (58), est souvent utilisée dans la littérature pour déterminer la vitesse minimale de bullage de particules de classe A. Les auteurs ont obtenu cette corrélation en prenant en compte les particules fines qui viennent freiner la formation des bulles par l'intermédiaire du terme  $F_{45}$ , qui correspond à la quantité de particules de diamètre inférieur à 45  $\mu\text{m}$  sur la distribution granulométrique cumulée. D'après les mesures de granulométrie (cf. Figure 49), cette valeur est de 16,06 %. Cela permet de calculer une valeur pour le minimum de bullage de  $0,62 \pm 0,01$  cm/s, en accord avec la valeur expérimentale. Par ailleurs, les mesures confirment la présence d'une zone de fluidisation homogène entre  $U_{mf}$  et  $U_{mb}$ , caractéristique des particules de classe A [76].

$$U_{mb} = 2,07 \exp(0,716F_{45}) \frac{d_{sv}\rho_{air}^{0,06}}{\mu_{air}^{0,347}} \quad (58)$$

La détermination des autres vitesses caractéristiques nécessite des vitesses superficielles d'air bien plus élevées. Les évolutions des pertes de charge correspondantes sont présentées en noir sur la Figure 53. Les fluctuations de pression différentielles  $\gamma$  sont également représentées, en rouge (ces notions sont introduites en Chapitre I). Lorsque le régime de fluidisation turbulente apparaît, la coalescence est compensée par la scission des bulles. Par conséquent, les fluctuations de pression diminuent [90]. Sur la figure, le maximum des fluctuations de pression permet d'identifier la vitesse minimale de fluidisation turbulente,  $U_t$ , à  $0,40 \pm 0,04$  m/s. La littérature scientifique dans le domaine de la fluidisation propose de multiples corrélations pour déterminer  $U_t$ , toutes plus ou moins utilisées suivant les cas [67,89]. Elles donnent toutefois des résultats très différents et relativement éloignés des mesures expérimentales. Ce point sera discuté dans le Chapitre IV associé aux résultats concernant les expérimentations à température ambiante et les régimes de fluidisation identifiés. On remarque toutefois que cette valeur est supérieure aux gammes des vitesses d'air qui ont été utilisées dans le cadre des précédentes campagnes expérimentales à propos du concept de récepteur solaire à particules fluidisées (cf. Section 1.2.6).

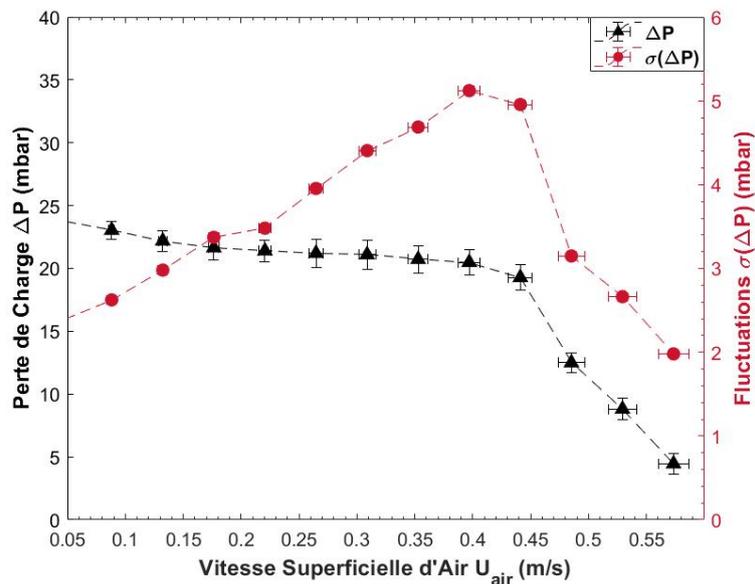


Figure 53 : Évolution de la perte de charge subie par l'air lors de la traversée du lit d'olivine dans la colonne de fluidisation (noir) et des fluctuations de pression associées (rouge) en fonction de la vitesse superficielle d'air injectée.

La fin du régime de fluidisation turbulente, et par conséquent le début du régime de fluidisation rapide, apparaît lorsque les particules sont entraînées hors de la colonne [85]. Expérimentalement, cela signifie que le lit se vide s'il n'est pas réalimenté, de sorte que la mesure de la perte de charge (en noir sur la figure) diminue brutalement [67]. Sur la Figure 53, on observe cette brusque diminution pour une vitesse  $U_k$  de  $0,44 \pm 0,04$  m/s. Pour ce cas également, les corrélations établies dans la littérature associée donnent des résultats divers. Une des plus utilisées, proposée par [85], donne  $2,2 \pm 0,2$  m/s. Cette fois, l'écart avec la valeur expérimentale est très important. Il faut toutefois garder à l'esprit que la valeur obtenue expérimentalement peut être sous-estimée à cause de la taille de la colonne. En effet, dans le régime de fluidisation turbulente, la hauteur du lit augmente avec la vitesse d'air [90]. Il est possible que les fortes fluctuations de la surface du lit aient entraîné une perte des particules hors de la colonne, identifiée par une diminution de la perte de charge

mesurée, avant d'avoir atteint  $U_k$ . Cela pourrait expliquer une partie de la différence avec les corrélations de la littérature, mais ce n'est probablement pas suffisant pour justifier le fort écart obtenu. Une autre piste d'explication vient de la présence de particules fines dans notre poudre, connues pour modifier la fluidisation. On retrouve néanmoins le fait que les vitesses encadrant la zone de fluidisation turbulente, respectivement  $U_t$  et  $U_k$ , sont très proches, comme cela a été montré pour des particules de classe A par [65].

Tableau 7 : Vitesses caractéristiques de fluidisation de l'échantillon d'olivine étudié.

Minimum de fluidisation $U_{mf}$ (cm/s)	Minimum de bullage $U_{mb}$ (cm/s)	Minimum de fluidisation turbulente $U_t$ (m/s)	Minimum de fluidisation rapide $U_k$ (m/s)
0,42 ± 0,03	0,57 ± 0,04	0,40 ± 0,04	0,44 ± 0,04

### 3.3. RALF : Dispositif expérimental pour l'étude du Récepteur À Lit Fluidisé à température ambiante

#### 3.3.1. Description générale

La [Figure 54](#) est une représentation schématique du banc expérimental « RALF » mis en place pour étudier le comportement d'une suspension gaz-particules à température ambiante. La [Figure 55](#) propose une visualisation 3D de ce même banc. Son fonctionnement est basé sur le concept de récepteur solaire développé par [1] et évoqué plusieurs fois dans les chapitres précédents. Les particules d'olivine caractérisées dans la section précédente sont placées et fluidisées dans un bac d'alimentation nourrice, appelé « dispenser ». Le dispenser est parallélépipédique, de dimensions 0,707\*0,807\*0,45 m<sup>3</sup>. Les particules y sont fluidisées par un débit d'air, dit « de fluidisation » et noté  $\dot{q}_f$ . Ce débit traverse successivement un distributeur tubulaire et un distributeur métallique poreux, afin d'assurer une bonne répartition de l'air et une perte de charge suffisante pour que le lit soit correctement fluidisé. Ces notions sont détaillées en [Annexe B.2.1](#). Le débit de fluidisation est fixé à 20 ± 1 m<sup>3</sup>/h – ou 16,8 sm<sup>3</sup>/h – pour toutes les expérimentations. Cette valeur correspond à une vitesse superficielle d'air dans le dispenser  $U_f = 0,97$  cm/s, soit 1,7 fois la vitesse minimale de bullage  $U_{mb}$ . Cela permet d'assurer un régime de bullage homogène et établi dans le dispenser.

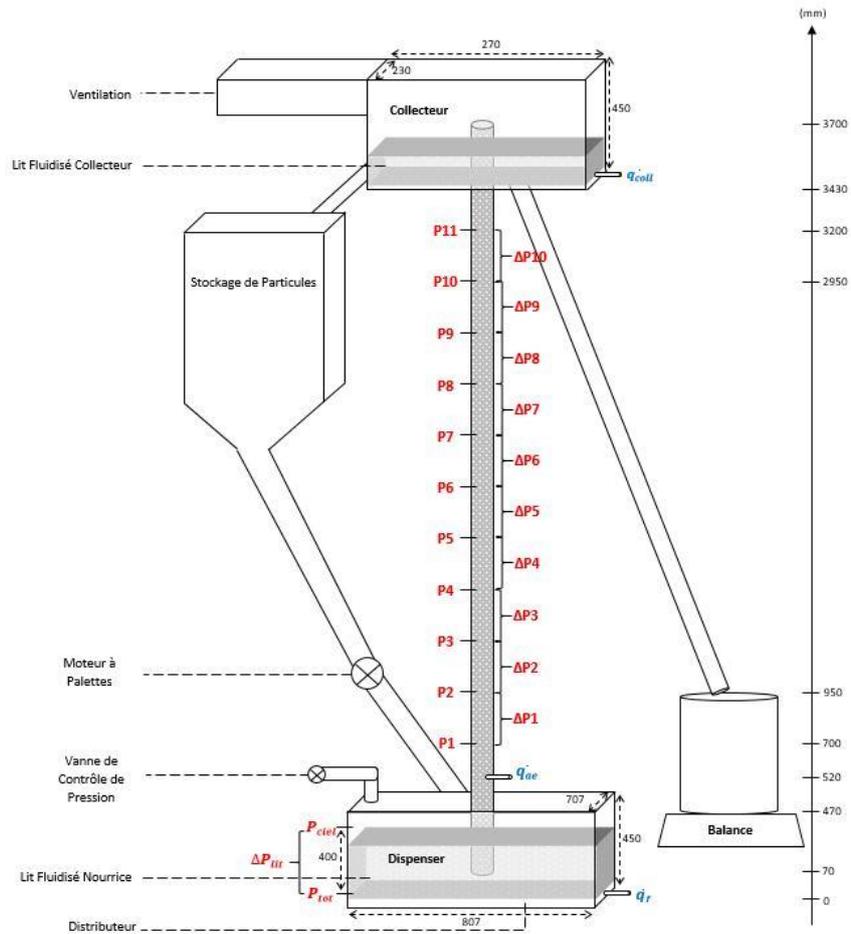


Figure 54 : Représentation schématique du dispositif expérimental RALF conçu pour une étude à température ambiante.

Un tube en verre (transparent), de diamètre interne  $D_t = 45 \pm 0,5$  mm et de hauteur totale  $H_t = 3,630 \pm 0,001$  m, est plongé dans le dispenser jusqu'à 7 cm au-dessus du distributeur poreux. Le tube se termine en partie haute dans un second lit fluidisé, appelé « collecteur », à pression atmosphérique  $P_{atm}$ .

Une vanne de fuite est implémentée sur la partie haute du dispenser afin d'en contrôler la pression dite « de ciel » au-dessus du lit fluidisé,  $P_{sky}$ . En prenant en compte la perte de charge à travers le lit fluidisé,  $\Delta P_{disp}$ , la pression « totale » dans le dispenser en bas du dispenser est calculée comme étant  $P_{tot} = P_{sky} + \Delta P_{disp}$ . Les particules fluidisées montent dans le tube grâce à la force motrice créée par la différence entre la pression dans le dispenser et la pression atmosphérique régnant dans le collecteur.

La hauteur de la suspension gaz-solide dans le tube dépend directement de la pression imposée dans le dispenser. Lorsque la pression est suffisante, la suspension atteint la limite haute du tube et les particules s'écoulent dans un réservoir, positionné sur une balance afin de mesurer le débit massique. Cet écoulement entraîne une diminution de la quantité de particules disponibles dans le dispenser, détectable par la mesure de la perte de charge  $\Delta P_{disp}$ , qui entraîne à son tour une diminution de la pression totale  $P_{tot}$ , et, par conséquent, une diminution du débit de particules. Pour travailler dans des conditions stationnaires, à la fois en termes de pression et de débit de particules, le

dispenser est alimenté en particules depuis une cuve de stockage par l'intermédiaire d'un distributeur à palettes. Ce dernier, caractérisé en [Annexe B.2.1](#), autorise un débit d'alimentation maximal de 2150 kg/h, soit 375 kg/(m<sup>2</sup>s).

Un débit d'air secondaire, appelé « aération » et noté  $q_{ae}$ , est injecté dans le tube à 52 cm au-dessus du distributeur poreux par une buse de 1,5 mm de diamètre interne. L'intérêt de cette aération est double. Tout d'abord, un débit d'aération minimum est nécessaire afin que la suspension de particules – en condition de circulation ou non – se stabilise [51]. Le second intérêt est de pouvoir contrôler le régime de fluidisation dans le tube. Cette partie est détaillée dans le [Chapitre IV](#). La hauteur de l'injection d'aération est considérée comme la hauteur de référence du système, de sorte que la hauteur du tube devient  $H_t = 3,18$  m au-dessus de l'aération.



Figure 55 : Schéma en trois dimensions du banc expérimental RALF conçu pour une étude à température ambiante.

### 3.3.2. Instrumentation du dispositif

Le tube principal est instrumenté par 11 prises de pression, régulièrement positionnées tous les 25 centimètres de hauteur. La première est située à 18 cm au-dessus de l'aération. Leurs positions sont récapitulées en [Annexe B.1.1](#). Ces prises sont connectées à des capteurs de pression relative et différentielle ayant chacun des fonctions différentes. Les capteurs de pression relative ont un temps de réponse rapide (5 ms) et une précision de mesure de 3 mbar. Par conséquent, ils sont utilisés pour les analyses dynamiques des signaux de pression. Les capteurs de pression différentielle ont quant à eux un temps de réponse lent (270 ms) mais une grande précision de mesure de 0,05 mbar, et sont donc utilisés pour mesurer la fraction volumique de particules locale avec une grande précision. Les mêmes types de capteurs sont utilisés dans le dispenser pour y mesurer la pression totale  $P_{tot}$  (en pression relative) ainsi que la perte de charge  $\Delta P_{disp}$  (pression différentielle).

Pour éviter le passage de particules dans les prises de pression, ces dernières sont équipées de pastilles métalliques poreuses qui permettent de ne mesurer que la pression statique dans le tube.

Les données de pression sont enregistrées par deux systèmes d'acquisitions différents, et traités par le logiciel Labview®. L'Annexe B.1.1 précise les différents appareils utilisés.

Plus de précisions sur la fluidisation dans le dispenser, la mesure de la perte de charge à travers les distributeurs et l'étalonnage du moteur à palettes sont données en Annexe B.2.1.

## 3.4. RALFI : Dispositif expérimental pour l'étude du Récepteur A Lit Fluidisé Irradié sous flux solaire concentré

### 3.4.1. Description générale

Le banc expérimental destiné aux mesures sous exposition au flux solaire concentré est semblable à celui utilisé à température ambiante et décrit dans la section précédente, comme on peut le voir sur la Figure 56, mais il est cette fois-ci équipé d'un tube métallique. Son fonctionnement est basé sur le même principe, décrit par [1] et détaillé ci-après. Un lit fluidisé nourrice, le dispenser, est fluidisé grâce à un débit d'air  $\dot{q}_f$ . Le dispenser a ici une section carrée 0,600 m de côté, soit une aire inférieure à celui utilisé à température ambiante. Aussi, pour travailler dans les mêmes conditions expérimentales, le débit de fluidisation est modifié afin d'obtenir la même vitesse superficielle d'air,  $U_f = 0,97$  cm/s. Ce qui correspond ici à un débit  $\dot{q}_f$  de  $12,6 \pm 1$  m<sup>3</sup>/h, ou 10,58 sm<sup>3</sup>/h. Le distributeur utilisé est une plaque poreuse.

Le tube est en Inconel® 601. Il est peint avec une peinture noire absorbante de marque Pyromark® pour augmenter l'absorption du flux solaire. Son diamètre interne  $D_t$  est de  $48 \pm 1$  mm, et son épaisseur  $e_t$ , de  $3 \pm 0,1$  mm. Une injection d'aération est placée en bas du tube, à 50 cm au-dessus du distributeur, et sert de référence de hauteur. La hauteur du tube est de 2,80 m au-dessus de l'aération. Le diamètre de l'injection est toujours de 1,5 mm afin de travailler dans les mêmes conditions que pour l'étude à température ambiante.

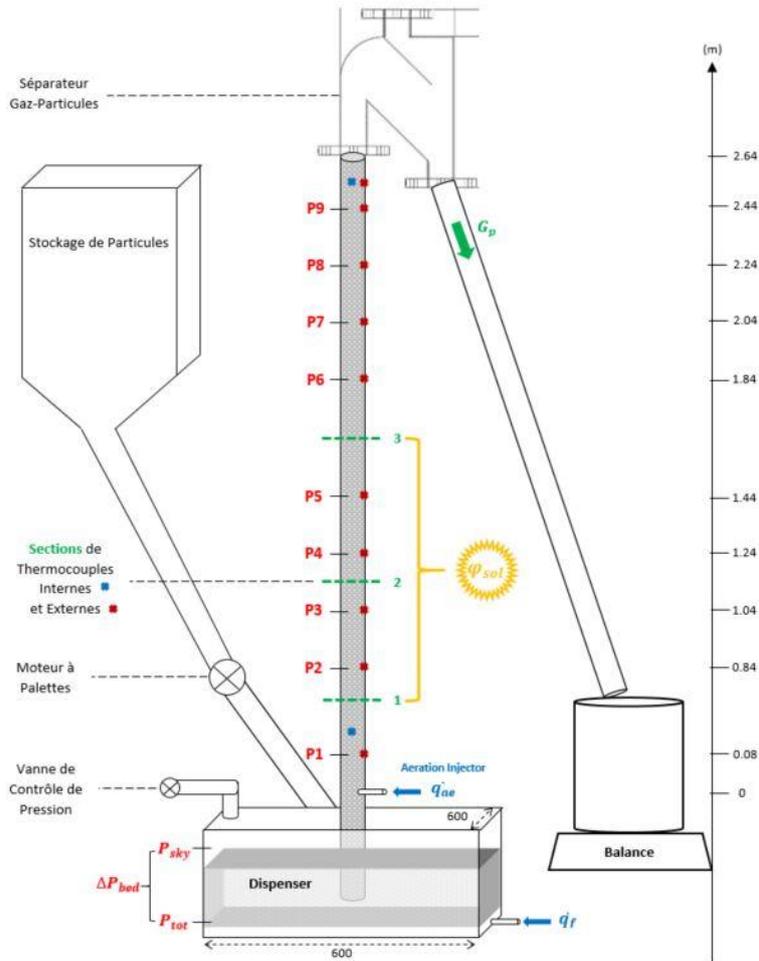


Figure 56 : Représentation schématique du dispositif expérimental RALFI destiné aux mesures sous flux solaire concentré.

En montant dans le tube absorbeur, les particules sont chauffées par contact avec les parois du tube métallique. C'est-à-dire qu'elles sont indirectement exposées au flux solaire concentré. La zone d'exposition est de 1 m de hauteur, entre 0,64 et 1,64 m au-dessus de l'aération. Cette zone est identifiée au jaune sur la Figure 56. Pour réduire les pertes thermiques, le tube récepteur est placé dans une cavité réfractaire, derrière laquelle est disposé de l'isolant. Cette cavité, visible sur la Figure 57a, est schématiquement représentée sur la Figure 57b. Afin de protéger les utilisateurs, un panneau réfrigéré par circulation d'eau est positionné contre le banc expérimental et n'autorise que l'irradiation du récepteur, par une ouverture de la cavité de 10 cm de largeur et 1 m de hauteur.

Une résistance électrique, placée après le débitmètre de fluidisation et avant l'injection d'air dans le dispenser, permet d'envoyer de l'air chaud – jusqu'à 700 °C – et ainsi de préchauffer les particules. Dans les expériences, dont les résultats sont présentés en Chapitre V, la température des particules en entrée du récepteur varie entre la température ambiante et 300 °C, permettant de reproduire les conditions de fonctionnement d'un récepteur solaire de plus grande échelle.

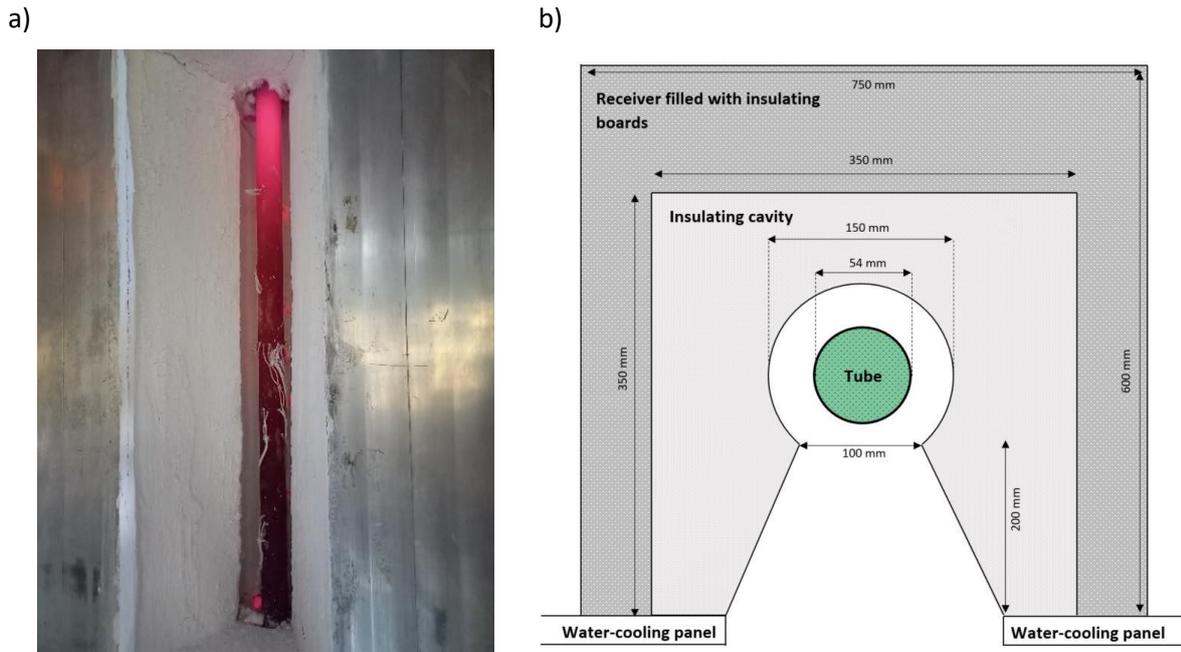


Figure 57 : a) Photo du tube récepteur RALFI après une expérimentation, et b) Schéma du tube récepteur (en vert) et de sa cavité.

Le récepteur est positionné au foyer du grand four solaire d'Odeillo, en France (cf. Figure 10). Une photo d'une vue en face arrière du dispositif est présentée en Figure 58.

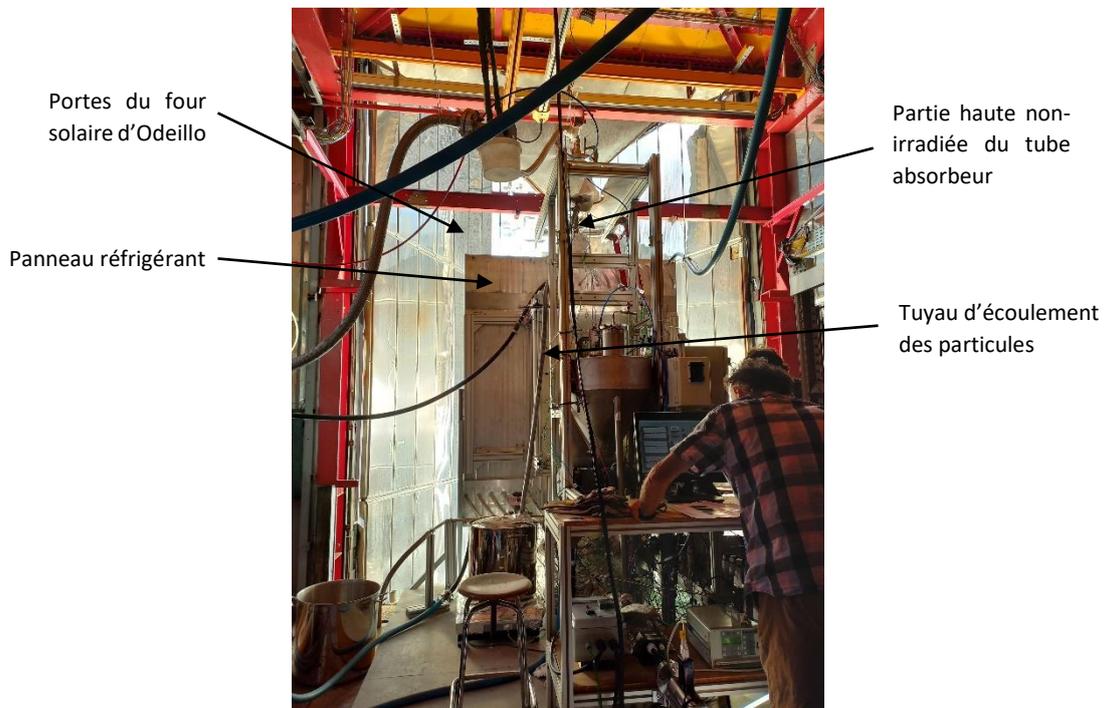


Figure 58 : Photo d'une vue en face arrière du dispositif RALFI en cours d'expérimentation au foyer du four solaire d'Odeillo.

### 3.4.2. Instrumentation du dispositif

Suivant le même principe que pour les expérimentations à température ambiante, des prises de pression sont placées dans le dispenser afin de mesurer la pression totale  $P_{tot}$  et la perte de charge  $\Delta P_{disp}$ . Neuf prises de pression sont quant à elles positionnées le long de la hauteur du tube, reliées à des capteurs de pression relatifs et différentiels. Leurs positions sont détaillées en [Annexe B.1.2](#). Les mêmes capteurs de pression, débitmètres et systèmes d'acquisition qu'à température ambiante sont utilisés. En revanche, la balance est différente afin de permettre une meilleure précision sur le débit de particules mesuré.

Un effort conséquent a été réalisé sur l'instrumentation du système pour caractériser les transferts thermiques dans le récepteur solaire. Au total, 59 thermocouples de type K sont positionnés dans tout le système. Ces derniers peuvent fonctionner sur une gamme de température allant de 0 jusqu'à environ 1100 °C (et plus sur de courtes périodes), avec une précision d'approximativement 3 °C. Trois thermocouples sont placés dans le dispenser pour mesurer la température des particules. Ils sont positionnés à la même hauteur (15 cm au-dessus du distributeur) et à des profondeurs différentes pour détecter d'éventuelles disparités locales. Ils sont identifiés par des indices correspondant à leurs positions, notés  $T_{disp}^{Est}$ ,  $T_{disp}^{Milieu}$  et  $T_{disp}^{Ouest}$ .

La température est mesurée en différents points du récepteur par 56 Thermocouples : 24 sont positionnés à l'intérieur du tube, et 32 sont soudés sur la paroi externe. Ils sont distribués sur toute la hauteur du tube. Trois sections sont instrumentées avec une attention particulière. Ces sections sont identifiées en vert sur la [Figure 56](#), et détaillées sur les [Figure 59](#) et [Figure 60](#). Elles délimitent la zone irradiée du tube récepteur.

Les positions exactes des thermocouples dans le système sont données en [Annexe B.1.2](#).

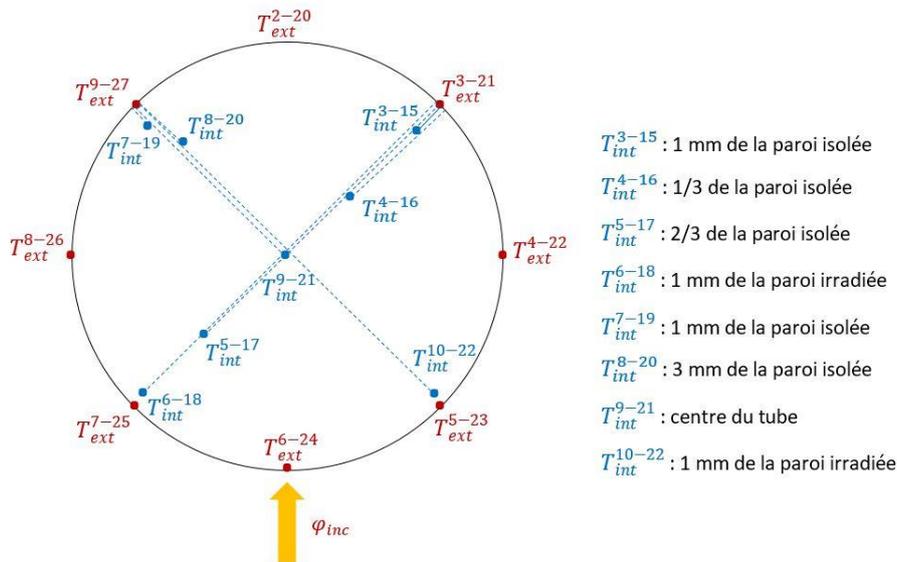


Figure 59 : Sections 1 et 3, à 0,6 et 1,6 m au-dessus de l'aération, en limites de la zone irradiée.

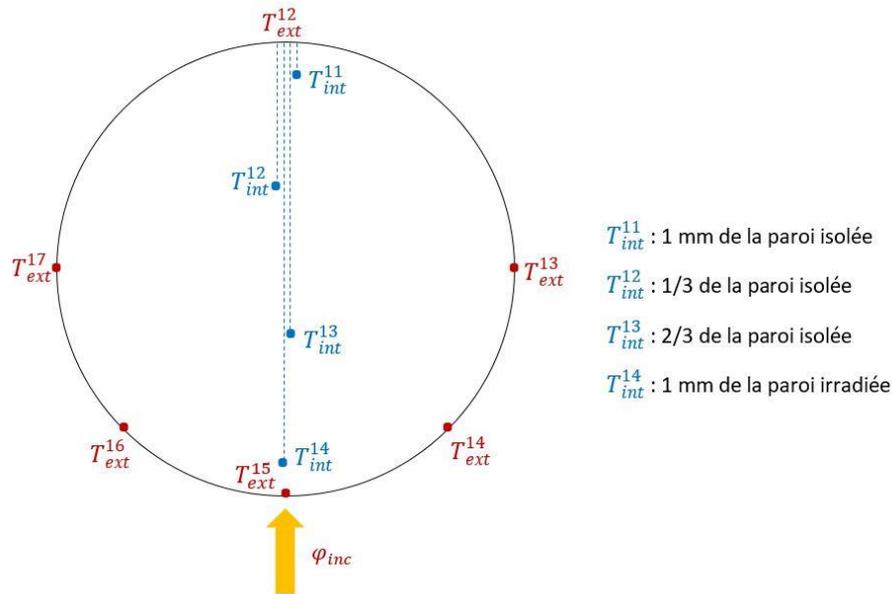


Figure 60 : Section 2, à 1,1 m au-dessus de l’aération, au milieu de la zone irradiée.

De la même manière que précédemment, le seul moyen de contrôler la quantité de particules dans le dispenseur – et d’essayer de la conserver constante pour travailler en conditions stationnaires – est d’alimenter le dispenseur en particules depuis la cuve de stockage. L’alimentation se fait par l’intermédiaire d’un distributeur à palette, dont l’étalonnage est présenté en [Annexe B.2.2](#). Il résulte de cet étalonnage que le débit de particules maximal atteignable en conditions stationnaires est de 61,5 kg/(m<sup>2</sup>s), soit six fois moins qu’à température ambiante.

### 3.4.3. Présentation des distributions de flux solaire incident utilisées

Le banc expérimental décrit plus haut est placé au foyer du four solaire de 1 MW d’Odeillo, dont le fonctionnement est schématisé sur la [Figure 61](#). Le rayonnement provenant du Soleil est réfléchi une première fois au niveau du champ d’héliostats (63 héliostats plans disponibles au total, de 7,5\*6 m<sup>2</sup> de surface chacun) vers la grande parabole, de 40 m de hauteur et 54 m de largeur. Cette parabole concentre ensuite le rayonnement vers son foyer, à une distance de 18 m, où est positionné le récepteur solaire [27,28].

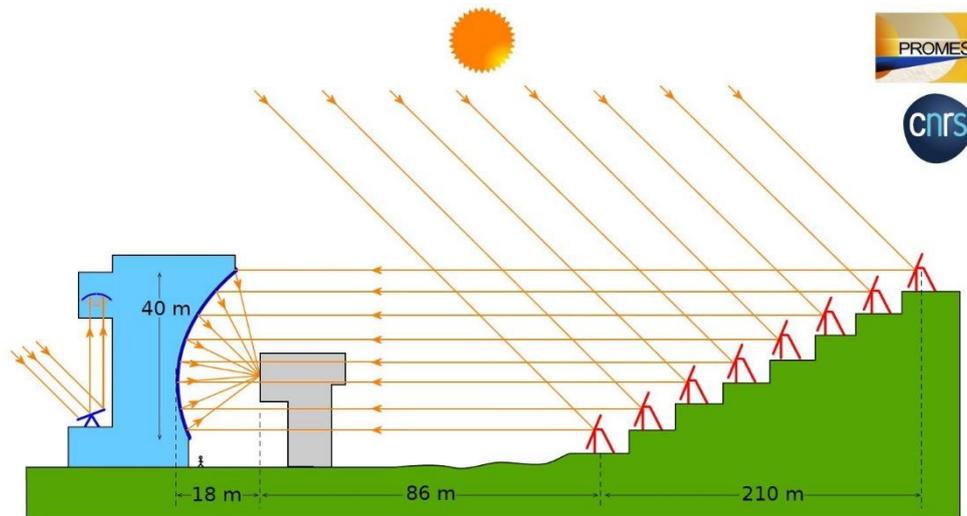


Figure 61 : Schéma de principe du four solaire d'Odeillo (France).

Plusieurs configurations de flux solaire ont été étalonnées avant la campagne expérimentale. Pour chaque configuration, le nombre d'héliostats collectant le rayonnement ainsi que leurs points de visée sont ajustés. Cela permet d'obtenir une distribution de flux solaire sur l'ouverture de la cavité du récepteur, qui est mesurée en deux étapes.

Premièrement, un calorimètre est placé dans le plan de l'ouverture de la cavité, afin de mesurer les densités de flux solaire qui correspondent à un ou plusieurs héliostats. Deuxièmement, une barre d'aluminium recouverte d'une couche d'alumine (déposée par plasma) est positionnée à l'entrée de la cavité du récepteur. Une caméra positionnée en face du foyer de la parabole – à 18 m de distance – fournit des images de la barre éclairée par les héliostats préalablement sélectionnés. Cette dernière est refroidie par écoulement d'eau interne pour garantir son intégrité pendant la mesure. Les images ainsi enregistrées permettent alors d'établir une correspondance niveaux de gris/flux solaire.

Cinq configurations de flux ont été qualifiées par cette méthode, chacune correspondant à une distribution de densité de flux solaire à l'ouverture de la cavité. Ces distributions sont présentées en fonction de la hauteur sur la Figure 62. Pour une hauteur donnée, la valeur représentée est une moyenne spatiale calculée sur la largeur de l'ouverture de la cavité. L'incertitude associée à cette mesure correspond à la somme des erreurs de mesure et de l'écart-type correspondant (courbes pointillées sur la figure).

En réalité, la densité de flux solaire incidente,  $\varphi_{sol}$ , dépend de l'instant pendant lequel l'expérience est réalisée (jour et heure) par l'intermédiaire du rayonnement solaire direct, ou *DNI* (« Direct Normal Irradiance »). Pour s'affranchir de ce paramètre variable, les distributions sont exprimées en termes de facteurs de concentration, en Soleils.

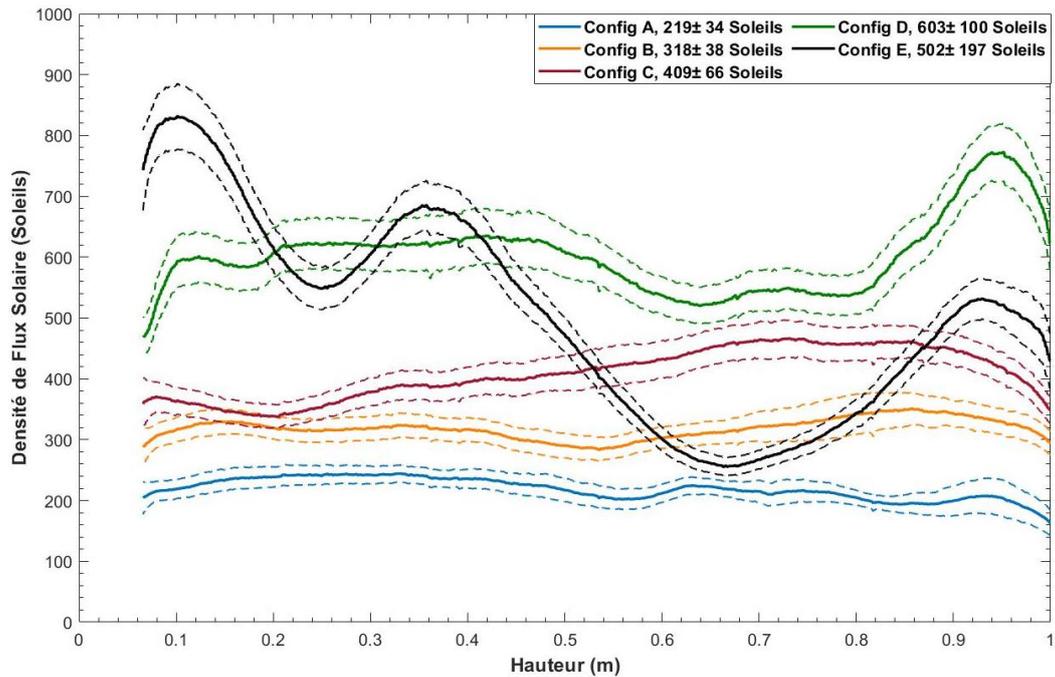


Figure 62 : Distributions de densités de flux solaire incidentes à l'entrée de la cavité du récepteur. Les courbes en pointillés matérialisent les incertitudes de mesure.

Pour chaque configuration, une valeur moyenne peut être calculée sur toute la hauteur. Elle varie entre 219 et 603 Soleils, et est associée à une incertitude comme étant la somme de la moyenne des incertitudes locales et de l'écart-type de toute la distribution. Cette dernière représente ainsi l'homogénéité de la distribution. Ces valeurs sont précisées dans la légende la figure.

Les configurations A (bleu) et B (orange), associées à des valeurs moyennes de concentration relativement basses, sont plutôt homogènes sur la hauteur. En revanche, les configurations C (rouge) et D (vert), correspondant à des plus grandes concentrations moyennes, le sont beaucoup moins. En effet, une telle installation solaire est généralement utilisée pour obtenir des facteurs de concentration très grands (jusqu'à 10 000) sur de très petites surfaces [137]. Pour une plus grande surface de récepteur, obtenir une distribution de flux relativement homogène est plus aisée avec une tour solaire [123].

Enfin, la configuration E (en noir) a été sélectionnée pour tester la sensibilité du système à de très fortes hétérogénéités de densité de flux sur la hauteur. Avec une valeur moyenne similaire à celle de la configuration D, elle possède un maximum à 830 Soleils en bas de la zone irradiée et un minimum à seulement 255 Soleils.

### 3.5. Grandeurs calculées

Les calculs de différentes grandeurs d'intérêts, nécessaires à l'étude du comportement de la suspension, sont précisés dans cette section.

### 3.5.1. Hauteur de la suspension

Dans le cas des expérimentations à température ambiante, même si un tube en verre permet la visualisation des écoulements, il n'est pas toujours aisé de déterminer la limite de la suspension dans le tube (sans circulation des particules), alors notée  $H_{lit}$ . Ceci est notamment dû aux fluctuations en surface de la suspension, induites par les explosions de structures d'air (bulles, pistons, etc.). Une alternative au diagnostic optique, qui est par ailleurs inadapté dans le cas d'un tube métallique opaque, réside dans l'analyse des pressions relatives. La Figure 63 présente trois exemples de profils de pression dans le tube, ici à température ambiante. Les ronds et triangles représentent des essais sans circulation des particules, et les carrés, avec circulation, tous trois effectués avec le même débit d'aération de  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$ .

On constate que la pression évolue linéairement avec la hauteur dans les trois cas. On peut donc appliquer une régression linéaire sur chaque série de points. La pression au-dessus de la suspension étant la pression atmosphérique, la hauteur de la suspension est identifiée à l'intersection entre la droite de régression et l'axe des abscisses. L'incertitude associée à la hauteur ainsi calculée est une combinaison de l'incertitude de régression et de l'erreur de mesure des pressions. En ce qui concerne les essais avec circulation des particules, tout le tube est à ce moment-là occupé par des particules, de sorte que la hauteur  $H_{lit}$  vaut forcément celle du tube,  $H_t = 3,18 \text{ m}$ . Ici, la régression sur la série correspondante donne un résultat de  $3,06 \pm 0,13 \text{ m}$ , ce qui est cohérent en prenant en compte les incertitudes.

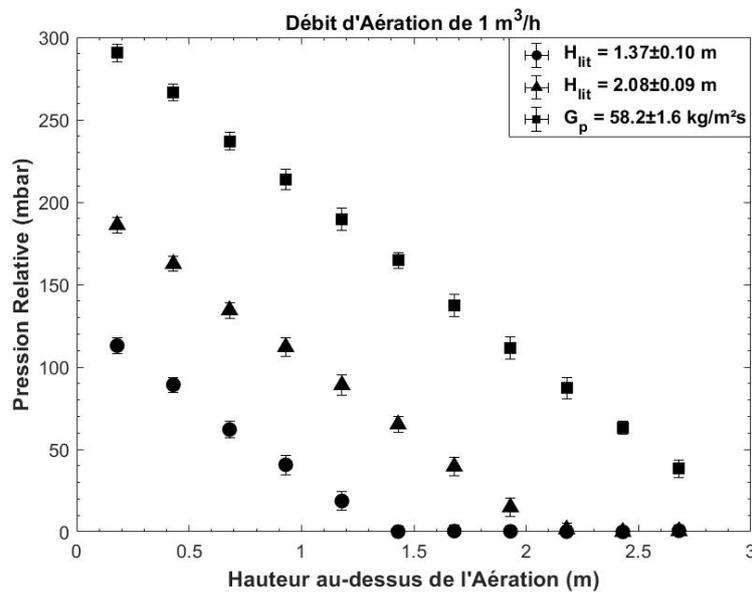
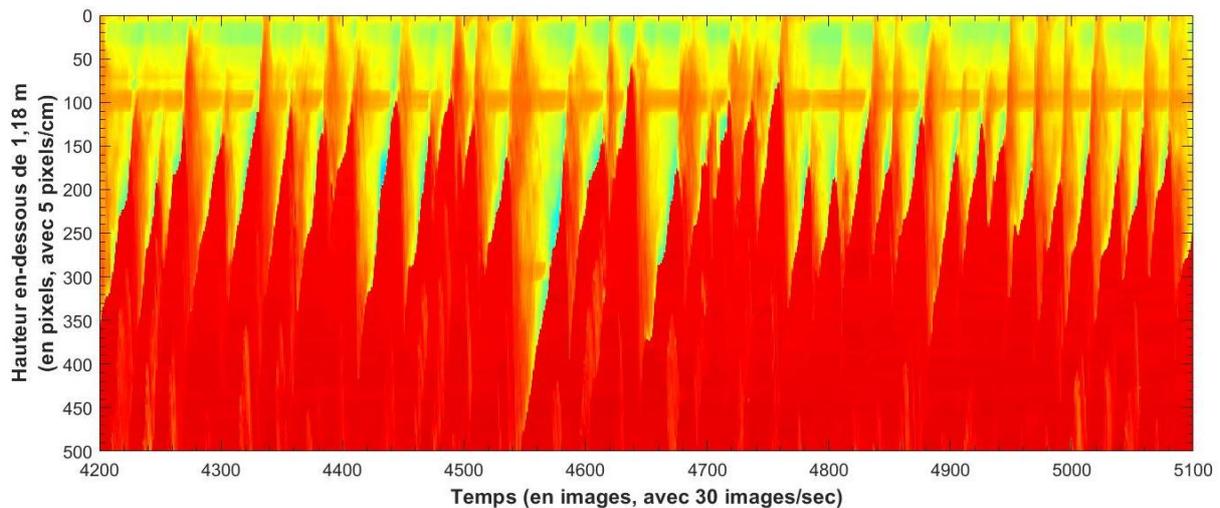


Figure 63 : Exemples de profils axiaux de la pression relative dans le tube, sans circulation des particules (ronds et triangles) et avec circulation (carrés).

Pour confirmer la méthode d'identification de la hauteur de la suspension par mesures de pression, un diagnostic optique a été effectué à l'aide d'une caméra placée en face du tube en verre de RALF. Cette méthode ne permet d'obtenir des résultats que dans le cas de la non-circulation des particules, et lorsque la hauteur de la suspension est relativement bien placée par rapport à la position de la caméra.

Le principe est le suivant. Chaque image de la vidéo est traitée individuellement pour en extraire un profil de couleur, avec trois composantes : rouge vert et bleu. On peut soit transformer ces composantes pour travailler en niveau de gris, soit ne regarder que la composante rouge car elle présente ici le plus de contraste étant donné la couleur de la poudre. C'est ce qui a été sélectionné, bien que les deux méthodes présentent des résultats très similaires. Sur toute la hauteur de l'image, une droite verticale est tracée au milieu de la largeur du tube. Les points (pixels) situés sur un intervalle de largeur de dix pixels de chaque côté de cette droite sont moyennés pour chaque hauteur. En effectuant ce traitement sur chaque image, cela permet d'obtenir un diagramme spatio-temporel, comme le montre la [Figure 64](#) pour un essai avec un débit d'aération de  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  et une pression  $P_{tot}$  de 245 mbar.



**Figure 64** : Résultat brut de la mesure par caméra en fonction du temps pour un essai à  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  d'aération et 245 mbar de pression totale.

Sur la [Figure 64](#), on distingue facilement la hauteur de la suspension par différence de couleur entre la suspension de particules (en rouge) et l'air (en vert). Cette limite est alors isolée et représentée directement par la courbe noire sur la [Figure 65](#). On observe bien les fluctuations régulières de la surface de la suspension, causées ici par des explosions de pistons. Il serait intéressant d'étudier plus en détail l'hydrodynamique de ces pistons au sein même du lit. Cette étude, relativement complexe à réaliser avec une caméra, dépasse le cadre de cette thèse.

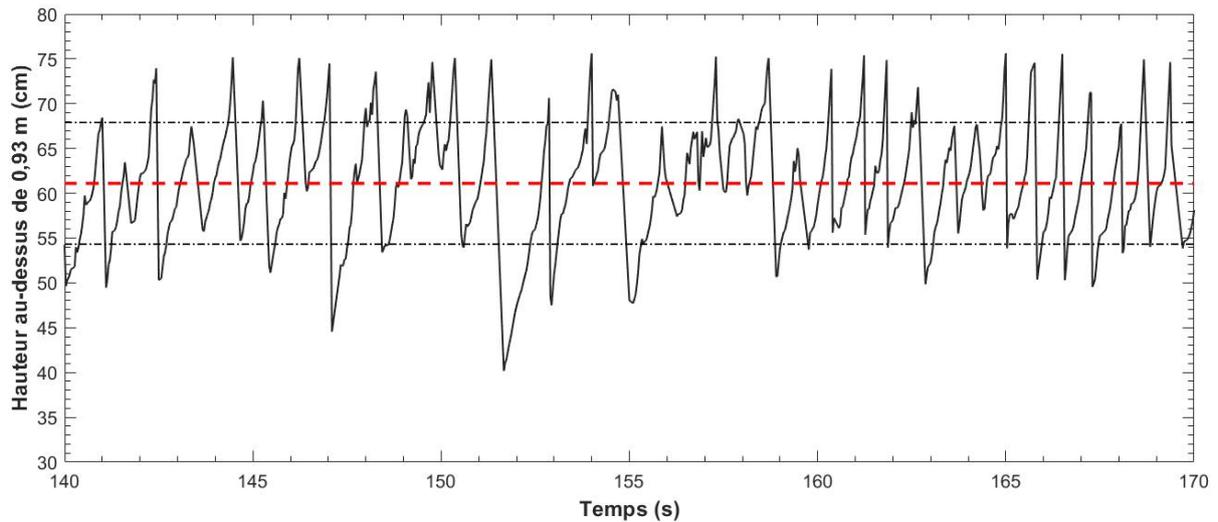


Figure 65 : Représentation de la hauteur instantanée de la suspension d'après les données brutes de la Figure 64, pour un essai à  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  d'aération et 245 mbar de pression totale.

En moyennant la hauteur instantanée mesurée par caméra, on obtient une valeur de  $H_{lit}$  associée à une incertitude, ici prise comme l'écart-type des mesures temporelles. Ces valeurs sont identifiées respectivement par les droites pointillées rouge et noires sur la Figure 65. Cette moyenne peut alors être directement comparée à la valeur calculée par le profil des pressions relatives. La Figure 66 montre une comparaison entre les deux méthodes de calculs sur tous les essais qui ont été réalisés avec caméra et sans écoulement des particules.

On constate que les résultats des deux méthodes sont très similaires sur toute la durée d'acquisition. La méthode par caméra semble plus précise, mais est inapplicable pour les expériences solaires. Elle permet toutefois de valider l'utilisation des mesures de pression pour déterminer la hauteur de la suspension.

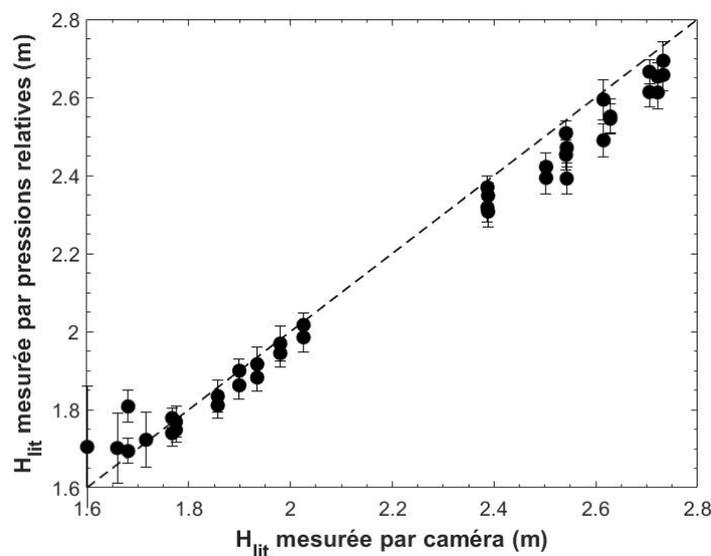


Figure 66 : Comparaison des hauteurs de suspension  $H_{lit}$  mesurées par pressions relatives et par caméra. La corrélation parfaite est représentée en pointillés.

### 3.5.2. Débit de particules

Lorsque la circulation des particules s'établit, ces dernières s'écoulent directement dans un réservoir positionné sur une balance. Deux méthodes de calculs sont possibles pour calculer le débit massique de particules, toutes deux présentées en Figure 67 pour un essai effectué à température ambiante avec  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$  de débit d'aération et une pression totale de 367 mbar dans le dispenser.

La première méthode consiste à calculer le débit instantané de particules, représenté en rouge sur la figure. On peut voir qu'il fluctue irrégulièrement dans le temps. Ceci est notamment dû au collecteur – le second lit fluidisé en sortie du tube – qui facilite l'écoulement des particules en les accumulant avant qu'elles ne s'écoulent vers la balance. Cela fausse la mesure de débit instantané, puisqu'un pic de débit ne correspond pas forcément à une explosion de particules en sortie de tube. L'évolution temporelle de ce débit ne peut donc pas être étudiée ici. On peut toutefois calculer une moyenne temporelle sur toute la durée de l'acquisition pour obtenir un débit de particules moyen, noté  $\dot{m}_p$ , ici évalué à  $0,065 \pm 0,030 \text{ kg/s}$  en considérant l'incertitude comme l'écart-type de la série de données ajoutée à l'erreur sur la masse mesurée.

La seconde méthode de calcul est basée sur la masse de particules accumulée dans le réservoir (en noir sur la figure). Si l'essai est bien réalisé en conditions stationnaires, l'évolution de la masse est linéaire. On peut donc calculer une régression, et la pente de cette dernière correspond au débit de particules. Pour l'exemple considéré ici, cela donne un résultat de  $\dot{m}_p = 0,067 \text{ kg/s}$ , ce qui est très proche de la valeur obtenue avec la méthode précédente. En revanche, on calcule ici une incertitude de seulement  $0,005 \text{ kg/s}$ . Cette dernière est calculée en prenant en compte l'incertitude de régression (très faible puisque l'évolution est linéaire) ainsi que l'erreur de mesure de la balance. Il semble que cette méthode soit plus précise que la mesure de la moyenne du débit instantané, c'est pourquoi elle est retenue pour la suite.

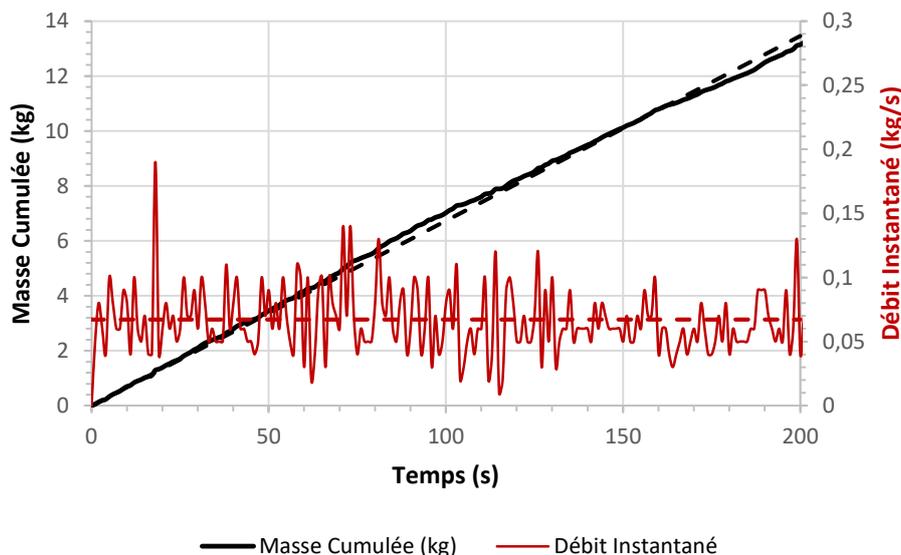


Figure 67 : Évolutions temporelles de la masse de particules écoulées (noir) et du débit instantané associé (rouge) pour un essai à  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$  d'aération et 367 mbar de pression totale.

D'après les valeurs des débits massiques de particules rencontrés, exprimé plus haut en unités du système international, on préfère définir deux nouvelles quantités. La première est toujours un débit massique de particules, noté  $F_p$  et exprimé en kg/h. Cette unité est plus appréciée pour le pilotage d'une centrale réelle au vu des quantités de particules écoulées et des temps de travail conséquent. La seconde quantité est le flux massique de particules,  $G_p$ . Ce dernier correspond simplement au débit massique  $\dot{m}_p$  – en kg/s – normalisé par la section interne du tube. Cette grandeur est très utilisée en fluidisation car elle permet de comparer plusieurs systèmes entre eux. Pour l'exemple considéré plus haut, pour lequel le débit massique de particules est de 0,067 kg/s, les valeurs associées sont  $F_p = 242$  kg/h et  $G_p = 42,3$  kg/(m<sup>2</sup>s).

### 3.5.3. Fraction volumique de particules

La fraction volumique de particules, notée  $\alpha_p$ , est la proportion de volume occupée par les particules dans un volume donné de mélange gaz-particules. Elle est l'opposé de la porosité  $\varepsilon_p$  – très utilisée dans la communauté des milieux poreux – telle que  $\alpha_p = 1 - \varepsilon_p$ . C'est une quantité macroscopique qui permet de rendre compte du comportement du lit fluidisé. Elle se calcule par l'intermédiaire de la perte de charge  $\Delta P$  mesurée dans un volume de suspension de hauteur  $\Delta H$ . Cette perte de charge peut être décomposée en trois termes [138] :

- Le premier terme,  $\Delta P_{part}$ , est lié au poids relatif de la suspension. Il représente la différence entre le poids des particules et la poussée d'Archimède qu'elles subissent (Équation (59)).
- Le second terme,  $\Delta P_{acc}$ , n'est présent que lorsque les particules circulent. Il correspond à l'énergie utilisée pour accélérer les particules jusqu'à leur vitesse de déplacement,  $U_p$  (Équation (60)). Par définition de cette vitesse,  $U_p = G_p / (\rho_{part} \alpha_p)$ .

$$\Delta P_{part} = \alpha_p (\rho_{part} - \rho_{air}) g \Delta H \quad (59)$$

$$\Delta P_{acc} = G_p U_p \quad (60)$$

- Enfin, le troisième et dernier terme de perte de charge,  $\Delta P_{fr}$ , est dû aux frottements des particules contre les parois du tube (Équation (61)). Dans cette équation, on retrouve plusieurs termes intrinsèques aux particules, comme leur diamètre moyen ou encore le coefficient de traînée,  $C_D$ . D'après [95], ce coefficient est directement calculable en connaissant la vitesse terminale  $v_t$  des particules (Équation (62)). Cependant, d'après [139], les pertes de charge dues au frottement sont négligeables devant les autres termes, et leur calcul n'est donc pas nécessaire.

$$\Delta P_{fr} = \frac{3\alpha_p C_D \rho_{air} \Delta H}{4d_{sv}} (U_{air} - U_p)^2 \quad (61)$$

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{d_{sv}(\rho_{part} - \rho_{air})g}{\rho_{air}v_t^2} \quad (62)$$

Dans toutes les expérimentations effectuées pendant cette thèse, les pertes de charge dues à l'accélération des particules représentent moins de trois pourcents des pertes de charge mesurées, ce qui est de l'ordre de grandeur des fluctuations de pression. Aussi, par soucis de simplification des calculs et de comparaison avec les études liées à la fluidisation, seul le terme dû au poids des particules,  $\Delta P_{part}$ , est pris en compte [47,51,63].

L'instrumentation précise des dispositifs expérimentaux permet de calculer la fraction volumique locale de particules,  $\alpha_i$ , entre deux prises de pression espacées de  $\Delta H_i$  l'une de l'autre (Équation (63)). Dans cette équation,  $\overline{\Delta P_i}$  est la valeur du  $i^{\text{ème}}$  signal de pression différentielle, moyennée sur toute la durée de l'acquisition. Un signal de pression différentiel typique est présenté en Figure 68. Sur cette figure, la valeur moyenne calculée sur toute la durée de l'acquisition est représentée en pointillés rouges, tandis que l'écart-type du signal, traduisant directement les fluctuations de pression, est en pointillés noirs.

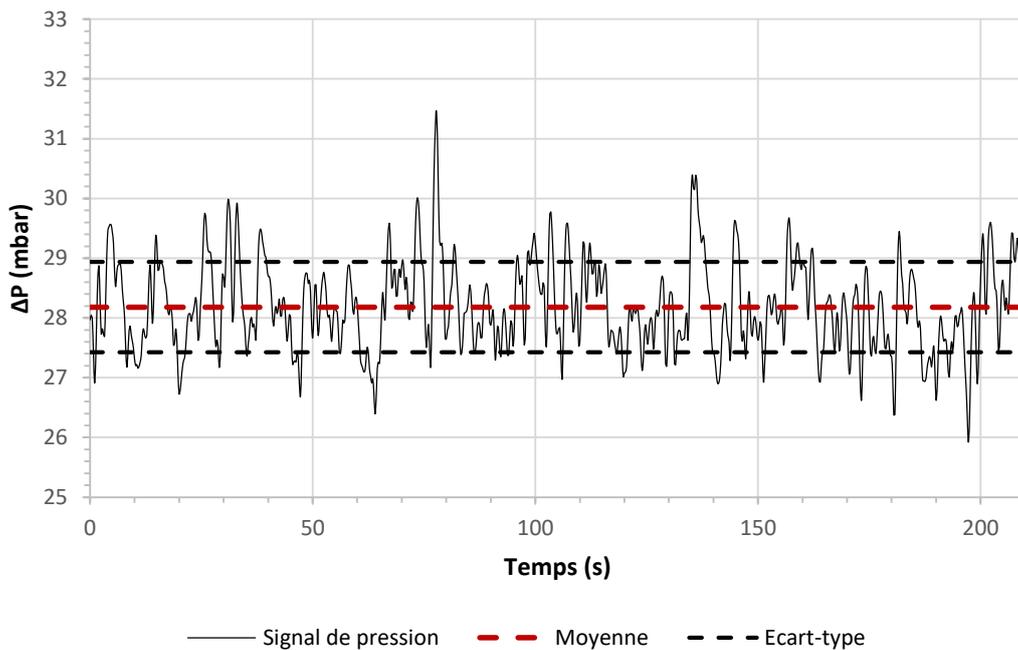


Figure 68 : Exemple d'un signal temporel de pression différentielle mesuré à 1,055 m de hauteur pour un essai avec un débit d'aération de  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  et une pression totale de 367 mbar.

Le calcul d'incertitude associé à  $\alpha_i$  est présenté en Équation (64). Il dépend de l'incertitude sur la distance espaçant les deux prises de pression,  $\delta(\Delta H_i) = 0,1 \text{ cm}$ , et de l'incertitude sur la perte de charge mesurée. Cette dernière étant une moyenne temporelle, son incertitude se décompose en deux termes : l'incertitude de mesure du capteur de pression relative,  $\delta(\Delta P_i) = 0,05 \text{ mbar}$ , et l'écart-type du signal temporel,  $\sigma(\overline{\Delta P_i})$ . On note par ailleurs que ce terme sera dominant devant les autres.

Par conséquent, les incertitudes exprimées sur les fractions volumiques de particules – sous forme de barres d’erreurs dans les figures – seront surtout représentatives des fluctuations de pression.

$$\alpha_i(h) = \frac{\overline{\Delta P_i}}{(\rho_{part} - \rho_{air})g\Delta H_i} \quad (63)$$

$$\delta\alpha_i = \alpha_i \left( \frac{\sigma(\overline{\Delta P_i}) + \delta(\Delta P_i)}{\overline{\Delta P_i}} + \frac{\delta(\Delta H_i)}{\Delta H_i} \right) \quad (64)$$

Étant donné que l’on s’intéresse à la moyenne temporelle d’un signal, on peut se demander si la durée de prise en compte de la moyenne est suffisante pour être représentative de la physique étudiée. Pour répondre à cette question, une très longue acquisition d’une heure a été effectuée à température ambiante (avec le dispositif RALF), sans circulation des particules, avec un débit d’aération de 0,8 sm<sup>3</sup>/h et une pression totale de 321 mbar. La Figure 69 montre l’évolution de la fraction volumique calculée à 1,56 m de hauteur en fonction de la durée prise en compte pour le calcul de la moyenne de  $\Delta P_i$ . Les pointillés noirs représentent la valeur calculée en prenant toute l’acquisition en compte, et les pointillés rouges, l’incertitude associée. On peut voir qu’un minimum de 200 secondes environ est nécessaire pour que la moyenne converge autour de sa valeur finale. Nous verrons plus loin (cf. Section 4.3) que ce temps est du même ordre de grandeur que celui considéré pour les traitements dynamiques des signaux relatifs de pression, et est donc maintenu pour le reste des expérimentations.

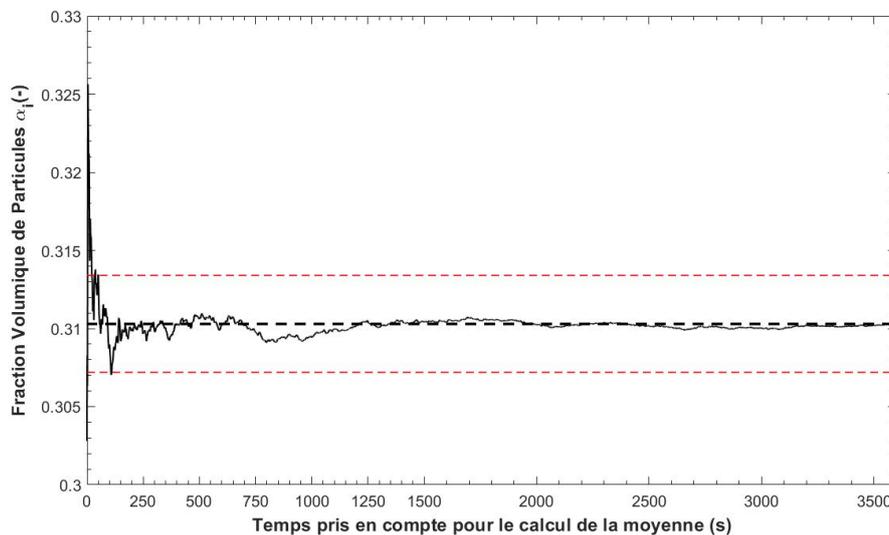


Figure 69 : Fraction volumique locale en fonction du temps pris en compte pour calculer la moyenne du signal temporel de pression différentiel.

Pour étudier le comportement de la suspension gaz-particules dans le tube de manière plus globale, sans s’attarder sur des hauteurs particulières, une fraction volumique globale  $\alpha_h$  est calculée pour un essai comme la moyenne des fractions volumiques locales calculées sur la hauteur (Équation

(65)). Bien évidemment, pour les essais sans circulation des particules, la moyenne ne prend en compte que les hauteurs comprises dans la suspension de particules. L'incertitude associée au calcul de  $\alpha_h$  est tout simplement la moyenne des incertitudes des  $\alpha_i$  (Équation (66)).

$$\alpha_h = \sum_{i=1}^N \alpha_i(h) \quad (65)$$

$$\delta\alpha_h = \sum_{i=1}^N \delta\alpha_i(h) \quad (66)$$

### 3.5.4. Vitesse superficielle d'air

Lors d'une étude hydrodynamique en fluidisation, la détermination de la vitesse superficielle d'air dans le tube,  $U_{air}$ , est essentielle. Comme il y a deux arrivées d'air distinctes dans les dispositifs expérimentaux utilisés, son calcul fait intervenir un terme qui provient du dispenser et un terme qui provient de l'aération. En ce qui concerne le dispenser, le système étant ouvert, une très grosse partie du débit de fluidisation  $q_f$  s'échappe par la vanne de fuite – qui permet le contrôle de la pression de ciel  $P_{sky}$  – tandis que le reste s'écoule par le tube principal. On peut donc supposer – sans trop d'approximations – que la vitesse d'air dans le tube est la même que dans le dispenser, c'est-à-dire  $U_f$ . Pour ce qui est de l'aération, le débit d'air  $q_{ae}$  correspond à une vitesse superficielle  $U_{ae}$ , telle que  $q_{ae} = U_{ae}S_t$ . On peut finalement exprimer la vitesse superficielle d'air totale à cette hauteur, dénotée par l'indice « 0 », comme la somme de ces deux composantes (Équation (67)).

$$U_{air,0} = U_f + U_{ae} \quad (67)$$

On a montré dans la section précédente que la pression diminue – linéairement – en fonction de la hauteur du tube. Par ailleurs, en conditions de tests solaires, la température des particules augmente le long de la hauteur. La combinaison de ces deux phénomènes conduit à une augmentation de la vitesse d'air locale. Aussi, pour déterminer les vitesses d'air aux hauteurs  $h_i$ , où les pressions relatives  $P_i$  et les température  $T_i$  sont mesurées, considérons l'air comme un gaz parfait. D'après l'équation des gaz parfaits, la quantité  $P_i V_i / T_i$  se conserve entre le point  $i$  et le point  $i + 1$  (Équation (68)).

$$\frac{P_i V_i}{T_i} = \frac{P_{i+1} V_{i+1}}{T_{i+1}} \quad (68)$$

Le volume occupé au point  $i$ , noté  $V_i$ , peut simplement se réécrire comme étant le produit d'une épaisseur  $x_i$  par la section du tube. De cette manière, lorsque l'on cherche à exprimer la dérivée temporelle de la grandeur  $P_i V_i / T_i$ , on fait intervenir la dérivée temporelle de la position  $x_i$ , qui n'est

autre que la vitesse de l'air  $U_i$ . De plus, les analyses étant réalisées dans des conditions stationnaires de pression et de température, les dérivées temporelles de ces grandeurs s'annulent, et on peut finalement écrire l'Équation (69).

En regroupant les différents termes de cette nouvelle égalité, on peut exprimer la vitesse superficielle d'air au point  $i$  (de hauteur  $h_i$ ) par l'Équation (70). Cette relation fait intervenir la pression relative et la température au niveau de l'aération,  $P_0$  et  $T_0$ . Ces quantités ne sont pas mesurées directement, mais peuvent être déterminée d'après les évolutions des pressions relatives et des températures avec la hauteur.

$$\frac{\partial \left( \frac{P_i x_i}{T_i} \right)}{\partial t} = \frac{\partial(P_i) x_i}{\partial t} \frac{1}{T_i} + \frac{P_i U_i}{T_i} + P_i x_i \frac{\partial(1/T_i)}{\partial t} = \frac{P_i U_i}{T_i} = \frac{\partial \left( \frac{P_{i+1} x_{i+1}}{T_{i+1}} \right)}{\partial t} = \frac{P_{i+1} U_{i+1}}{T_{i+1}} \quad (69)$$

$$U_{air,i} = U_{air,0} \frac{P_0 T_i}{P_i T_0} \quad (70)$$

### 3.6. Conclusion

Les particules d'olivine utilisées dans cette thèse ont été caractérisées, prouvant leur appartenance au groupe A de la classification de Geldart. Les vitesses d'apparition des régimes de fluidisation homogène, de bullage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont été mesurées expérimentalement à l'aide d'une colonne de fluidisation classique.

Deux dispositifs expérimentaux distincts ont été conçus et instrumentés de capteurs de pression et de thermocouples pour étudier le comportement de la suspension de particules fluidisées, à température ambiante et sous irradiation solaire concentrée. Les méthodes de détermination de plusieurs grandeurs d'intérêt pour une étude hydrodynamique en fluidisation ont également été détaillées.

Le prochain chapitre s'intéresse aux expérimentations réalisées à température ambiante, afin de s'affranchir des effets de la température dans un premier temps et d'étudier précisément l'hydrodynamique de la suspension ainsi que les conditions d'apparition des différents régimes de fluidisation.



# **Chapitre IV Étude Expérimentale de l'Hydrodynamique de la Suspension de Particules à Température Ambiante**

## SOMMAIRE

<b>4.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>121</b>
<b>4.2.</b>	<b>COMPORTEMENT GLOBAL DE LA SUSPENSION .....</b>	<b>121</b>
4.2.1.	PARAMETRES DE CONTROLE.....	121
4.2.2.	FRACTION VOLUMIQUE GLOBALE DE PARTICULES.....	124
<b>4.3.</b>	<b>REGIMES DE FLUIDISATION DANS LE RECEPTEUR .....</b>	<b>127</b>
4.3.1.	COMBINAISON DES METHODES D'ANALYSES.....	127
4.3.1.1.	<i>Observations visuelles.....</i>	<i>128</i>
4.3.1.2.	<i>Fraction volumique locale de particules.....</i>	<i>129</i>
4.3.1.3.	<i>Analyse d'incohérence .....</i>	<i>130</i>
4.3.1.4.	<i>Corrélation croisée .....</i>	<i>138</i>
4.3.2.	DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION.....	140
4.3.2.1.	<i>Établissement du diagramme .....</i>	<i>140</i>
4.3.2.2.	<i>Limites et zones de transition .....</i>	<i>142</i>
4.3.2.3.	<i>Comparaison avec la littérature.....</i>	<i>145</i>
4.3.2.4.	<i>Caractérisation globale de la suspension.....</i>	<i>148</i>
<b>4.4.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>151</b>

## 4.1. Introduction

L'utilisation d'une suspension de particules fluidisées comme fluide caloporteur dans un récepteur solaire présente de nombreux attraits, comme cela a été montré dans les chapitres précédents. Toutefois, plusieurs verrous doivent encore être levés pour améliorer cette technologie, en particulier concernant la connaissance des écoulements gaz-solide : plusieurs régimes de fluidisation peuvent en effet apparaître dans les tubes du récepteur en fonction des conditions opératoires. Ces régimes sont associés à différents coefficients de transfert de chaleur dans le cas de lits fluidisés classiques, impliquant alors une modification des performances du récepteur. Cependant, ce concept de récepteur solaire diffère d'une colonne de fluidisation classique ou d'un lit fluidisé circulant (*riser*), puisque la circulation de particules n'est pas seulement due à une forte injection d'air, mais à la combinaison d'une surpression dans le dispenser et d'une injection secondaire d'air en partie basse du tube. Cette différence permet d'obtenir une suspension gaz-particules dense, c'est-à-dire avec une fraction volumique de particules supérieure à 15 %. De surcroît, cette caractéristique est associée à une capacité thermique volumique élevée (le produit  $\alpha_{part}\rho_{part}C_{p,part}$ , cf. [Section 3.2.1](#)), indispensable lorsque le fluide caloporteur est destiné à être utilisé comme milieu de stockage. Néanmoins, les régimes de fluidisation dans un tel dispositif n'ayant pas encore été étudiés, rien ne prouve que les mêmes régimes qu'en colonne classique apparaissent, et avec les mêmes seuils de transition.

Pour pallier ce manque d'informations, des expérimentations ont été effectuées à température ambiante à l'aide du banc expérimental RALF, présenté en [Section 3.3](#). 177 essais ont été réalisés dans des conditions stationnaires de pression et de débit de particules, avec et sans circulation des particules. Les conditions expérimentales de ces essais sont récapitulées en [Annexe C.1](#). Les résultats associés ont été publiés à travers plusieurs articles scientifiques [140–142]. Par soucis de clarté, ils sont repris de manière conjointe dans ce chapitre. Dans un premier temps, le comportement global de la suspension est présenté, à savoir la manière dont le système réagit aux variations des paramètres de contrôle. Dans un second temps, les régimes de fluidisation sont examinés.

## 4.2. Comportement global de la suspension

Cette section s'intéresse au comportement général de la suspension ainsi qu'à son contrôle, d'un point de vue macroscopique.

### 4.2.1. Paramètres de contrôle

Comme introduit en [Section 3.3](#), les paramètres de contrôle de cette installation sont la pression totale dans le dispenser  $P_{tot}$ , exprimée en pression relative, et le débit d'aération  $q_{ae}$ , qui correspond à une vitesse superficielle d'air dans le tube au niveau de l'injection  $U_{air,0}$ . La combinaison de ces deux paramètres permet d'obtenir un flux massique de particules  $G_p$ , qui peut également s'exprimer en termes de débit massique  $F_p$ . Le [Tableau 8](#) récapitule les gammes de paramètres explorées lors des expérimentations réalisées à température ambiante.

Tableau 8 : Gammes des paramètres expérimentaux balayés lors des expérimentations à température ambiante.

$P_{tot}$ (mbar)	$q_{ae}$ (sm <sup>3</sup> /h) / $U_{air,0}$ (m/s)	$G_p$ (kg/(m <sup>2</sup> s)) / $F_p$ (kg/h)
89 – 428	0 – 2,5 / 0 – 0,54	0 – 392 / 0 – 2244

Dans le but de comprendre le comportement général de la suspension, l'influence des paramètres de contrôle est étudiée, sans écoulement des particules dans un premier temps. La Figure 70 présente l'évolution de la hauteur de la suspension  $H_{lit}$  en fonction de la pression totale appliquée dans le dispenser, pour plusieurs débits d'aération qui sont identifiés par différents marqueurs et couleurs. La suspension atteint le niveau de l'injection pour une pression d'environ 55 – 60 mbar, peu importe le débit d'aération  $q_{ae}$ . Ces résultats sont cohérents avec les pressions  $P_0$  identifiées par régression linéaire et ont été vérifiés visuellement. Les valeurs de  $P_0$  pourront donc être utilisées pour calculer la vitesse d'air locale dans le tube.

On observe des tendances linéaires pour tous les débits d'aération testés sans écoulement, c'est-à-dire jusqu'à 1,6 sm<sup>3</sup>/h. Cela montre que dans cette configuration, les frottements sont négligeables et que seule la pression hydrostatique contribue à la perte de charge mesurée, comme évoqué en Section 3.5.3. Seules les pentes changent en fonction du débit d'air, car la fraction volumique moyenne de particules est modifiée. Pour les débits d'air supérieurs à 1,6 sm<sup>3</sup>/h, des particules sont entraînées hors du tube suite à l'apparition des régimes de fluidisation turbulente et rapide. Ce point sera détaillé dans la prochaine section. Un débit d'écoulement est alors mesuré, même s'il est faible. Par conséquent, les points correspondants ne sont pas représentés sur cette figure.

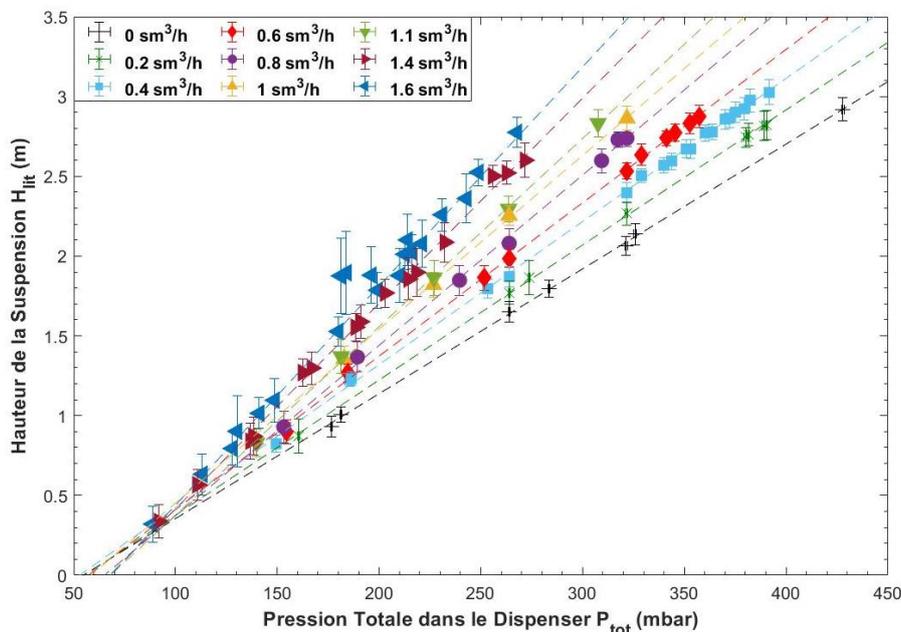


Figure 70 : Hauteur de la suspension en fonction de la pression dans le dispenser. Chaque courbe (couleur et marqueur) correspond à un débit d'aération.

On note d'après la Figure 70 qu'augmenter la pression, ou bien le débit d'air, permet d'augmenter la hauteur de la suspension. Si cette hauteur dépasse la hauteur limite du tube,

l'écoulement des particules s'initie. On peut alors calculer le débit, ou le flux massique  $G_p$ . La Figure 71 présente directement l'évolution de ce dernier, en fonction de la pression appliquée dans le dispenser et pour les différents débits d'aération testés, identifiés de la même manière que précédemment. Comme on peut s'y attendre, augmenter la pression ou le débit d'air permet d'augmenter le débit de particules. Les tendances sont en revanche différentes de celles de l'évolution de la hauteur de la suspension et ne sont plus linéaires.

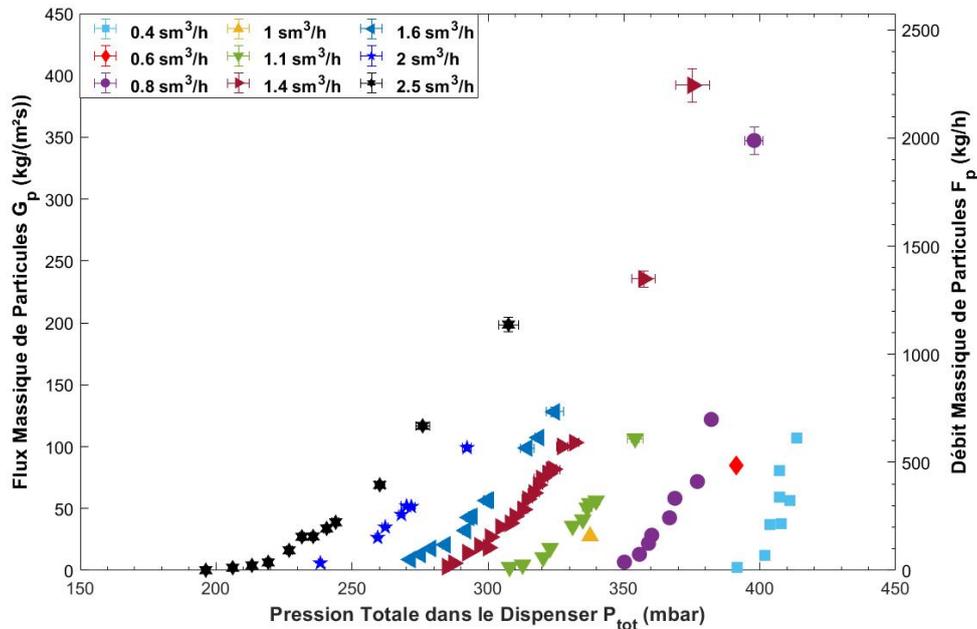


Figure 71 : Flux massique de particules en fonction de la pression dans le dispenser. Chaque courbe (couleur et marqueur) correspond à un débit d'aération.

A faible débit d'air, la suspension est dense car les structures d'air sont relativement petites et bien identifiées (bulles ou pistons). Augmenter la pression agit de la même manière que sans circulation des particules, et l'augmentation de débit de particules résultante est quasi-linéaire. En augmentant le débit d'air, les structures d'air sont de plus en plus désordonnées. On passe du régime de pistonnage vers celui de fluidisation turbulente, puis rapide. Ces transitions seront étudiées plus loin. Cela se traduit par une dilution de la suspension et de fortes oscillations de la surface de la suspension, qui vont impliquer de faibles écoulements de particules. C'est la raison pour laquelle les forts débits d'air n'étaient pas représentés en Figure 70 sans circulation des particules. La hauteur du lit et les fluctuations augmentent avec la pression ou le débit d'air, conduisant à une augmentation non-linéaire du débit de particules.

Aucun débit d'aération inférieur à  $0,4 \text{ sm}^3/\text{h}$  n'est représenté sur la Figure 71, car les écoulements de particules associés ne sont pas stables. Ces instabilités se traduisent par de fortes oscillations – non régulières – du débit de particules. Ce dernier ne se stabilise pas autour d'une valeur moyenne, et le système est difficile à contrôler. Cela confirme les observations faites par [51], à savoir qu'un débit d'aération minimal est nécessaire pour stabiliser l'écoulement. Cette limite semble ici d'environ  $0,4 \text{ sm}^3/\text{h}$ , soit une vitesse superficielle d'air d'environ  $9 \text{ cm/s}$ . Cette valeur est bien supérieure à  $10U_{mf} = 4,2 \text{ cm/s}$ , comme préconisé par [51]. L'étude de la stabilité n'a pas été poussée plus loin car elle fait l'objet d'une autre thèse en cours.

## 4.2.2. Fraction volumique globale de particules

La suspension de particules est caractérisée par sa fraction volumique de particules. Cette dernière est évaluée de manière globale sur tout le tube, alors notée  $\alpha_h$  (cf. Section 3.5.3). La Figure 72 montre l'évolution de cette grandeur en fonction de la hauteur de la suspension (sans circulation des particules) pour différents débits d'aération. Les barres d'erreurs traduisent les fluctuations de pression.

D'après la Figure 72, la fraction volumique de particules ne varie que très peu – a débit d'aération donné – avec la hauteur limite de la suspension. Cependant, elle diminue considérablement avec le débit d'aération. On voit par ailleurs que les fluctuations augmentent elles aussi avec ce débit, ce qui traduit une augmentation de l'agitation des particules au sein de la suspension. Nous verrons dans la prochaine section que ces variations sont dues à des changements de régime de fluidisation.

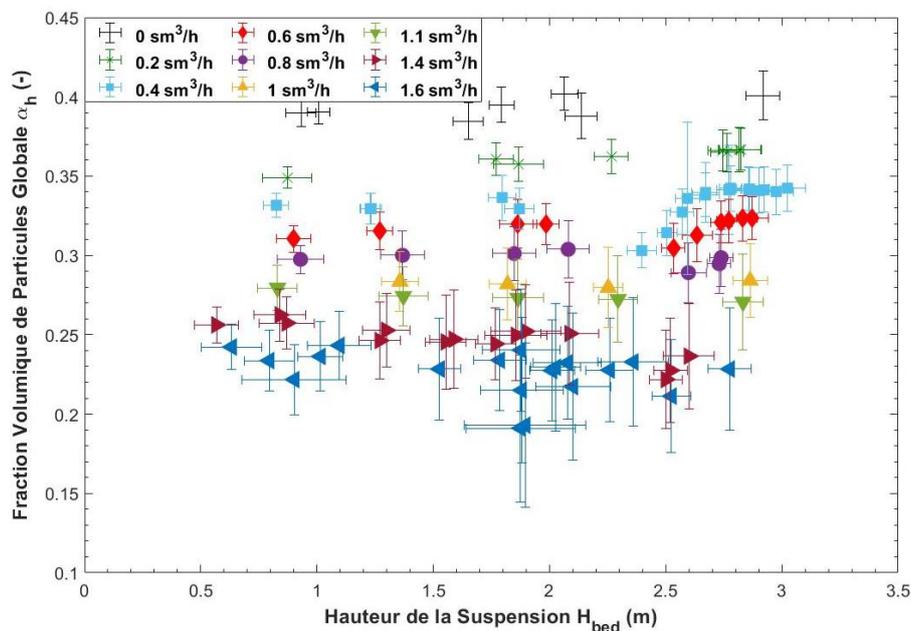


Figure 72 : Fraction volumique de particules globale en fonction de la hauteur de la suspension. Chaque courbe (couleur et marqueur) correspond à un débit d'aération.

Lorsque la pression dans le dispenser et/ou le débit d'aération augmente, la circulation des particules se met en place. La Figure 73 présente l'évolution de  $\alpha_h$  en fonction du flux massique de particules, pour différents débits d'aération. Tout comme en condition de non-circulation, on observe une forte influence du débit d'air sur la fraction volumique de particules. En revanche en condition de circulation,  $\alpha_h$  dépend également du flux massique de particules. Lorsque  $G_p$  augmente, la suspension se densifie. En effet, pour une pression donnée dans le dispenser, c'est-à-dire une énergie donnée pour faire monter les particules dans le tube, une partie de cette énergie est utilisée pour les transporter à un certain débit, donc à une certaine vitesse. Ainsi, à plus fort débit de particules, pour un même débit d'air et une même pression totale, la quantité d'énergie qui peut être utilisée pour

séparer les agrégats de particules diminue, ce qui correspond à une augmentation de la fraction volumique de particules.

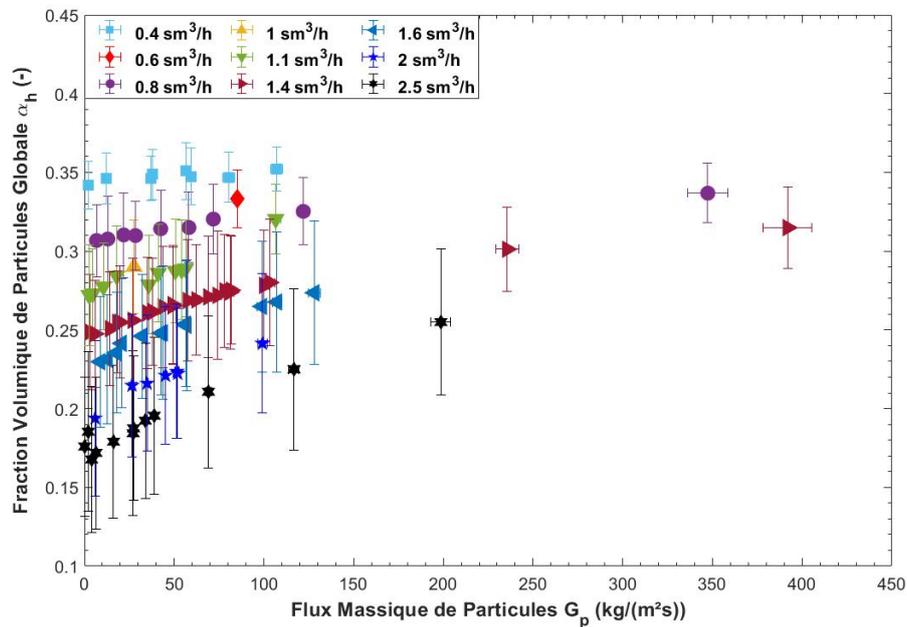


Figure 73 : Fraction volumique de particules globale en fonction du flux massique de particules. Chaque courbe (couleur et marqueur) correspond à un débit d'aération.

D'après les interprétations précédentes sur la dépendance de  $\alpha_h$  avec le débit de particules, on peut questionner la légitimité de négliger le terme de pertes de charge dû à l'accélération des particules dans son calcul,  $\Delta P_{acc}$  (cf. Équation (60), Section 3.5.3) [138]. Pour vérifier cette hypothèse, des calculs de fraction volumique ont été réalisés avec et sans prise en compte de ce terme, et les résultats sont comparés en Figure 74. Sachant qu'une égalité est donnée par la droite en pointillés noirs, les valeurs obtenues par les deux modes de calcul sont très semblables. Les points qui s'écartent le plus de l'égalité sont associés à des flux massiques de particules très élevés, supérieurs à 200 kg/(m²s). Pour ces points, la perte de charge  $\Delta P_{acc}$  correspondante est d'environ 1 mbar. Sachant que la perte de charge due au poids relatif des particules,  $\Delta P_{part}$ , est entre 20 et 30 mbar, on comprend bien que le terme d'accélération est facilement négligeable. Il est par ailleurs important de préciser que les barres d'erreurs sur la figure sont dues aux fluctuations de pression. Si ces dernières ne sont pas prises en compte, c'est-à-dire si l'on ne s'intéresse qu'aux erreurs de mesure et de calcul, les barres d'erreurs sont quasiment inexistantes, et les points se retrouvent presque tous alignés. Aussi, pour la suite des résultats, seule la pression hydrostatique est prise en compte dans le calcul de la fraction volumique de particule.

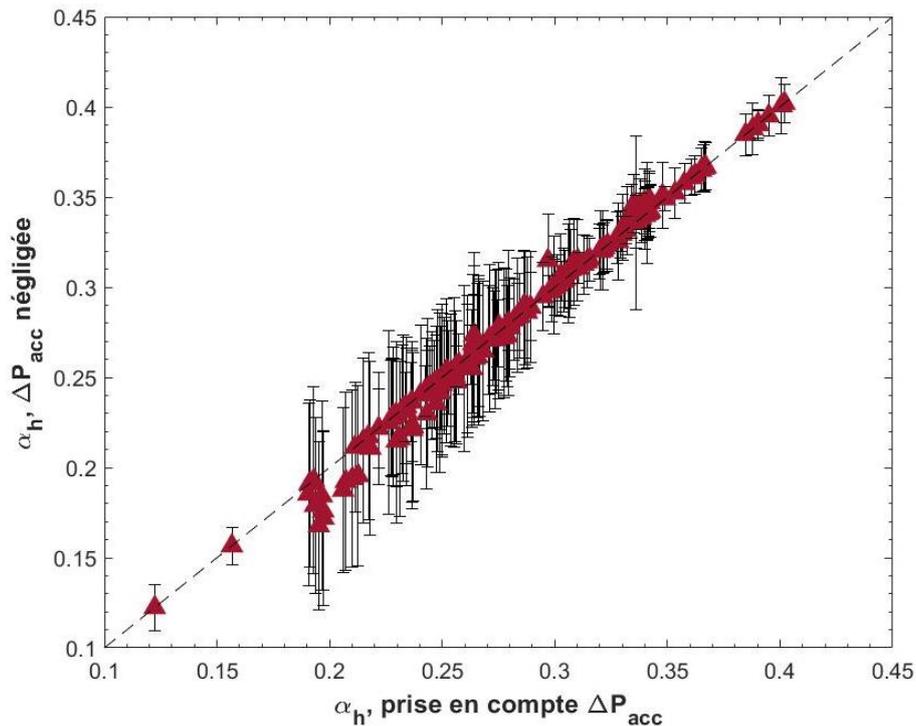


Figure 74 : Comparaison des calculs de fraction volumique de particules avec sans prise en compte du terme de perte de charge dû à l'accélération des particules.

Que ce soit avec ou sans circulation des particules, on observe une très forte dépendance de  $\alpha_h$  avec le débit d'aération injecté dans le tube. La Figure 75 montre directement cette dépendance en fonction de la vitesse superficielle d'air dans le tube (calculée au niveau de l'injection d'aération), pour plusieurs conditions de circulation (ou non) des particules. La vitesse d'air est ici exprimée en termes de vitesse excédentaire, c'est-à-dire sa différence avec la vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  estimée à 0,42 cm/s (cf. Section 3.2.3).

On observe une dépendance quasi-linéaire de  $\alpha_h$  avec la vitesse d'air. Cette forme d'évolution avait précédemment été observée sur ce type de système, mais sur de plus faibles gammes de vitesses d'air [51,62]. Il est intéressant de noter qu'elle se poursuit jusqu'à des vitesses élevées sans changer de tendance.

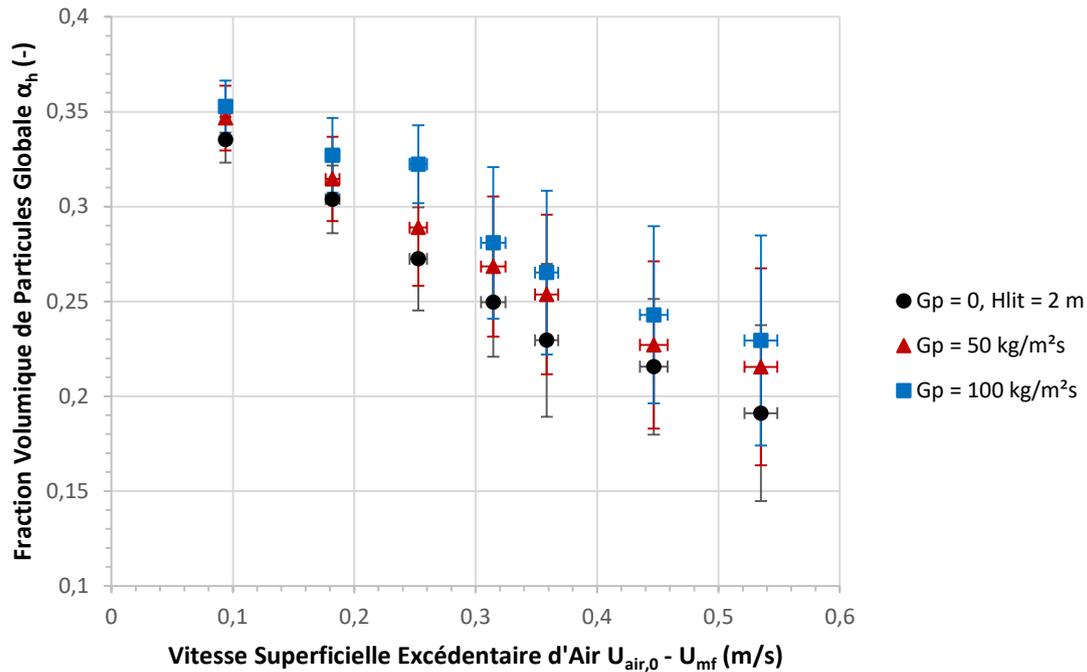


Figure 75 : Fraction volumique de particules globale en fonction de la vitesse superficielle d'air excédentaire dans le tube, pour trois flux massiques de particules fixés.

### 4.3. Régimes de fluidisation dans le récepteur

Cette section reprend les mêmes essais que dans la section précédente, avec cette fois-ci pour objectif de caractériser localement l'hydrodynamique de la suspension. Cette caractérisation se fait par une étude des régimes de fluidisation présents dans le tube, qui doivent dans un premier temps être identifiés.

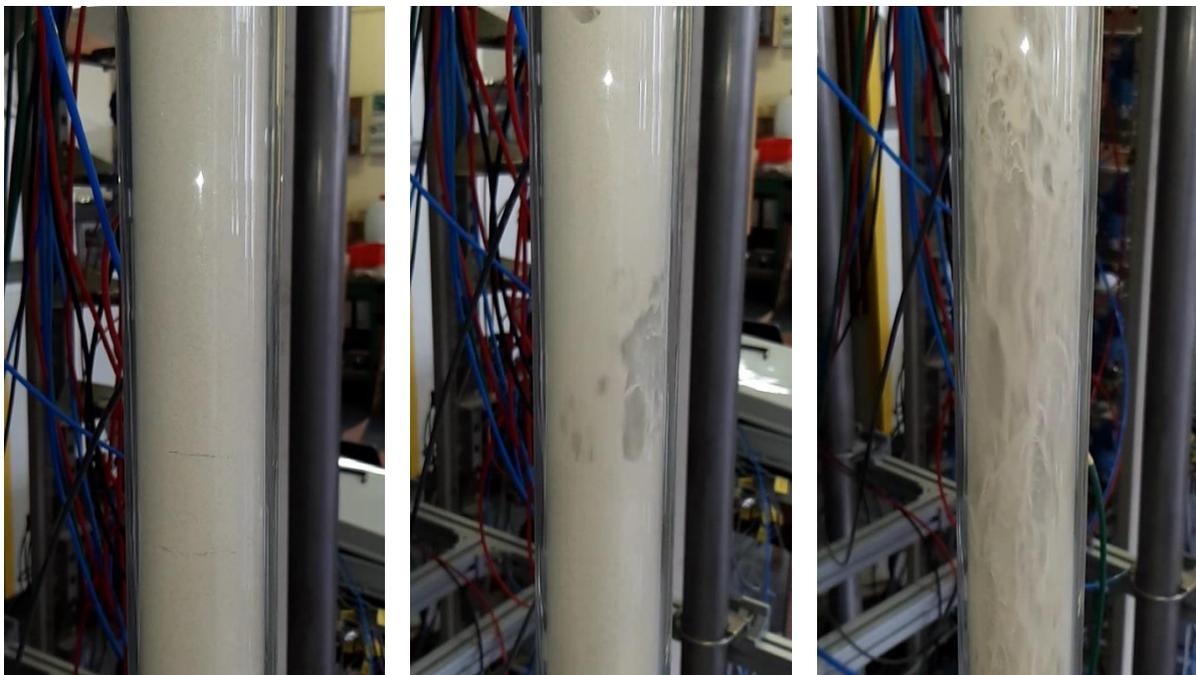
#### 4.3.1. Combinaison des méthodes d'analyses

Les signaux temporels de pression, relatifs et différentiels, sont analysés par différentes méthodes [140]. Certaines sont des méthodes classiques de traitement du signal et sont décrites en Section 1.4.2, tandis que d'autres ont été adaptées suite aux résultats, telles que les évolutions de la fraction volumique de particules ou des fluctuations de pression sur la hauteur. Dans certaines configurations de régimes ou en fonction des conditions expérimentales (léger régime transitoire par exemple), une méthode unique ne suffit pas pour identifier à coup sûr le régime de fluidisation présent. Ceci est notamment lié aux contraintes qui ont dû être fixées sur les paramètres des traitements, liées au montage expérimental. En revanche, la combinaison de ces méthodes, présentées ci-après, permet l'identification des régimes de fluidisation.

#### 4.3.1.1. Observations visuelles

Le fait de travailler avec un tube en verre dans le cadre d'une étude à température ambiante permet la visualisation des écoulements. Bien qu'une analyse précise par caméra soit difficile à mettre en place, car cela nécessite une caméra rapide avec une bonne résolution d'image et des traitements complexes [100], cela permet de confirmer certains résultats obtenus par les analyses des signaux de pression, ou en tout cas de les comparer lorsque l'identification par analyse des signaux peut s'avérer difficile.

La [Figure 76](#) présente trois configurations de régimes de fluidisation obtenues pour des conditions expérimentales différentes. Sur la gauche, un régime de fluidisation homogène est identifié pour un débit d'aération nul. Très peu – voir aucune – structure d'air n'est présente, et l'écoulement de particules associé à cet essai est instable. On observe également des passages préférentiels de l'air dans la suspension, phénomène normalement identifié lorsque la vitesse est inférieure au minimum de fluidisation [85]. Sur la photo du milieu, qui correspond à une expérience réalisée avec un débit d'aération de  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$ , on y identifie un piston de paroi (une poche d'air). Ces pistons apparaissent régulièrement, et se déplacent verticalement à des vitesses établies. Dans ce régime, la hauteur de la suspension – sans circulation de particules – est bien définie et on observe régulièrement les explosions de ces pistons en surface. Enfin, sur la photo de droite, les structures d'air ne sont plus régulières, la hauteur de la suspension – sans écoulement – n'est plus précisément définie et on observe beaucoup plus d'agitation, sous forme de tourbillons. Ces observations sont caractéristiques des régimes de fluidisation turbulente ou rapide, les deux étant difficilement distinguables visuellement.



[Figure 76](#) : Photos de la suspension sous différents régimes de fluidisation, pour plusieurs débits d'aération. Gauche : fluidisation homogène, sans aération ; milieu : pistonage, pour  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$  ; droite : fluidisation rapide, pour  $2,5 \text{ sm}^3/\text{h}$ .

### 4.3.1.2. Fraction volumique locale de particules

A la fois la valeur et la forme de l'évolution sur la hauteur de la fraction volumique locale, alors notée  $\alpha_i$ , peuvent être des indicateurs du régime de fluidisation en présence dans le tube. La Figure 77 présente plusieurs évolutions de  $\alpha_i$ , pour des essais réalisés avec quatre débits d'aération différents : 0 sm<sup>3</sup>/h, 0,8 sm<sup>3</sup>/h, 1,6 sm<sup>3</sup>/h, et 2,5 sm<sup>3</sup>/h. Les vitesses superficielles excédentaires d'air correspondantes – au niveau de l'injection – sont indiquées dans les titres des sous-figures. Seuls des essais sans circulation de particules sont représentés pour s'affranchir de l'effet du débit de particules, les interprétations étant similaires lorsqu'il y a circulation.

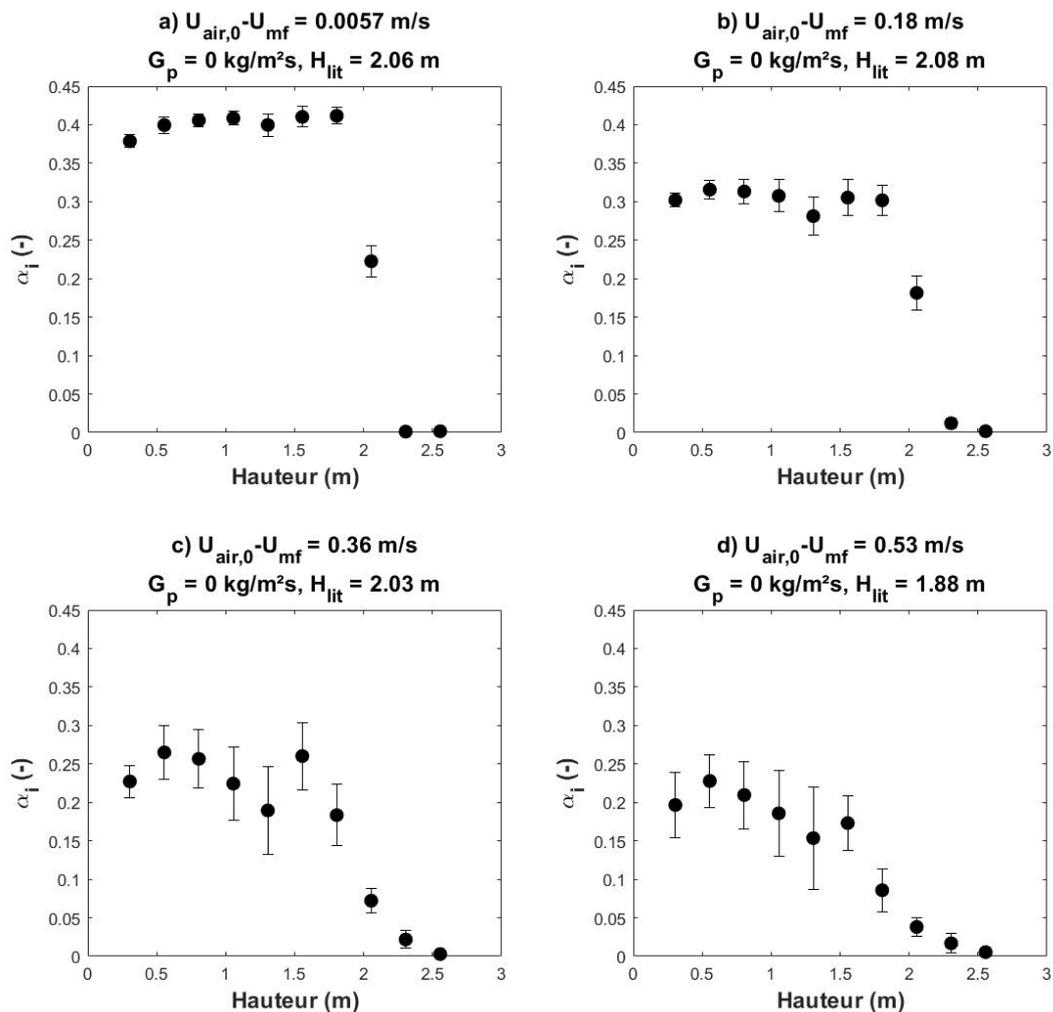


Figure 77 : Profils de fractions volumiques locales de particules sur la hauteur dans le tube, sans circulation, pour des essais réalisés avec plusieurs débits d'aération : a) 0 sm<sup>3</sup>/h, b) 0,8 sm<sup>3</sup>/h, c) 1,6 sm<sup>3</sup>/h, et d) 2,5 sm<sup>3</sup>/h.

Sur la Figure 77a, on identifie visuellement un régime de fluidisation homogène. La vitesse superficielle d'air est très proche du minimum de fluidisation, avec seulement  $2U_{mf}$ . Le débit d'aération injecté est inférieur au minimum nécessaire pour stabiliser la suspension, établi à 0,4 sm<sup>3</sup>/h. On observe ici une légère augmentation de la fraction volumique avec la hauteur, ce qui n'est pas consistant avec le principe de coalescence des structures d'air. Cela confirme le fait que ces dernières

ne sont ici pas formées. L'air transite uniquement via des passages préférentiels (*channeling*), ce qui est probablement responsable de l'instabilité de la suspension.

Sur la [Figure 77b](#), la vitesse superficielle d'air est de  $44U_{mf}$ . Les observations visuelles confirment que le régime de fluidisation est un régime de pistonage. La tendance d'évolution de la fraction volumique avec la hauteur est légèrement décroissante à cause de la coalescence des pistons, comme cela a déjà été observé [64,70]. La hauteur de la suspension est calculée à environ 2 m au-dessus de l'aération par régression linéaire des pressions relatives. Sur la figure, cette hauteur correspond à une diminution brute de  $\alpha_i$ . En effet, au-delà de cette valeur, il n'y a plus de particules, et la fraction volumique mesurée est donc nulle.

La [Figure 77c](#) est obtenue pour une vitesse superficielle d'air de  $87U_{mf}$ . On peut voir que la forme d'évolution de  $\alpha_i$  sur la hauteur est différente du cas du pistonage, avec une forte diminution à partir de la limite calculée de la suspension à environ 2m. Ce comportement est dû à l'augmentation de l'agitation des particules dans la suspension. Cela induit de fortes fluctuations en surface, expliquant les faibles valeurs de  $\alpha_i$  mesurées. Le régime de fluidisation associé est identifié suite aux observations de la [Figure 77d](#). En effet, un régime de fluidisation rapide est identifié visuellement sur cette dernière, pour une vitesse d'air de  $127U_{mf}$ . On observe une zone relativement dense en bas du tube, dans laquelle la fraction volumique diminue avec la hauteur, suivie par une zone plus diluée où la fraction volumique n'est pas nulle, de sorte que la hauteur de la suspension n'est plus définie. Dans ce cas, la méthode de calcul de  $H_{lit}$  par régression des pressions relatives sur la hauteur permet d'identifier la hauteur limite entre les deux zones. La forme de cette évolution, combinée à l'observation d'agrégats (ou clusters) de particules, est caractéristique du régime de fluidisation rapide [90]. Suite à ces observations, il semble que la [Figure 77c](#) présente un intermédiaire entre les régimes de pistonage et de fluidisation rapide, avec une zone un peu plus diluée sur la hauteur et une limite de suspension moins définie. En revanche, aucun cluster de particules n'a été visuellement observé ici. Ce test devrait donc être caractéristique d'un régime de fluidisation turbulente.

### 4.3.1.3. Analyse d'incohérence

Cette section est consacrée à l'analyse d'incohérence, développé par [84] et dont les bases sont présentées en [Section 1.4.2](#). Classiquement, les temps et fréquences d'acquisitions sont très élevés, de l'ordre de l'heure et du KHz respectivement. Cela permet de démultiplier le nombre de données enregistrées et de moyenniser les spectres fréquentiels obtenus afin d'extraire les éléments représentatifs de chaque régime de fluidisation. Cependant, nous travaillons ici avec un système ouvert, limité en termes de capacité de particules stockée (fonctionnement en batch) et par conséquent en temps total d'acquisition. Cela signifie que des fréquences d'acquisition trop élevées ne conduiraient qu'à des spectres très bruités. Il faut donc dans un premier temps déterminer les paramètres permettant un bon traitement des signaux.

#### 4.3.1.3.1. Choix des paramètres de l'analyse

Ce choix se base dans un premier temps sur la quantité de particules disponibles dans la cuve de stockage, d'environ 150 kg une fois le dispenser rempli. Le débit de particules maximal atteignable dans des conditions stationnaires de pression est limité par le débit d'alimentation maximal que peut fournir le moteur. Comme expliqué en [Section 3.3](#), cette valeur est de 0,6 kg/s, ce qui correspond alors

à un temps total d'acquisition de 250 secondes. Pour rajouter une marge de sécurité, notamment afin que le régime stationnaire puisse s'établir dans des conditions extrêmes à fort débit de particules, nous choisissons de limiter ce temps à 3 minutes 30, soit  $t_{acq} = 210$  secondes. Par ailleurs, cette durée semble réalisable dans le cadre de conditions d'exploitations réelles d'une centrale solaire, afin de s'assurer du régime de fluidisation rapidement.

Le second paramètre à fixer est la fréquence d'acquisition,  $f_{acq}$ . D'après le théorème de Shannon [143], les spectres fréquentiels obtenus seront symétriques. Cela signifie que l'on ne pourra détecter que des phénomènes associés à une fréquence inférieure à la moitié de la fréquence d'acquisition. Sachant que dans l'analyse de cohérence, les signaux sont séparés en  $M$  groupes de  $N$  points chacun,  $N$  étant une puissance de 2 pour les besoins de la transformée de Fourier rapide, la fréquence maximale  $f_{max}$  détectable est encore divisée par  $M$ . De plus, basé sur les observations visuelles et de précédentes études, la fréquence caractéristique des pistons est inférieure ou égale à l'Hertz [62,63,66]. D'après ces informations et pour limiter le bruit enregistré, une fréquence d'acquisition de 20 Hz a été sélectionnée. Bien que des fréquences d'acquisition supérieures ont été testées, les résultats associés ne sont pas présentés par soucis de clarté puisque celles-ci entraînaient une amplification du bruit de mesure sur les signaux enregistrés.

Les derniers paramètres à déterminer sont les nombres de groupes  $M$  de  $N$  points chacun. Ce choix doit satisfaire deux conditions. Premièrement, le nombre total de points enregistrés pour chaque signal doit être en accord avec les conditions établies plus haut sur le temps et la fréquence d'acquisition. Autrement dit, il faut que le produit  $M * N$  soit approximativement égal à 4200 (soit 210 secondes d'acquisition à 20 Hz). Comme la transformée de Fourier rapide demande des puissances de 2 pour le nombre  $N$ , la valeur la plus proche correspondante est de 4096 points à traiter par acquisition. Ensuite, comme expliqué plus haut, la fréquence maximale détectable par l'analyse dépend de  $M$ , de sorte que  $f_{max} \leq f_{acq}/2M$ . Aussi, si l'on souhaite détecter des phénomènes allant jusqu'à 1 Hz, alors le nombre de groupe correspondant doit être inférieur à 10. Le [Tableau 9](#) présente les combinaisons de paramètres répondant à ces conditions. Une étude d'optimisation exhaustive de ces paramètres demanderait plus de temps que le cadre de la thèse en accorde. Des valeurs intermédiaires de  $M = 4$  groupes de  $N = 1024$  points chacun ont été choisies arbitrairement. Ce choix permet d'enregistrer suffisamment de phénomènes par groupe, afin de lisser les spectres obtenus et d'en extraire les fréquences caractéristiques.

**Tableau 9** : Combinaisons des paramètres  $M$  (nombre de groupes) et  $N$  (nombre de points par groupe) possibles pour l'analyse de cohérence, d'après les contraintes fixées sur le nombre total de points à enregistrer.

Nombre de points par groupe $N$	Nombre de groupes $M$
512	8
1024	4
2048	2
4096	1

#### 4.3.1.3.2. Choix du signal de référence

Le principe de l'analyse de cohérence est de comparer les densités spectrales de puissance (PSD) obtenues par rapport à un signal de référence, dans le but d'en supprimer les phénomènes

communs. Le choix de cette référence est donc primordial. Dans les colonnes de fluidisation classique, les auteurs choisissent généralement le signal mesuré en bas du lit fluidisé, voire même sous le distributeur d'air. Ici, le signal de pression mesuré dans le dispenser a été retenu. Pour justifier ce choix, la Figure 78 présente plusieurs spectres fréquentiels obtenus d'après des signaux de pression  $P_{tot}$  mesurés dans le dispenser, sans circulation des particules (a) et avec un flux massique de particules de  $59 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$  (b et c).

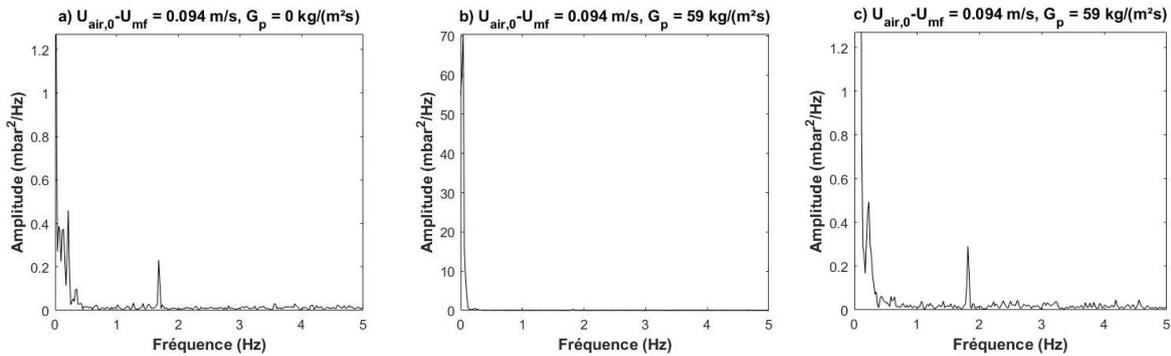


Figure 78 : Densités spectrales de puissance obtenues à partir du signal de pression enregistré dans le dispenser a) sans circulation des particules, et b) et c) avec circulation des particules.

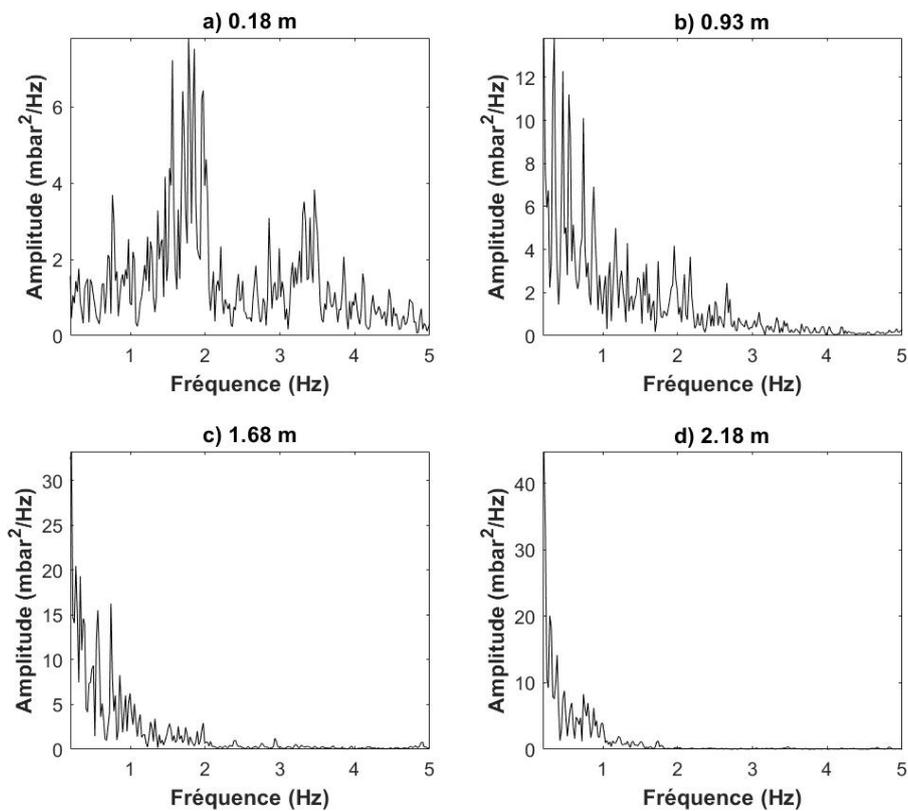
Sur la Figure 78a, on identifie le régime de bullage homogène présent dans le dispenser par un pic caractéristique supérieur à 1 Hz. Ce pic, d'une fréquence de 1,7 Hz, est associé à une faible amplitude qui est due aux faibles fluctuations de pression causées par les bulles [84]. On observe également un pic à une fréquence inférieure à 0,2 Hz, toujours présent sur les spectres, qui est probablement dû ici aux oscillations en surface du lit fluidisé et à un régime pseudo transitoire identifié par le traitement. En effet, le premier et le dernier point du signal de pression étant forcément différents, l'algorithme de transformée de Fourier rapide associe cette différence à un phénomène avec une fréquence très basse. Ce pic est donc un artefact de la méthode qui ne correspond à aucun phénomène physique.

La Figure 78b est obtenue avec circulation de particules. Dans cette configuration, même si l'alimentation en particules du dispenser est correctement adaptée au débit de particules, la quantité de particules dans le dispenser n'est jamais parfaitement constante. Cela se traduit sur le spectre fréquentiel comme un régime transitoire avec un pic à forte amplitude dès les premières fréquences, suivi d'une décroissance progressive jusqu'à environ 0,2 Hz. En revanche, si on effectue un zoom sur les fréquences du spectre supérieures à 0,2 Hz, comme illustré en Figure 78c, alors on retrouve bien le pic caractéristique du régime de bullage dans le dispenser. Cependant, les informations présentes dans ce spectre sont légèrement cachées par le régime transitoire, ce qui peut empêcher l'identification des phénomènes recherchés.

Pour tenter de réduire ce comportement, une moyenne glissante est déterminée sur chaque signal temporel de pression, et soustraite à ce même signal afin de n'analyser que les fluctuations par transformée de Fourier, agissant ainsi comme un filtre passe bas. De plus, l'analyse d'incohérence est utilisée avec le signal mesuré dans le dispenser comme référence dans le but de supprimer – ou en tout cas de diminuer – l'impact du régime de bullage dans le dispenser ainsi que les pics à très basses fréquences dus à un régime pseudo transitoire.

#### 4.3.1.3.3. Identification des régimes de fluidisation

L'analyse d'incohérence peut maintenant être utilisée pour traiter les signaux de pression temporels enregistrés dans le tube. Cela nécessite d'établir une correspondance entre les régimes de fluidisation et les spectres obtenus. Aussi, la [Figure 79](#) présente quatre spectres obtenus à quatre hauteurs différentes pour un même essai, réalisé avec un débit d'aération de  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  (soit une vitesse superficielle d'air excédentaire un niveau de l'aération de  $0,18 \text{ m/s}$ , ou  $44U_{mf}$ ) et un flux massique de particules de  $58 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . Les hauteurs associées aux signaux sont précisées dans les titres des sous-figures. D'après l'évolution sur la hauteur de la fraction volumique de particules, les vitesses superficielles d'air et les observations visuelles, cet essai correspond à un régime de pistonage.



[Figure 79](#) : Spectres fréquentiels obtenus après analyse d'incohérence à différentes hauteurs, pour un essai réalisé à un débit d'aération de  $0,8 \text{ m}^3/\text{h}$  et un flux massique de particules de  $58 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ .

La [Figure 79a](#) indique que le régime de fluidisation au niveau du premier capteur au-dessus de l'aération est un régime de bullage, caractérisé par plusieurs distributions de pics à des fréquences supérieures à 1 Hz – ici entre 1,3 et 2 Hz – et associées à de faibles amplitudes [84]. Nous savons que les bulles coalescent sur la hauteur du tube, et qu'elles peuvent se transformer en pistons lorsque leur taille est affectée par les dimensions du tube [81]. Ce comportement est observé sur la [Figure 79b](#), à environ 1 m au-dessus de l'aération, où la distribution de pics est décalée vers des plus basses fréquences. Des pics dominants – associés aux plus fortes amplitudes – sont alors identifiés autour de 0,4 – 0,5 Hz avec des amplitudes plus fortes que précédemment. Il y a toujours des distributions de pics à des fréquences supérieures à 1 Hz, représentatives des bulles encore présentes. Ceci pourrait

donc s'apparenter à un régime de pistonnage de paroi. Encore plus haut dans le tube, ces fréquences supérieures à 1 Hz sont de moins en moins présentes, alors que les pics représentatifs des pistons le sont de plus en plus, comme on peut le voir sur la Figure 79c puis Figure 79d. Cela permet donc d'identifier ici un régime de pistonnage axisymétrique [63].

D'autres informations peuvent être extraites des spectres obtenus par l'analyse d'incohérence. Premièrement, la fréquence dominante du spectre, c'est-à-dire la fréquence associée à la plus forte amplitude. Cette fréquence est représentative de la perturbation principale mesurée, ici une bulle ou un piston. On peut alors observer l'évolution de cette quantité avec la hauteur, comme le montre la Figure 80a dans le cas de l'essai analysé précédemment (Figure 79). On peut observer la transition entre le régime de bullage et celui de pistonnage – de paroi dans un premier temps – par une diminution brute de la fréquence dominante, qui reste ensuite constante autour de 0,3 – 0,4 Hz. On identifie ainsi la transition à environ 0,7 m au-dessus de l'aération, ce qui est bien en accord avec les résultats de [62].

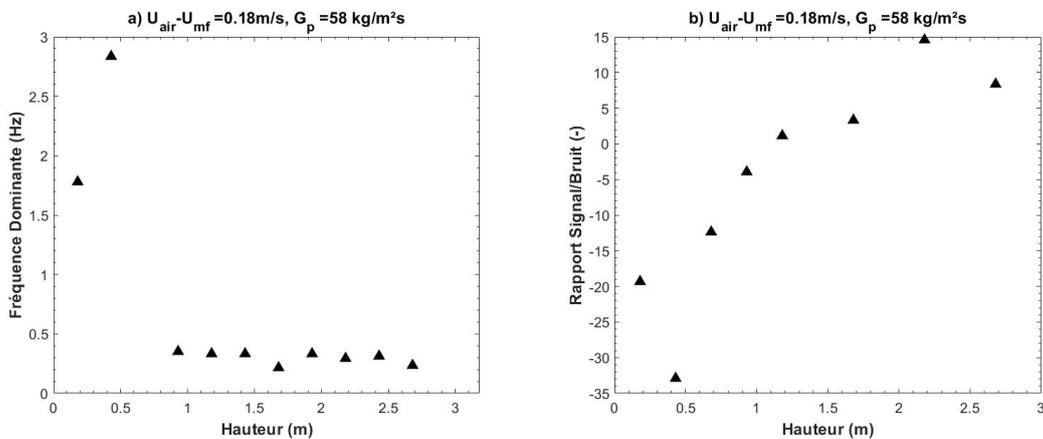


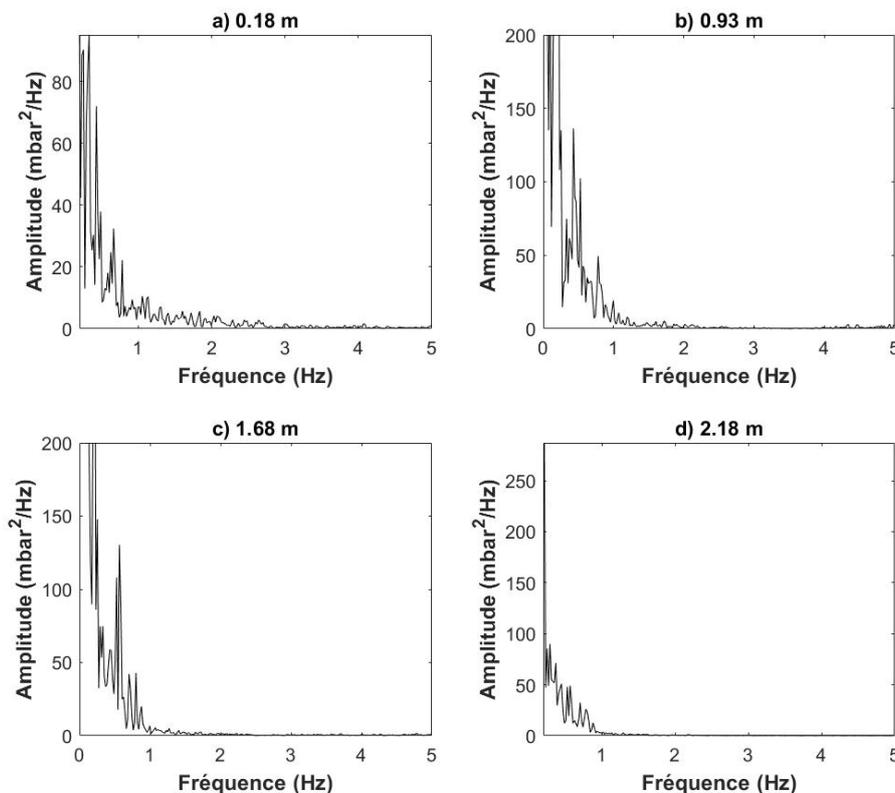
Figure 80 : Évolutions avec la hauteur de grandeurs déterminées d'après l'essai présenté sur la Figure 79 : a) fréquence dominante des spectres fréquentiels, et b) rapport signal sur bruit.

Il est établi dans la littérature sur l'analyse d'incohérence que l'intégrale du spectre incohérent calculée sur tout le domaine fréquentiel est relative à la dimension des bulles [84]. Cette dernière n'est pas représentée ici car elle suit toujours une évolution sur la hauteur de la même forme que celle de la coalescence classique [82], et sa valeur en elle-même est difficilement interprétable. Par ailleurs, d'après le théorème de Parseval [144], la puissance d'un signal – ou l'intégrale du spectre associé – se conserve dans les domaines fréquentiels et temporels. On retrouve cette similitude en observant l'évolution des fluctuations relatives de pression sur la hauteur, mais là-encore cela n'apporte pas plus d'information et elles ne sont donc pas représentées. En outre, une méthode classiquement utilisée en traitement du signal est le calcul du rapport signal sur bruit (ou SNR, pour « Signal Noise Ratio ») [145]. Le principe est de diviser les puissances des spectres (donc leurs intégrales) calculées dans différentes gammes fréquentielles. Dans cette idée, sachant que les fréquences caractéristiques des bulles et des pistons de paroi sont supérieures à l'Hertz, contrairement à celles des pistons axisymétriques (et des régimes de fluidisation turbulente et rapide comme cela sera montré plus loin), un rapport « signal sur bruit » peut être calculé par l'Équation (71). De cette manière, des valeurs négatives de cette quantité, exprimée en Décibels, seront représentatives de bulles et de pistons de paroi. La forme de son évolution avec la hauteur est similaire à celle de la dimension des bulles ou des

fluctuations de pression, comme le montre la [Figure 80b](#). En revanche, on peut tirer parti des valeurs de  $SNR$ . On constate qu'en régime de bullage, puis de pistonage de paroi sur les faibles hauteurs, les valeurs du rapport sont négatives. On observe ensuite une transition vers des valeurs positives au-delà de 1,18 m au-dessus de l'aération. Ceci indique donc une transition vers le régime de pistonage axisymétrique.

$$SNR_i = 10 \log \left( \frac{\int_{f=0}^1 IOP_{i0}(f) df}{\int_{f=1}^{10} IOP_{i0}(f) df} \right) \quad (71)$$

Le cas précédent correspond à une configuration en régimes de bullage/pistonage. Examinons maintenant un essai enregistré avec un débit d'aération de 2,5  $\text{sm}^3/\text{h}$  – correspondant à une vitesse superficielle excédentaire d'air de 0,53 m/s au niveau de l'aération (ou  $127U_{mf}$ ) – et un flux massique de particules de 69  $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . Cet essai est identifié comme étant en régime de fluidisation rapide d'après l'évolution des fractions volumiques locales sur la hauteur, la présence d'une zone diluée en bas du tube et l'observation visuelle de clusters de particules. De la même manière que précédemment, les quatre sous-figures sur la [Figure 81](#) représentent des spectres fréquentiels obtenus après analyse d'incohérence de signaux temporels enregistrés à plusieurs hauteurs dans le tube.



**Figure 81** : Spectres fréquentiels obtenus après analyse d'incohérence à différentes hauteurs, pour un essai réalisé à un débit d'aération de 2,5  $\text{sm}^3/\text{h}$  et un flux massique de particules de 69  $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ .

On note la présence sur les quatre sous-figures de distributions caractéristiques du régime de fluidisation rapide, avec des fréquences inférieures à 1 Hz associées à de fortes amplitudes, bien plus importantes que dans le cas du pistonage [109]. Les amplitudes sont cependant plus faibles sur la [Figure 81a](#) relative aux faibles hauteurs du tube. Cela s'explique probablement par la proximité de l'injection d'aération. En effet, les vitesses d'injection horizontales associées – en sortie de l'injecteur – à la gamme de débit d'aération testée (entre 0 et 2.5 m<sup>3</sup>/h) sont comprises entre 0 et 480 m/s, soit un nombre de Reynolds allant jusqu'à 38 200. D'après [146], à la fois la longueur et l'angle de pénétration d'un tel jet d'air horizontal dans un lit fluidisé augmentent avec  $q_{ae}$ , jusqu'à environ respectivement  $2D_t$  et  $10^\circ$ . Ces données correspondent à une hauteur du jet d'environ 0,26 m, ce qui est au-dessus du premier capteur de pression (situé à 0,18 m au-dessus de l'aération). On comprend donc bien que dans des conditions de fort débit d'aération, le jet d'air induit de fortes perturbations de pression dans la zone proche de l'injection, au niveau des premiers capteurs de pression. En bas du tube, bien que le régime de fluidisation rapide ne soit pas encore établi, les fortes fluctuations de pression présentes plus haut dans le tube s'y ressentent ([Figure 81b-c](#)) [84]. En haut du tube ([Figure 81d](#)), la suspension est toujours en régime de fluidisation rapide, mais est cette fois-ci en zone diluée. Cette zone se caractérise par des amplitudes plus faibles que les autres, tandis que les distributions de fréquences restent caractéristiques du régime de fluidisation. Enfin, on observe sur tous les spectres un pic à des fréquences de 0,5 – 0,6 Hz, représentatif des clusters de particules [91].

De la même manière que précédemment, on peut analyser l'évolution des fréquences dominantes des spectres ainsi que des rapports signal/bruit avec la hauteur. Ces évolutions sont représentées par les [Figure 82a](#) et [Figure 82b](#) respectivement. On ne note ici aucune transition particulière en ce qui concerne les fréquences dominantes, contrairement au cas de la transition bullage/pistonage. Les valeurs moyennes sont d'environ 0,3 Hz, ce qui semble correspondre avec la fréquence des clusters visuellement observés [91]. En ce qui concerne le rapport signal sur bruit, il n'y a cette fois pas de valeur négative observée, signifiant que la partie dominante du signal ne se situe à pas sur les fréquences supérieures à 1 Hz, caractéristiques des bulles et pistons de paroi.

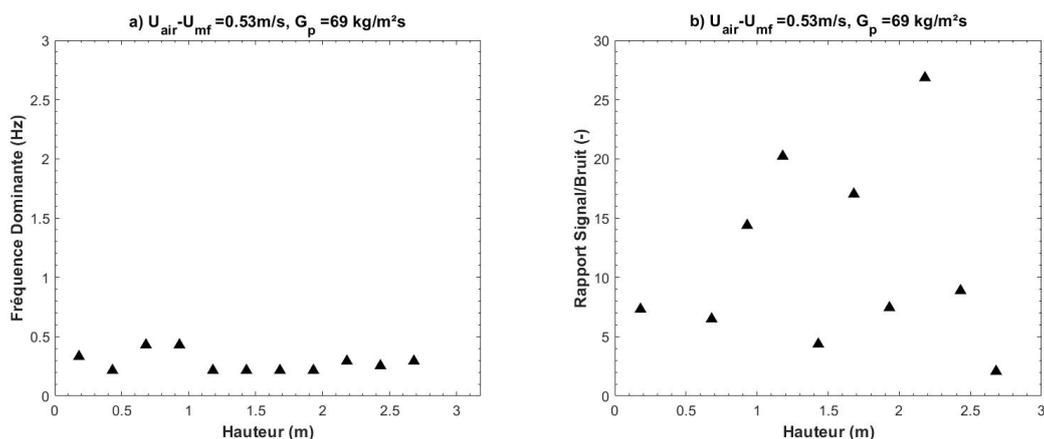


Figure 82 : Évolutions avec la hauteur de grandeurs déterminées d'après l'essai présenté sur la [Figure 81](#) : a) fréquence dominante des spectres fréquentiels, et b) rapport signal sur bruit.

L'analyse d'incohérence a permis d'identifier les configurations de bullage/pistonnage et de fluidisation rapide, associées à deux cas extrêmes de débit d'aération. En conditions intermédiaires, ici pour un essai réalisé avec un débit d'aération de  $1,7 \text{ m}^3/\text{h}$  (soit  $U_{air} - U_{mf} = 0,36 \text{ m/s}$ , ou  $87U_{mf}$ ) et un flux massique de particules de  $56 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ , on identifie le régime de fluidisation turbulente (Figure 83).

Pour cette configuration, aucune zone diluée n'a été observée, ni visuellement ni sur le profil des fractions volumiques. En revanche, une très forte agitation des particules a été notée. Sur la Figure 83a, on observe un spectre qui pourrait être caractéristique d'un régime de bullage d'après les distributions de pics identifiés à des fréquences supérieures à 1 Hz. On note en particulier un fort pic à 1,6 Hz associé à une faible amplitude, plus faible que dans le cas de la fluidisation rapide évoqué précédemment. Plus haut dans le tube (Figure 83b-d), on observe des distributions de fréquences inférieures à 1 Hz, mais différentes des configurations de pistonnage ou de fluidisation rapide. En effet, les amplitudes associées sont intermédiaires à ces deux régimes, et les formes des distributions sont ici représentatives d'un régime de fluidisation turbulente, sous formes de quasi-plateaux [90]. Cela signifie que dans cette configuration, on a une transition d'un régime de bullage vers le régime de fluidisation turbulente.

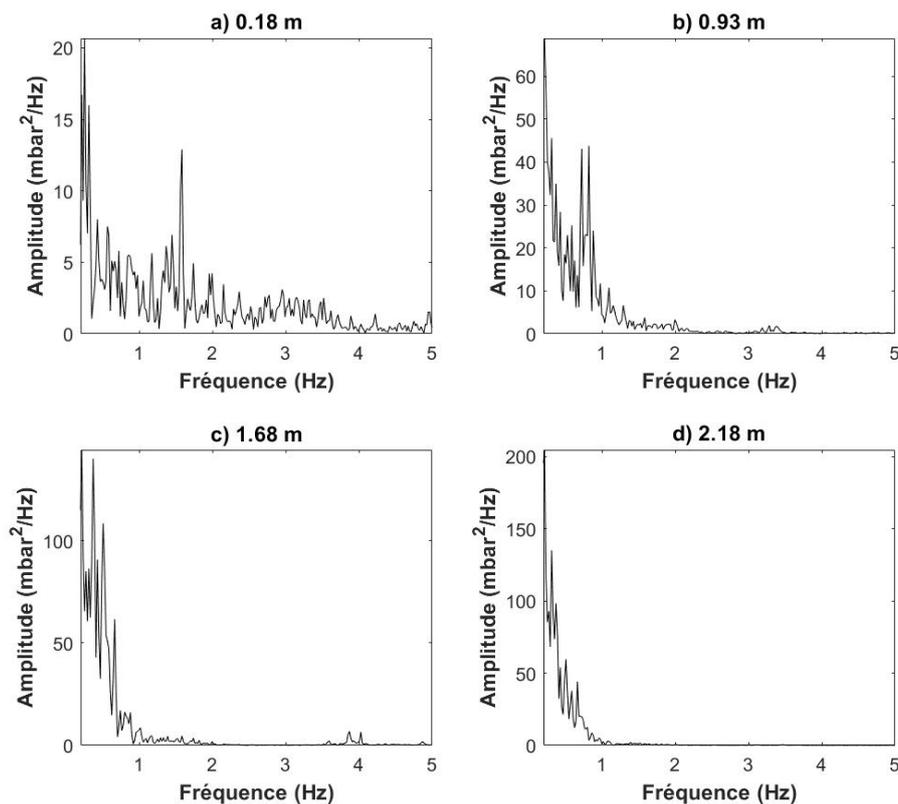


Figure 83 : Spectres fréquentiels obtenus après analyse d'incohérence à différentes hauteurs, pour un essai réalisé à un débit d'aération de  $1,7 \text{ m}^3/\text{h}$  et un flux massique de particules de  $56 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ .

Comme dans les deux cas précédents, on peut analyser l'évolution de la fréquence dominante avec la hauteur (Figure 84a). On observe que cette dernière reste constante, malgré le régime de bullage identifié sur le premier capteur au-dessus de l'aération d'après la Figure 83a. En effet, on note sur ce spectre fréquentiel la présence de distributions de pics à basses fréquences, et à plus grandes amplitudes que le pic représentatif du bullage. Ces distributions sont dues au régime de fluidisation turbulente présent plus haut dans le tube, dont les très fortes fluctuations de pression se ressentent plus bas et peuvent venir gêner les identifications [140]. De même, on peut observer l'évolution du rapport signal sur bruit avec la hauteur (Figure 84b). On retrouve bien le régime de bullage présent sur les premiers capteurs avec une valeur négative de  $SNR$ , signifiant que la partie prédominante du signal se situe à des fréquences supérieures à 1 Hz.

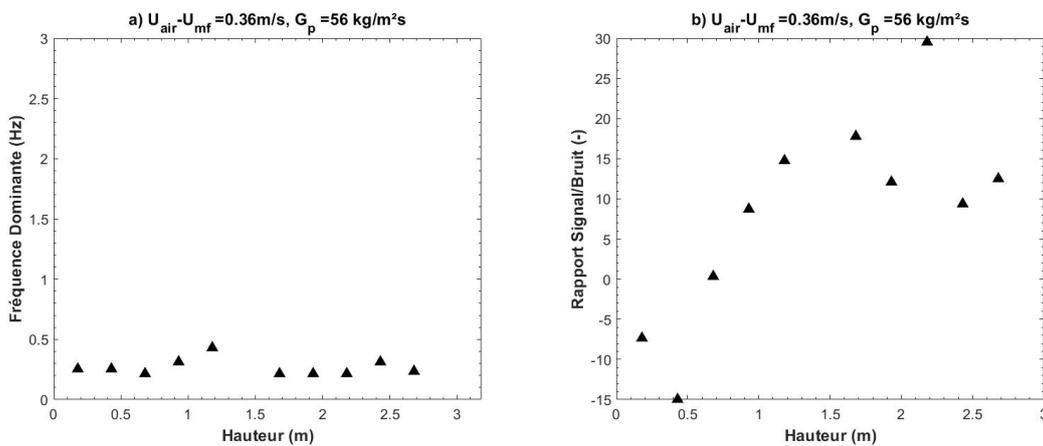


Figure 84 : Évolutions avec la hauteur de grandeurs déterminées d'après l'essai présenté sur la Figure 83 : a) fréquence dominante des spectres fréquentiels, et b) rapport signal sur bruit.

#### 4.3.1.4. Corrélation croisée

La dernière méthode d'analyse utilisée consiste à calculer la fonction de corrélation croisée entre deux signaux temporels de pression,  $CC_{i,i+1}$ , pour plusieurs valeurs d'un décalage temporel  $\tau_{lag}$ . Le principe de cette méthode est détaillé en Section 1.4.2 [108,109]. L'évolution de la fonction en fonction du décalage appliqué permet d'en extraire plusieurs informations. La Figure 85 présente quatre évolutions de  $CC_{i,i+1} = f(\tau_{lag})$ , calculées à différentes hauteurs, et associées aux quatre régimes de fluidisation précédemment identifiés : bullage, pistonage, fluidisation turbulente et fluidisation rapide. Les essais considérés sont les mêmes que dans la section précédente, et les hauteurs correspondantes sont identifiées dans les sous-titres de chaque sous-figure.

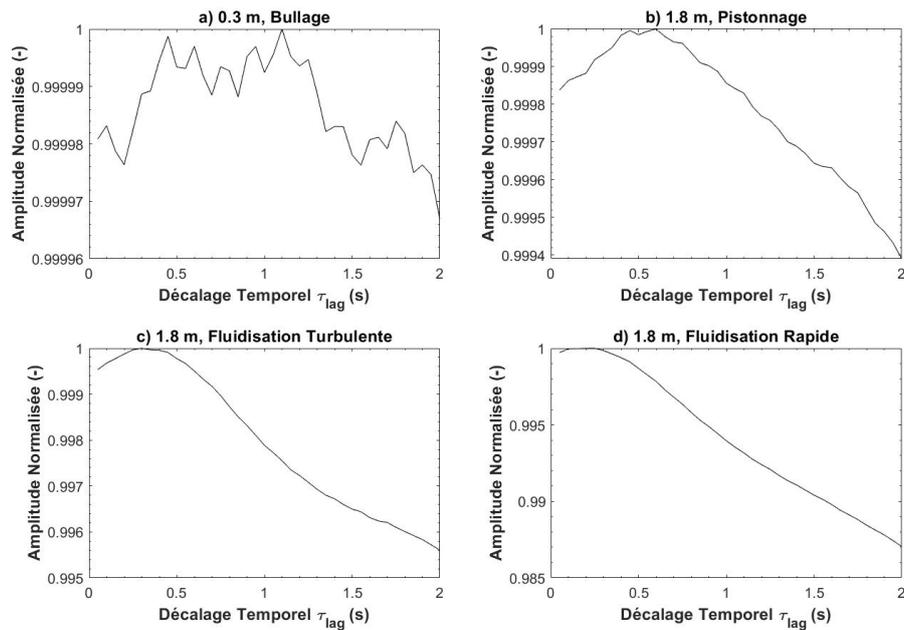


Figure 85 : Fonctions de corrélations croisées correspondant aux quatre régimes identifiés sur les Figure 79 à Figure 83 : bullage (a), pistonnage (b), fluidisation turbulente (c) et fluidisation rapide (d).

En régime de bullage (Figure 85a), cette méthode n'est pas suffisamment précise pour détecter les faibles perturbations de pression induites par les bulles. On ne peut donc pas remonter à leurs vitesses de montée. Cependant, la forme de la fonction permet tout de même de confirmer la présence ou non de ce régime. Ensuite, la Figure 85b fait référence à un régime de pistonnage, à une hauteur proche de la transition entre les pistonnages de paroi et axisymétrique. C'est pour cette raison que la forme de la fonction n'est pas parfaitement lissée mais a plutôt une forme « en escaliers ». Ce phénomène est dû aux distributions de pics représentatives des bulles sur le spectre fréquentiel associé. On peut tout de même identifier un maximum de la fonction pour un décalage temporel de 0,6 seconde. Cette valeur permet de calculer une vitesse de montée du piston de  $U_{s,piston} = 0,42 \pm 0,04$  m/s. D'après la théorie des deux-phases de la fluidisation (cf. Section 1.3.3.3), la vitesse de montée moyenne d'un piston axisymétrique – calculée d'après les valeurs de  $U_{air}$  et  $G_p$  – est de  $0,48 \pm 0,02$  m/s, ce qui est bien en accord avec les valeurs déterminées ici [84].

Les Figure 85c-d correspondent respectivement aux régimes de fluidisation turbulente et rapide. Les fonctions sont ici beaucoup plus lissées que dans les cas précédents puisqu'il n'y a plus de fréquences « bruit » – supérieures à 1 Hz – sur les spectres fréquentiels associés. Les maxima permettent d'identifier des vitesses de montée des perturbations de  $0,83 \pm 0,14$  et  $1,0 \pm 0,2$  m/s respectivement. Ces valeurs sont beaucoup plus élevées que dans le cas du régime de pistonnage calculées d'après la fonction de corrélation croisée ou la théorie. Par ailleurs, dans le cas de la fluidisation rapide, la vitesse de montée mesurée n'est plus celle des structures d'air mais celle des clusters de particules, car il y a une inversion de phase [90].

## 4.3.2. Diagramme des régimes de fluidisation

### 4.3.2.1. Établissement du diagramme

Les méthodes d'analyse des signaux temporels de pression présentées dans la section précédente ont été appliquées sur les 177 essais réalisés lors de la campagne expérimentale, en conditions stationnaires de pression et de débit de particules. Pour chaque essai, jusqu'à 11 signaux de pression temporels sont enregistrés sur la hauteur du tube, soit 11 régimes de fluidisation identifiés localement (parfois moins si la hauteur de la suspension n'est pas suffisante). Pour chaque hauteur, la vitesse superficielle d'air  $U_{air,i}$  et la fraction volumique de particules  $\alpha_i$  sont calculées localement, à l'aide des Équations (70) et (63) respectivement (cf. Section 3.5). De plus, d'après la conservation de la masse, le flux massique de particules  $G_p$  calculé pour un essai est constant sur toute la hauteur du tube.

Ces paramètres permettent de calculer la vitesse de glissement locale,  $U_{slip,i}$ , grâce à l'Équation (72). Cette quantité est la différence entre les vitesses interstitielles de l'air et des particules, avec prise en compte de la porosité de la suspension. En d'autres termes, il s'agit de la vitesse ressentie par une particule en mouvement, un peu comme le vent ressenti lors d'un trajet à vélo. Cette vitesse est souvent utilisée dans la littérature relative aux lits fluidisés classiques pour caractériser l'hydrodynamique des écoulements, et notamment pour l'établissement des diagrammes des régimes de fluidisation et de leurs transitions [65,90,99].

$$U_{slip,i} = \frac{U_{air,i}}{1 - \alpha_i} - \frac{G_p}{\rho_{part}\alpha_i} \quad (72)$$

On associe alors à chaque signal de pression temporel : une hauteur, une vitesse de glissement locale et un régime de fluidisation. Tous ces résultats sont regroupés dans le diagramme des régimes de fluidisation présenté sur la Figure 86, sur lequel 1167 points sont tracés. Chaque signal – donc chaque point – est représenté sur le diagramme d'après la hauteur à laquelle il est enregistré en fonction de la vitesse de glissement locale qui lui est associée. Les régimes de fluidisation identifiés d'après les analyses des signaux sont distingués par les différents marqueurs et couleurs [141]. On voit que la représentation en termes de vitesse de glissement permet de regrouper les points appartenant à des régimes identiques dans plusieurs zones. Cela confirme le fait que  $U_{slip}$  est le paramètre clé qui gouverne les transitions entre les régimes de fluidisation dans le cas d'un système contrôlé par la combinaison d'un débit d'air et d'une surpression, comme c'était déjà le cas dans les *risers* classiques [65,99].

Le diagramme des régimes de fluidisation ainsi obtenu est riche en informations, qui sont détaillées ci-après.

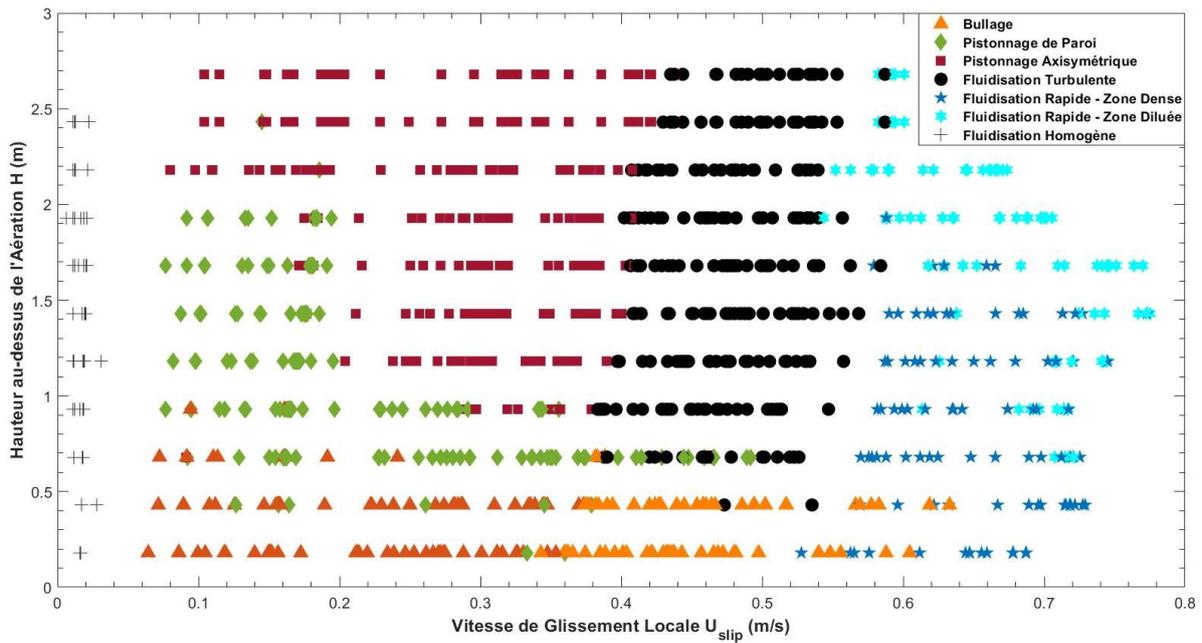


Figure 86 : Diagramme des régimes de fluidisation rencontrés dans le tube en fonction de la hauteur et de la vitesse de glissement locale. Les régimes sont identifiés par des marqueurs et couleurs.

Un régime de fluidisation homogène (matérialisé par des croix noires sur le diagramme) est observé pour des débits d'aération inférieurs à la limite de stabilité (établie en Section 4.2). Aucun écoulement de particules n'a été obtenu dans ce régime puisqu'il est impossible d'obtenir un débit de particules et une pression stationnaires. Sur les spectres fréquentiels et les fonctions de corrélations croisées, rien de remarquable n'est observé car l'air ne se déplace pas sous forme de structure d'air mais simplement via des chemins préférentiels.

Le régime de bullage est matérialisé par des triangles oranges sur le diagramme. A faibles vitesses d'air – ou ici de glissement – les bulles coalescent sur la hauteur et se transforment petit à petit en pistons axisymétriques (carrés rouges) [63]. Sur le diagramme, à partir d'une hauteur d'environ 0,43 m au-dessus de l'aération, les bulles commencent à coalescer en pistons intermédiaires : les pistons de paroi (losanges verts). Il a été vu précédemment que ces pistons présentent des caractéristiques intermédiaires entre celles des bulles et des pistons axisymétriques sur les spectres fréquentiels et les fonctions de corrélation croisée. Ici, la zone intermédiaire du pistonnage de paroi semble se rétrécir avec l'augmentation de la vitesse de glissement, ce qui diffère des observations faites dans les précédentes études dans lesquelles la transition entre les deux types de pistons était identifiée à hauteur constante [62,63,66].

En outre, comparé aux précédents travaux expérimentaux réalisés à température ambiante sur le même concept de récepteur à particules fluidisées, ce diagramme permet de mettre en avant les régimes de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide, qui n'avaient jusqu'alors pas été observés. Il est intéressant de noter que la zone de fluidisation turbulente (ronds noirs) apparaît lorsque la zone de pistonnage de paroi disparaît. Cela valide l'interprétation selon laquelle le régime de fluidisation turbulente apparaît lorsque la scission des bulles prend le dessus sur leur coalescence [67,86]. Sur toutes les expériences réalisées, ce régime apparaît pour des hauteurs supérieures à 0,43 m. En deçà de cette limite, un régime de bullage est identifié. Ceci constitue une différence notable

avec le régime de fluidisation rapide (étoiles bleues), pour lequel seule une transition entre les zones dense et diluée est observée, mais aucune transition depuis un régime de bullage.

Une autre conclusion tirée de ce diagramme est que des transitions entre les régimes de pistonage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ne peuvent pas se produire sur la hauteur pour un ensemble de paramètres fixé. Elles ne dépendent que des paramètres expérimentaux, par l'intermédiaire de la vitesse de glissement. Ceci s'explique par les fortes fluctuations de pression associées aux régimes de fluidisation turbulente et rapide. En effet, supposons que l'augmentation de  $U_{slip}$  avec la hauteur soit suffisante pour permettre théoriquement une transition vers un de ces régimes. Les fortes fluctuations de pression associées se ressentent plus bas dans le tube, ce qui cause une transition de toute la suspension dans ce régime.

#### 4.3.2.2. Limites et zones de transition

Le diagramme mis en place permet de définir des zones pour chaque régime de fluidisation, mais également de développer des limites de transitions entre ces zones. La détermination de ces limites est détaillée ci-après. Pour faciliter la compréhension, notons le nombre de points tracés dans chaque zone  $n_{régime,tot}$ , peu importe le régime de fluidisation associé, et  $n_{régime}$  le nombre de points correctement identifiés dans la zone associée. Par exemple, dans la zone de fluidisation turbulente,  $n_{turb,tot}$  correspond au nombre de points total tracés dans cette zone, tandis que  $n_{turb}$  est le nombre de point identifiés comme appartenant au régime de fluidisation turbulente dans cette même zone.

Concernant le régime de fluidisation homogène, la transition correspondante a été établie entre le dernier point identifié en fluidisation homogène et le premier point identifié en configuration stable, ici le régime de bullage.

Les limites qui encadrent la zone de fluidisation turbulente – à gauche et à droite de ladite zone sur le diagramme – semblent varier linéairement avec la vitesse de glissement. Les pentes diffèrent, probablement à cause des variations de fraction volumique. Pour simplifier et prendre en compte les incertitudes liées à l'identification des régimes de fluidisation, des limites verticales sont considérées. Ces limites sont calculées en maximisant plusieurs paramètres. Le premier est le rapport entre le nombre de point identifiés comme appartenant au régime de fluidisation turbulente dans la zone de fluidisation turbulente et le nombre de point total dans cette zone,  $n_{turb}/n_{turb,tot}$ . Cependant, si on ne considère que cette condition, alors une des solutions du calcul serait de simplement encadrer un seul point bien identifié, de sorte que le rapport soit de 1. Il faut donc introduire un second paramètre à maximiser : le nombre de points total dans la zone de fluidisation turbulente,  $n_{turb,tot}$ . En procédant de manière conjointe concernant la zone de fluidisation rapide et de pistonage, les vitesses de glissement limites qui encadrent la zone de fluidisation turbulente ont été calculées à 0,38 et 0,57 m/s. Le nombre de points dans chaque zone correspondant à ces valeurs est détaillé dans le [Tableau 10](#). Les limites entre les différentes zones de pistonage considérées dans ce calcul sont détaillées ci-après.

On peut voir sur le diagramme précédent (cf. [Figure 86](#)) qu'il existe une zone située entre le deuxième et le troisième capteur de pression –entre 0,43 et 0,98 m au-dessus de l'aération – où l'on identifie à la fois des points en régime de bullage, de pistonage de paroi et de fluidisation turbulente en fonction des conditions opératoires. Pour prendre en compte les incertitudes liées à l'identification des régimes, cette zone est directement considérée comme une zone de transition entre les différents régimes.

Examinons maintenant la transition entre les deux types de pistonages : de paroi et axisymétrique. Il a été vu précédemment que la zone de pistonage de paroi devient de plus en plus petite lorsque la vitesse de glissement augmente. Ce phénomène est dû à la coalescence. Aussi, basons-nous sur l'étude communément utilisée dans la littérature relative à la coalescence des bulles dans un lit fluidisé, où une corrélation empirique a été déterminée afin d'exprimer l'évolution de la taille des bulles  $D_b$  en fonction de la hauteur dans un lit fluidisé de particules de classe B [82] (Équation (73)). Cette équation fait intervenir la taille des bulles en sortie de l'injecteur,  $D_{b,0}$  (dans le cas d'un distributeur poreux), ainsi que la taille maximale de bulle stable,  $D_{b,m}$ . Des corrélations empiriques ont été déterminées pour exprimer ces grandeurs, et dépendent de la vitesse superficielle de l'air dans le lit fluidisé (Équations (74) et (75)).

$$\frac{D_{b,m} - D_b(h)}{D_{b,m} - D_{b,0}} = e^{-\frac{0,3h}{D_t}} \quad (73)$$

$$D_{b,m} = 0,652 \left( S_t (U_{air} - U_{mf}) \right)^{\frac{2}{5}} \quad (74)$$

$$D_{b,0} = 0,00376 (U_{air} - U_{mf})^2 \quad (75)$$

Comme ces corrélations ont été établies pour des particules de classe B, elles ne peuvent pas s'appliquer directement dans notre système basé sur des particules de classe A. Mais la formule générale de la coalescence reste valide. Aussi, sachant que des bulles coalescent en pistons lorsque leur diamètre atteint environ 60 % du diamètre du tube [81], on peut retravailler l'équation générale de la coalescence pour exprimer directement la hauteur en fonction des autres paramètres. Cette hauteur est égale à la hauteur de transition vers le régime de pistonage,  $h_s$ , lorsque  $D_b = 0,6D_t$ . Par ailleurs, on considère la vitesse de glissement locale au lieu de la vitesse superficielle d'air, et on modifie les constantes déterminées empiriquement dans le cas de particules de classe B pour ne garder que des nouvelles constantes notées ici A, B et C (Équation (76)).

$$h_s = -A \ln \left( B - \frac{C}{U_{slip}^{0,4}} \right) \quad (76)$$

Pour déterminer les coefficients A, B et C dans le cas de notre système (particules de classe A et régimes contrôlés par la vitesse de glissement), plusieurs hypothèses sont formulées. Premièrement, étant donné que la vitesse minimum de bullage,  $U_{mb}$ , est théoriquement définie comme étant la vitesse à laquelle la première bulle explose en surface du lit fluidisé [77], alors la hauteur de transition vers le régime de pistonage  $h_s$  peut-être mathématiquement considérée comme infinie lorsque  $U_{slip} = U_{mb}$ . Cela permet d'obtenir une relation entre deux des coefficients, telle que  $C = BU_{mb}^{0,4}$ . Deuxièmement, un point fixe de cette corrélation peut être établi d'après le diagramme au début du régime de fluidisation turbulente, pour une vitesse  $U_{slip} = 0,38$  m/s et une hauteur de 0,68 m. Cela permet cette fois-ci d'exprimer le coefficient A en fonction de B.

Numériquement, plusieurs valeurs du coefficient B ont été testées, donnant à chaque fois une courbe de délimitation entre les deux zones de pistonages. La valeur finale a été choisie de la même manière que pour les autres zones de régimes de fluidisation, c'est-à-dire en maximisant à la fois le rapport entre le nombre de points identifiés comme étant en pistonage de paroi dans la zone de pistonage de paroi et le nombre total de points dans cette zone,  $n_{paroi}/n_{paroi,tot}$ , mais également en maximisant le nombre total de points dans cette zone,  $n_{paroi,tot}$ . La même procédure a été appliquée simultanément pour la zone de pistonage axisymétrique, et les valeurs finales sont récapitulées dans le [Tableau 10](#). Les valeurs des coefficients retenues sont  $A = 227,168 \text{ m}$ ,  $B = 1,15$  et  $C = 0,1456 \text{ m}^{0,4}/\text{s}^{0,4}$ .

**Tableau 10** : Valeurs finales des nombres de points obtenues dans chaque zone du diagramme des régimes de fluidisation.

Régime	Bullage	Pistonage de Paroi	Pistonage Axisymétrique	Fluidisation Turbulente	Fluidisation Rapide	Diagramme Complet
$n_{régime}$	97	114	216	233	200	860
$n_{régime,tot}$	98	145	228	269	209	949

Toutes les limites entre les zones de fluidisation ont été calculées en même temps, pour que le résultat final prenne en compte toutes les maximisations. Ce n'est pas une optimisation à proprement parler, puisque les données expérimentales présentent des discontinuités, mais c'est une maximisation qui permet d'obtenir un total de 860 points bien identifiés dans leurs zones sur un total de 949 points dans ces mêmes zones, soit une correspondance totale légèrement supérieure à 90 %. La [Figure 87](#) reprend le diagramme précédent en y traçant les limites ainsi obtenues en traits pleins noirs.

Pour prendre en compte à la fois les incertitudes liées à l'identification des régimes de fluidisation par les différentes méthodes d'analyse, mais également les incertitudes de mesures et de calculs sur les vitesses de glissement locales (comprises entre 5 et 7 %), une incertitude générale de 10 % est prise en compte sur les limites établies. Cela mène ainsi à des zones de transitions entre les régimes, représentées par des zones grisées sur la [Figure 87](#). Sur cette figure, les noms des régimes ont également été précisés. Pour éviter de surcharger le graphique, le nom du régime de fluidisation homogène n'est pas détaillé.

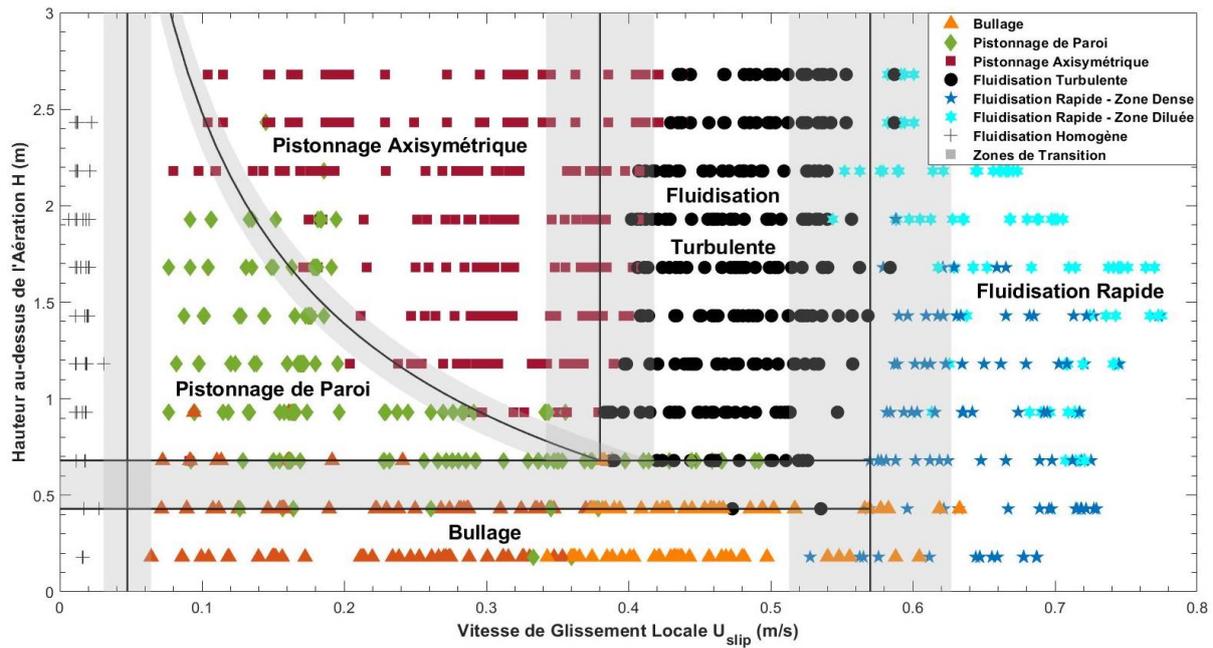
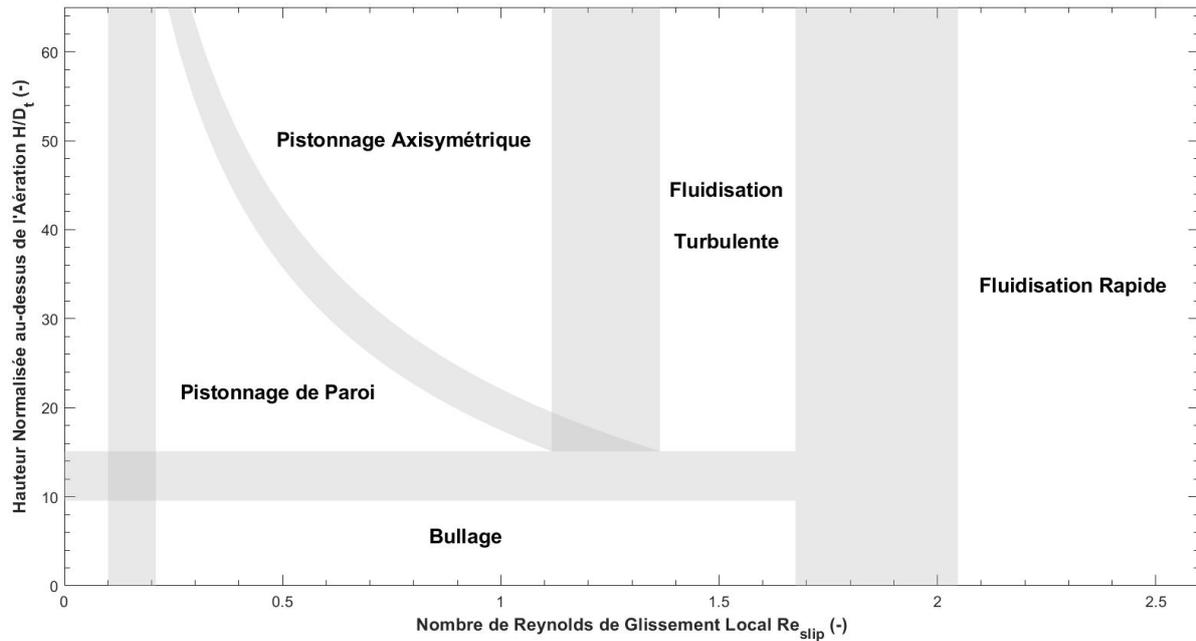


Figure 87 : Diagramme des régimes de fluidisation identifiés dans le tube récepteur. Les régimes sont identifiés par des marqueurs et couleurs, et les transitions, par des zones grisées.

#### 4.3.2.3. Comparaison avec la littérature

Comparons maintenant le diagramme obtenu dans la précédente section avec des données de la littérature scientifique. Comme les particules et systèmes utilisés ne sont jamais exactement identiques, il convient de représenter le diagramme en termes de valeurs adimensionnelles. Aussi, la hauteur est normalisée par le diamètre interne du tube, tandis que la vitesse de glissement locale est représentée par un nombre de Reynolds particulaire, noté  $Re_{slip,i}$  et calculé par l'Équation (77). Ce nouveau diagramme est présenté en Figure 88, sans tous les points expérimentaux afin d'en faciliter la lecture.

$$Re_{slip} = \frac{\rho_{air} U_{slip} d_{sv}}{\mu_{air}} \quad (77)$$



**Figure 88** : Diagramme simplifié des régimes de fluidisation, représenté en termes de nombres adimensionnels. Les zones de transitions entre les régimes sont identifiés par des aires grisées.

Commençons par une comparaison avec les diagrammes des régimes de fluidisation communément utilisés de Bi & Grace [90,99] et de Rabinovich & Kalman [65] (cf. Figure 24). Ces derniers ne travaillent que dans le cas de lits fluidisés circulants classiques (*risers*), seul un paramètre de contrôle est utilisé pour contrôler l'écoulement des particules : la vitesse d'air. Les auteurs présentent leurs diagrammes en termes de vitesse adimensionnelle en fonction du nombre d'Archimède, permettant de prendre en compte plusieurs types de système et plusieurs types de particules. Dans notre cas,  $Ar = 21$  (cf. Section 3.2). Dans les deux études citées, ils proposent des ordres de grandeurs de  $\alpha$  pour chaque régime de fluidisation, d'environ 0.1 pour la fluidisation turbulente et 0.04 pour la fluidisation rapide. Les vitesses de transitions correspondantes peuvent ainsi être calculées et sont récapitulées dans le Tableau 11 en termes de nombres de Reynolds de glissement, sachant que les corrélations utilisées pour obtenir leurs diagrammes ont une précision de l'ordre de 30 %.

Les valeurs obtenues expérimentalement pour les transitions vers les régimes de fluidisation turbulente et rapide sont dans notre cas très largement inférieures à celles des corrélations de la littérature citée. Cela vient notamment du fait que, dans le cas des *risers*, la circulation des particules nécessite de très fortes vitesses d'air, impliquant de faibles fractions volumiques de particules ( $\alpha$  y est estimé à 10 % et moins). Tandis que dans notre système, les particules sont mises en circulation à l'aide de la surpression dans le dispenser. Une partie de l'énergie nécessaire pour que la suspension change de régime de fluidisation est donnée par cette surpression. L'énergie à apporter par l'air pour provoquer une transition de régime est donc amoindrie, la densité de la suspension augmente (d'un facteur compris entre deux et trois), et les vitesses de glissement associées aux transitions sont plus faibles.

**Tableau 11** : Comparaison des transitions vers les régimes de fluidisation turbulente et rapide, exprimées en nombre de Reynolds de glissement, entre l'étude actuelle et deux études portant sur des lits fluidisés classique.

Nombre de Reynolds de Glissement	Etudes		
	Diagramme (Figure 88) [141]	Rabinovich & Kalman [65]	Bi & Grace [99]
Fluidisation Turbulente	1,24 ± 0,12	3,7 ± 1,1	4,4 ± 1,3
Fluidisation Rapide	1,86 ± 0,19	5,4 ± 1,6	6,7 ± 2,0

En ce qui concerne les régimes présents à des vitesses plus faibles, c'est-à-dire en configuration de pistonage, nous pouvons comparer le diagramme établi avec trois études réalisées avec le concept de récepteur solaire à lit fluidisé à température ambiante (cf. Section 1.2.6). Tout d'abord, avec un tube de 2 m de hauteur et 50 mm de diamètre interne, où une transition du bullage vers le pistonage de paroi a été observée à 0,4 – 0,5 m de hauteur (Kong *et al.*, 2017 [62]). La hauteur du tube a ensuite été agrandie à 4 m, et les transitions bullage/pistonage de paroi et pistonage de paroi/pistonage axisymétrique ont été observées à respectivement 1 m et 1,5 m de hauteur (Sabatier *et al.*, 2020 [63]). Finalement, la hauteur du tube a été portée jusqu'à 6,6 m et les mêmes transitions ont été observées, aux mêmes hauteurs (Deng *et al.*, 2021 [66]). Dans ces trois études, la vitesse superficielle d'air était toujours inférieure ou égale à 0,30 m/s, ce qui n'était à priori pas suffisant pour d'aller au-delà du régime de pistonage.

Pour pouvoir comparer ces résultats avec les nôtres, des vitesses de glissement ont été calculées d'après les données fournies par les auteurs en termes de vitesses d'air, de flux massique de particules et de fractions volumiques. Les transitions sont représentées directement sur le diagramme simplifié établi précédemment, et illustrées sur la Figure 89. On peut voir que la transition du bullage vers le pistonage de paroi identifiée par Kong *et al.* (en bleu) se situe entre les zones de bullage et de transition du diagramme. De plus, les domaines de pistonage de paroi déterminés par Sabatier *et al.* Et Deng *et al.* (respectivement en vert et rouge) se retrouvent bien dans la zone de pistonage du diagramme. En outre, cela met en évidence le fait que le régime de fluidisation turbulente n'a pas été atteint dans ces précédentes études.

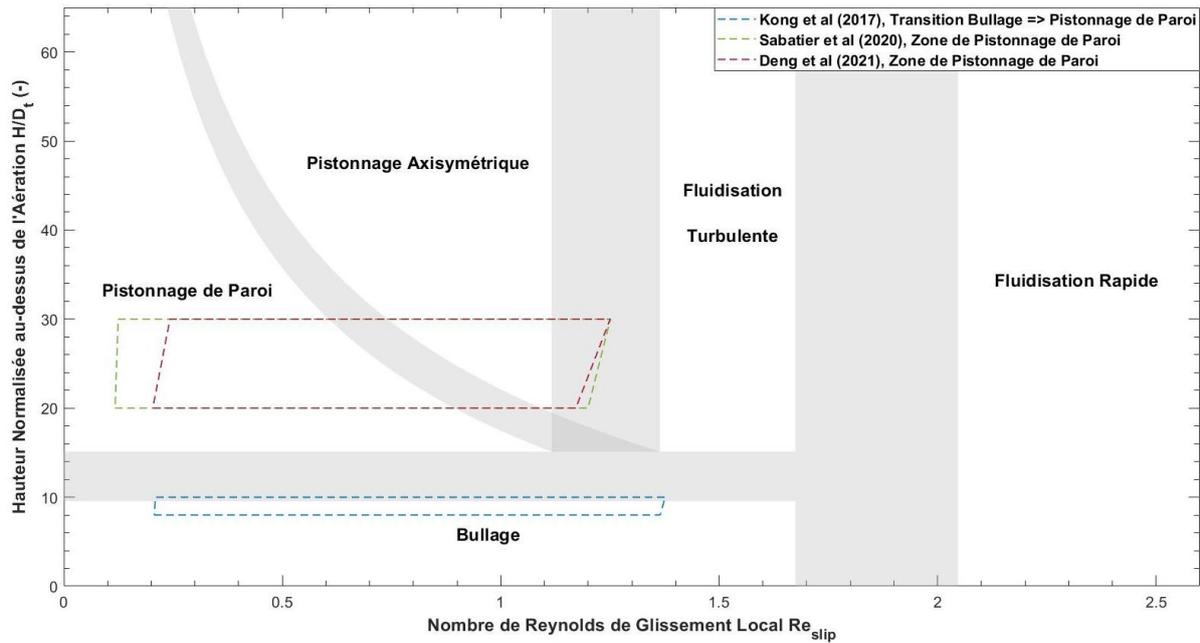


Figure 89 : Comparaison du diagramme des régimes de fluidisation établi dans cette thèse avec des études précédentes réalisées à température ambiante avec le concept de récepteur solaire à particules fluidisées.

#### 4.3.2.4. Caractérisation globale de la suspension

Maintenant qu'il a été montré que la vitesse de glissement locale – ou le nombre de Reynolds correspondant, les deux étant proportionnels à température ambiante – est le paramètre gouvernant les régimes de fluidisation et leurs transitions, il est intéressant de regarder l'évolution de plusieurs grandeurs d'un autre point de vue que ce qui avait été fait en [Section 4.2](#).

Commençons par la fraction volumique de particules locale, présentée sur la [Figure 90](#) en fonction du nombre de Reynolds de glissement local avec les différents régimes de fluidisation identifiés de la même manière que dans le diagramme des régimes. Contrairement à précédemment, où la fraction volumique de particules dépendait à la fois de la vitesse d'air – à travers son débit – et du flux massique de particules (cf. [Figure 73](#)), les points sont regroupés grâce à la vitesse de glissement locale et suivent une tendance décroissante, quasiment linéaire. On remarque que la gamme de fraction volumique de particules qui correspond au régime de fluidisation turbulente est comprise entre 0,21 et 0,29. Ceci est en accord avec la théorie des deux-phases de la fluidisation qui prédit une valeur d'environ 0,275 [90]. Cela signifie que le calcul de la fraction volumique de particules locales et du nombre de Reynolds de glissement correspondant permet d'avoir une première information sur le régime de fluidisation en présence dans le tube. Cette méthode relativement aisée à mettre en œuvre à l'échelle industrielle permettrait d'éviter les analyses dynamiques des signaux de pression, lourdes en calcul et relativement complexes.

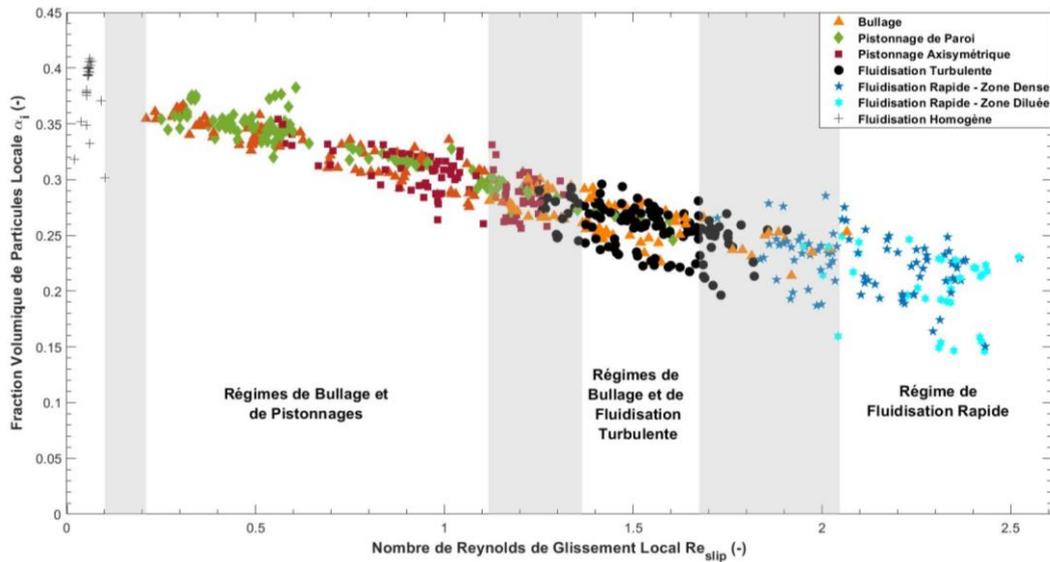


Figure 90 : Fraction volumique locale de particules en fonction du nombre de Reynolds de glissement local. Les régimes de fluidisation sont identifiés par des marqueurs et couleurs.

De la même manière, on peut analyser l'évolution des fluctuations relatives de pression. Ces dernières sont d'un intérêt majeur en fluidisation, souvent caractéristiques du régime de fluidisation [109]. Elles sont calculées comme le rapport de l'écart-type d'un signal de pression différentiel – traduisant directement l'effet des fluctuations – par sa valeur moyenne. Elles n'ont pas été présentées dans les précédentes sections car leurs évolutions par rapport aux paramètres opératoires sont plus ou moins opposées à celles des fractions volumiques : elles augmentent avec la vitesse d'air et diminuent avec le flux massique de particules [140]. Maintenant, si on examine leur évolution directement en fonction de la vitesse de glissement (ou du nombre de Reynolds correspondant), on observe un regroupement des points en fonction des configurations de régimes de fluidisation, avec une tendance cette fois-ci croissante (Figure 91). Les points sont de plus en plus dispersés à forte vitesse de glissement – c'est-à-dire pour les régimes de fluidisation turbulente puis rapide – ce qui est bien en accord avec une agitation des particules de plus en plus chaotique.

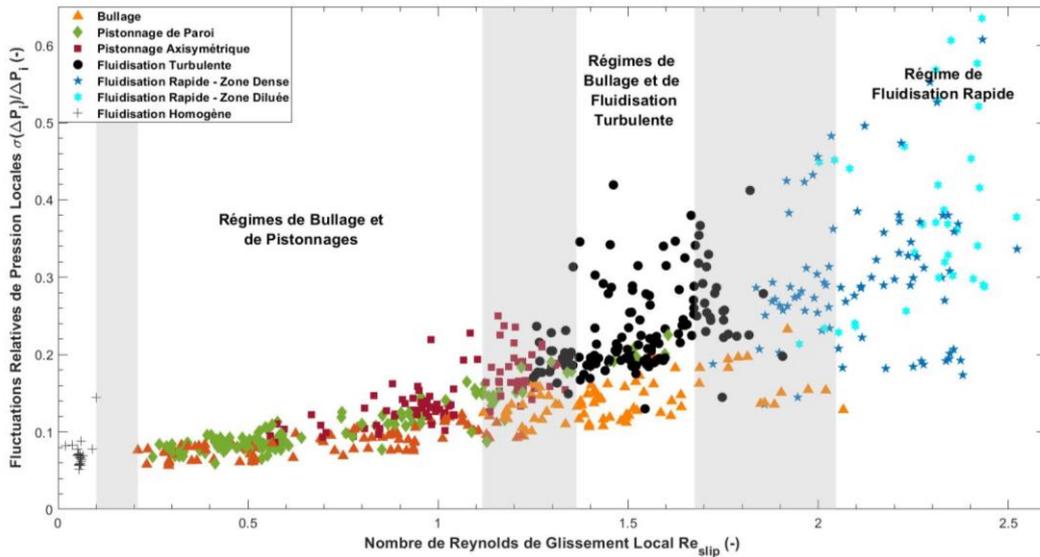


Figure 91 : Fluctuations relatives de pression locales en fonction du nombre de Reynolds de glissement local. Les régimes de fluidisation sont identifiés par des marqueurs et couleurs.

Comme pour les fractions volumiques de particules locales, il est possible d’affecter une gamme de valeurs des fluctuations relatives de pression locales à chaque régime de fluidisation. Toutes ces gammes sont récapitulées dans le [Tableau 12](#).

Tableau 12 : Gammes des grandeurs adimensionnelles associées aux différents régimes de fluidisation et à leurs transitions.

Régimes de Fluidisation	Hauteur de Transition, $H/D_t$	Nombre de Reynolds de Glissement Local, $Re_{slip,i}$	Fraction Volumique de Particules Locale, $\alpha_i$	Fluctuations Relatives de Pression Locale, $\sigma(\Delta P_i)/\Delta P_t$
Fluidisation Homogène	Pas de transition	0 – 0,1	> 0,35	0,06 – 0,09
Bullage et Pistonnages	10 – 15 Puis dépendant de $Re_{slip}$	0,21 – 1,12	0,26 – 0,38	0,06 – 0,23
Bullage et Fluidisation Turbulente	10 – 15	1,37 – 1,67	0,21 – 0,29	0,11 – 0,42
Fluidisation Rapide (Zones Dense et Diluée)	Dépend des conditions	2,05 – 2,53	0,14 – 0,27	0,13 – 0,64

Il semble que le comportement des fluctuations relatives de pression et des fractions volumiques de particules sont opposées. Aussi, regardons-les directement l’une en fonction de l’autre ([Figure 92](#)). On voit que les deux paramètres sont fortement corrélés, les points semblant suivre une courbe exponentielle décroissante. Cela signifie que les régimes dilués sont associés à de fortes fluctuations de pression, et inversement, que les régimes denses sont associés à de faibles fluctuations. Pour autant, il faut garder à l’esprit que ces deux grandeurs ne sont pas directement reliées, et ne sont

donc pas une conséquence physique l'une de l'autre, mais elles sont toutes deux dépendantes de la vitesse de glissement. Les points étant relativement dispersés, il est difficile de faire correspondre une corrélation mathématique sur la tendance.

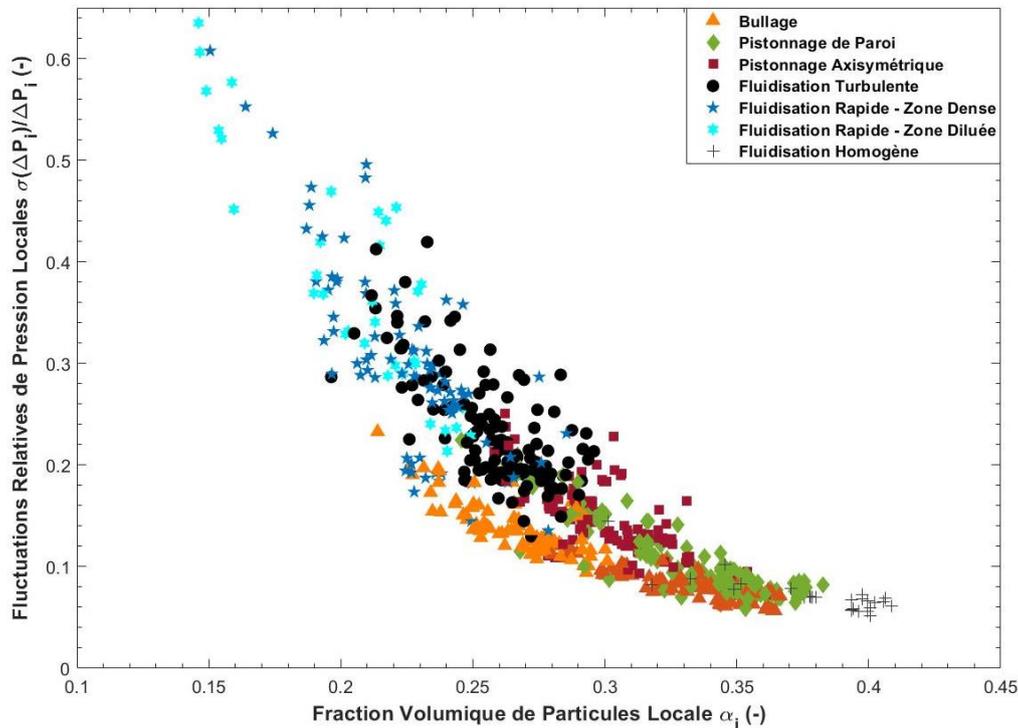


Figure 92 : Fluctuations relatives de pression locales en fonction des fractions volumiques de particules locales. Les régimes de fluidisation sont identifiés par des marqueurs et couleurs.

## 4.4. Conclusion

Le comportement d'une suspension dense de particules de groupe A fluidisées a été étudié à température ambiante dans un tube à fort ratio hauteur/diamètre ( $\approx 80$ ). Le débit d'aération varie de 0 à 2,5  $\text{sm}^3/\text{h}$ , soit à une vitesse superficielle excédentaire d'air comprise entre 0,01 et 0,53 m/s au niveau de l'injection. Combiné avec une surpression dans le dispenser, les particules s'écoulent à un flux massique variant entre 0 et 392  $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . Un débit d'aération minimum de 0,4  $\text{sm}^3/\text{h}$  est requis pour obtenir la stabilité de la suspension, nécessaire pour travailler en conditions de stationnarité en termes de pression et de flux massique de particules.

L'étude du comportement de la suspension d'un point de vue macroscopique montre que la fraction volumique de particules varie très peu en fonction de la hauteur de la suspension dans le tube (lorsque les particules ne circulent pas), mais augmente avec le flux massique de particules. De plus, elle diminue quasi-linéairement en fonction de la vitesse superficielle d'air, en variant de 0,34 à 0,17 dans les gammes de paramètres satisfaisant la stabilité de la suspension.

Les régimes de fluidisation ont pu être identifiés grâce à la combinaison de plusieurs méthodes d'analyses de signaux temporels de pression, méthodes applicables dans le cas d'un récepteur solaire

à l'échelle industrielle. Les régimes de bullage, de pistonage de paroi et axisymétrique, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont ainsi pu être observés, avec des caractéristiques similaires à celles des colonnes de fluidisation classiques. Un diagramme complet a ainsi pu être obtenu, représentant les régimes de fluidisation en fonction de la hauteur dans le tube et de la vitesse de glissement locale, qui varie ici entre 0,01 et 0,78 m/s. Il en résulte que la vitesse de glissement est le paramètre clé qui gouverne l'hydrodynamique de la suspension.

Le domaine de fluidisation turbulente, à priori associé au meilleur transfert de chaleur dans des conditions de chauffage de la suspension du fait du fort mélange qui y est associé, est situé dans une gamme de vitesse de glissement comprise entre 0,38 et 0,57 m/s. Ces valeurs limites correspondent à des nombres de Reynolds particuliers de glissement de respectivement 1,24 et 1,86. A cause de la faible précision de l'identification des régimes, une incertitude de 10 % est associée à ces limites, qui restent toutefois très inférieures aux valeurs proposées dans la littérature scientifique sur les *risers*. Cet écart est très probablement dû au fait que l'écoulement des particules est ici en partie contrôlé par une surpression dans le dispenser, et non uniquement par une très forte vitesse d'air.

De plus, les régimes de pistonage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ne peuvent coexister sur la hauteur du tube. Leurs transitions ne dépendent que de la vitesse de glissement.

Enfin, la vitesse de glissement locale (ou le nombre de Reynolds associé, les deux étant proportionnels à température ambiante) permet également de regrouper les fluctuations relatives de pression et les fractions volumiques de particules locales.

L'influence de la température sur les conditions d'apparition des régimes de fluidisation ainsi que la détermination des coefficients de transfert de chaleur associés à ces régimes restent les points manquant à cette étude, et font l'objet du prochain chapitre.

# **Chapitre V Étude Expérimentale d'un Récepteur Solaire à Lit Fluidisé sous Flux Solaire Concentré**

## SOMMAIRE

<b>5.1.</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>155</b>
<b>5.2.</b>	<b>CONTROLE DU RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>155</b>
5.2.1.	PARAMETRES EXPERIMENTAUX.....	155
5.2.2.	GRANDEURS CALCULEES.....	160
5.2.2.1.	<i>Influence de la température sur les propriétés de l'air .....</i>	<i>160</i>
5.2.2.2.	<i>Fraction volumique globale de particules .....</i>	<i>162</i>
5.2.3.	REPONSE TRANSITOIRE DU RECEPTEUR.....	164
5.2.3.1.	<i>Variation de pression .....</i>	<i>164</i>
5.2.3.2.	<i>Variation de débit d'aération.....</i>	<i>165</i>
5.2.3.3.	<i>Variation du flux solaire incident .....</i>	<i>167</i>
<b>5.3.</b>	<b>PERFORMANCES THERMIQUES DU RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>167</b>
5.3.1.	RENDEMENT THERMIQUE DU RECEPTEUR .....	167
5.3.2.	LEVIERS ENVISAGEABLES POUR AUGMENTER LA TEMPERATURE DES PARTICULES .....	171
<b>5.4.</b>	<b>CARACTERISATION DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LE RECEPTEUR SOLAIRE .....</b>	<b>174</b>
5.4.1.	COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR GLOBAL .....	175
5.4.1.1.	<i>Définition du coefficient.....</i>	<i>175</i>
5.4.1.2.	<i>Correction des températures de paroi .....</i>	<i>176</i>
5.4.1.3.	<i>Évolution du coefficient de transfert de chaleur .....</i>	<i>178</i>
5.4.2.	DISCUSSIONS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR.....	180
<b>5.5.</b>	<b>HYDRODYNAMIQUE DE LA SUSPENSION DE PARTICULES .....</b>	<b>182</b>
5.5.1.	IDENTIFICATION DES REGIMES DE FLUIDISATION .....	182
5.5.2.	FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES .....	188
5.5.3.	EFFET DU REGIME DE FLUIDISATION SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR .....	190
<b>5.6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>192</b>

## 5.1. Introduction

Le chapitre précédent, relatif aux expérimentations à température ambiante, a permis de mettre en avant le fait que les régimes de fluidisation dans le tube récepteur sont les mêmes que dans les colonnes de fluidisation et *risers* classiques. Ils peuvent être identifiés en combinant plusieurs méthodes d'analyses des signaux temporels de pression. La vitesse de glissement locale est le paramètre clé permettant de regrouper les régimes de fluidisation sur un diagramme. Les transitions entre les régimes diffèrent des systèmes classiques et sont très inférieures en termes de vitesse de glissement (ou de nombre de Reynolds associé). En effet, dans notre système, les particules sont mises en circulation en combinant une surpression dans le dispenser et une injection d'aération en bas des tubes, tandis que dans les systèmes classiques, les transitions sont obtenues en augmentant seulement la vitesse de l'air.

La littérature scientifique sur les lits fluidisés classiques est assez pauvre en ce qui concerne l'influence de la température sur les transitions entre régimes de fluidisation. Quelques études ont été réalisées sur les minima de fluidisation et de bullage [76,147], qui diminuent avec la température. On peut donc s'attendre à une diminution des vitesses caractéristiques de toutes les transitions. Ce comportement est toutefois opposé à celui de l'augmentation de la vitesse superficielle d'air avec la température. Des expériences sont donc nécessaires pour comprendre l'hydrodynamique de la suspension dense gaz-particules à haute température.

187 essais ont été réalisés sous rayonnement solaire dans des conditions stationnaires de pressions, de débits de particules et de températures. Les conditions expérimentales de ces essais sont récapitulées en [Annexe C.2](#). Ce chapitre présente les résultats obtenus. On s'intéresse dans un premier temps au contrôle du récepteur solaire, en étudiant les évolutions des grandeurs d'intérêt suite à des variations des paramètres expérimentaux, de manière transitoire et stationnaire. Les performances thermiques du système sont présentées dans un second temps, ainsi qu'une étude sur les transferts de chaleur. Ce chapitre se termine par l'examen de l'influence de la température sur les régimes de fluidisation et leurs transitions.

Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet de deux articles scientifiques. Au moment de l'écriture de ce manuscrit de thèse, un premier article a été publié concernant l'influence de la température sur l'hydrodynamique du système [148], tandis qu'un second portant sur ses performances thermiques a été soumis à la revue *Solar Energy*.

## 5.2. Contrôle du récepteur solaire

### 5.2.1. Paramètres expérimentaux

Les paramètres de contrôle du récepteur solaire RALFI, dont le fonctionnement est présenté en [Section 3.4](#), sont les suivants.

- La pression relative totale dans le dispenser  $P_{tot}$ , c'est-à-dire la pression motrice de la suspension. Elle varie entre 145 et 380 mbar.

- Le débit d'aération secondaire injecté en bas du tube  $q_{ae}$ , varie entre 0,1 et 2,5  $\text{sm}^3/\text{h}$ . Cela correspond à une vitesse superficielle d'air au niveau de l'aération  $U_{air,0}$  comprise entre 0,025 et 0,469 m/s.
- La densité de flux solaire incidente à l'entrée de la cavité du récepteur,  $\varphi_{sol}$ , est le produit du facteur de concentration (donné par les distributions de flux solaire détaillées en [Section 3.4.3](#)) et du  $DNI$ . Ce dernier, dépendant de la période de l'année et de la météo, est mesuré pendant les expérimentations et varie entre 750 et 1030  $\text{W}/\text{m}^2$ . Ces valeurs correspondent à une densité de flux solaire incidente comprise entre 211 et 531  $\text{kW}/\text{m}^2$ , ou encore à une puissance solaire incidente  $\phi_{sol}$  entre 19 et 56  $\text{kW}$ .
- La température des particules dans le dispenser,  $T_{disp}$ , est contrôlée grâce au préchauffeur d'air. Elle varie entre la température ambiante et 297 °C pour l'ensemble de la campagne expérimentale.

En fonction de ces paramètres de contrôle, les particules circulent dans le tube absorbeur. Le flux massique de particules correspondant,  $G_p$ , varie entre 0 et 93  $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . Son évolution est présentée sur la [Figure 93](#) en fonction de la pression appliquée dans le dispenser. Les différentes configurations de flux solaires testées sont identifiées par les couleurs, tandis que les formes des marqueurs correspondent à des débits d'aération de 0,4 (ronds) et 0,8 (triangles)  $\text{sm}^3/\text{h}$ . Tous les points représentés ici concernent des expériences sans préchauffage des particules dans le dispenser. Les points sans remplissages représentent des essais réalisés sans irradiation solaire, c'est-à-dire à température ambiante dans le récepteur.

Tout d'abord, on constate que l'augmentation de la densité de flux solaire  $\varphi_{sol}$  – à débit d'aération fixé – permet de diminuer la pression nécessaire pour atteindre un même flux massique de particules. Ce comportement est principalement dû à l'augmentation de température, qui induit une augmentation de la vitesse de l'air et une diminution de la fraction volumique de particules. Ce point est discuté plus loin. Par ailleurs, à  $\varphi_{sol}$  fixé, une augmentation du débit d'aération diminue également la pression nécessaire pour atteindre un même  $G_p$ . Cette variation est due à une diminution de la fraction volumique, comme observé lors des expérimentations à températures ambiantes (cf. [Chapitre IV](#)).

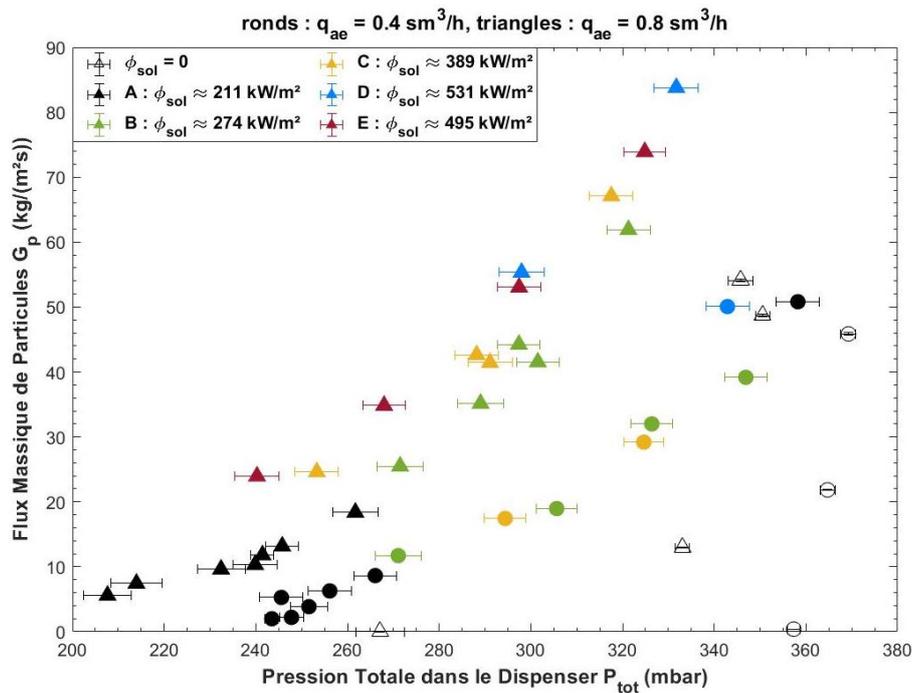


Figure 93 : Flux massique de particules en fonction de la pression relative totale dans le dispenser, pour des débits d'aération de 0,4 (ronds) et 0,8  $\text{sm}^3/\text{h}$  (triangles), et pour les différentes configurations de flux solaires testées.

Comparons les données de la figure précédente, obtenues à l'aide du dispositif expérimental RALFI, avec les résultats présentés dans le Chapitre IV dans le cadre des expérimentations réalisées à température ambiante (avec le dispositif expérimental RALF, cf. Figure 71). Pour atteindre un flux massique de particules d'environ  $50 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$  avec des débits d'aération de 0,4 et  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$ , des pressions  $P_{tot}$  de respectivement 405 et 365 mbar étaient nécessaires. Sur la Figure 93, les pressions correspondantes sont d'environ 370 et 350 mbar respectivement. Cette diminution s'explique par le fait que la hauteur totale du tube récepteur ( $H_t$ ) est plus petite (3m60 pour RALF contre 3m30 pour RALFI), ce qui diminue la pression nécessaire à la mise en circulation des particules. En outre, l'écart entre les valeurs de pression varie avec le débit d'aération. En effet, les diamètres internes des tubes étant différents (45 mm pour RALF contre 48 mm pour RALFI), les vitesses superficielles associées à un même débit d'aération le sont aussi. Cela induit une variation de la fraction volumique de particules pour un même  $q_{ae}$ . Malgré ces différences, les tendances évolutions du flux massique de particules en fonction de la pression sont très semblables sur les deux bancs expérimentaux.

La température des particules dans le tube récepteur est aussi fonction des paramètres de contrôle. D'après [149], l'échange de chaleur entre l'air et les particules étant très efficace dans un lit fluidisé, les températures de l'air et des particules peuvent être considérées égales et mesurées par les thermocouples. Aussi, grâce à l'instrumentation du système, l'évolution de la température des particules peut être analysée. De nombreux thermocouples ont été implémentés à cette fin dans le dispenser et dans la zone irradiée du tube (cf. Section 3.4). La Figure 94 présente un exemple des évolutions radiales des températures mesurées à 0,64 m (noir), 1,14 m (rouge) et 1,64 m (vert), pour un essai réalisé avec une pression totale de 343 mbar et un débit d'aération de  $0,4 \text{ sm}^3/\text{h}$  (soit une vitesse superficielle  $U_{air,0} = 0,09 \text{ m}/\text{s} = 20U_{mf}$ ). Sur la figure, les valeurs négatives du rayon représentent la face irradiée du tube, et les pointillés verticaux matérialisent son épaisseur. Le

récepteur est insolé en utilisant la configuration de flux solaire D, pour une densité de flux solaire incidente moyenne de  $519 \text{ kW/m}^2$ . Pour cet essai, le flux massique de particules résultant est de  $50 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ .

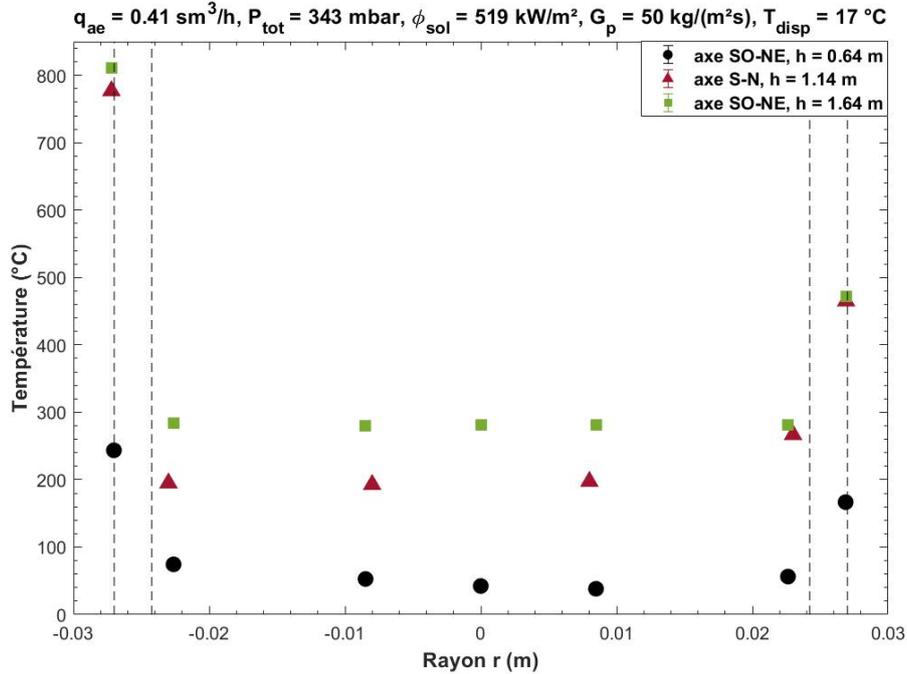


Figure 94 : Exemple de profils radiaux des températures mesurées à trois hauteurs : 0,64 m (noir), 1,14 m (rouge) et 1,64 m (vert). L'épaisseur du tube est matérialisée par les pointillés noirs.

On constate sur la Figure 94 que la température des particules est très homogènes à une hauteur donnée. Ceci est dû à l'intensité du mélange des particules, caractéristique des lits fluidisés. Aussi, pour s'affranchir à la fois des imprécisions de positionnement des thermocouples et des fluctuations locales de température, plusieurs valeurs moyennes sont définies.

Tout d'abord, la température des particules dans le dispenser,  $T_{disp}$ , est la moyenne des températures mesurées aux différentes positions dans ce dernier (Équation (78)). Ensuite, les températures mesurées à l'entrée et à la sortie de la zone irradiée du tube, respectivement  $T_{part}^{in}$  et  $T_{part}^{out}$ , sont données par les Équations (79) et (80). Elles sont calculées comme la moyenne des températures mesurées par les thermocouples positionnés radialement à  $D_t/3$ ,  $D_t/2$  et  $2D_t/3$ , à respectivement 0,64 et 1,64 m au-dessus de l'aération. De la même manière, la température des particules au milieu de la zone irradiée,  $T_{part}^{middle}$ , est donnée par la moyenne des mesures issues des thermocouples positionnés radialement à  $D_t/3$  et  $2D_t/3$ , à 1,14 m de hauteur (Équation (81)).

$$T_{disp} = \frac{T_{disp}^{Est} + T_{disp}^{Milieu} + T_{disp}^{Ouest}}{3} \quad (78)$$

$$T_{part}^{in} = \frac{T_{int}^4 + T_{int}^5 + T_{int}^9}{3} \quad (79)$$

$$T_{part}^{out} = \frac{T_{int}^{16} + T_{int}^{17} + T_{int}^{21}}{3} \quad (80)$$

$$T_{part}^{middle} = \frac{T_{int}^{12} + T_{int}^{13}}{2} \quad (81)$$

La Figure 95 présente un exemple des évolutions des températures des particules (noir) et de la paroi du tube en face irradiée (rouge) ainsi que des pressions relatives (bleu) avec la hauteur, pour le même essai que précédemment. Le récepteur est irradié sur une zone d'un mètre de hauteur, matérialisée par les pointillés verticaux jaunes, à l'aide d'une distribution de densité de flux solaire (en vert, exprimée ici en Soleils).

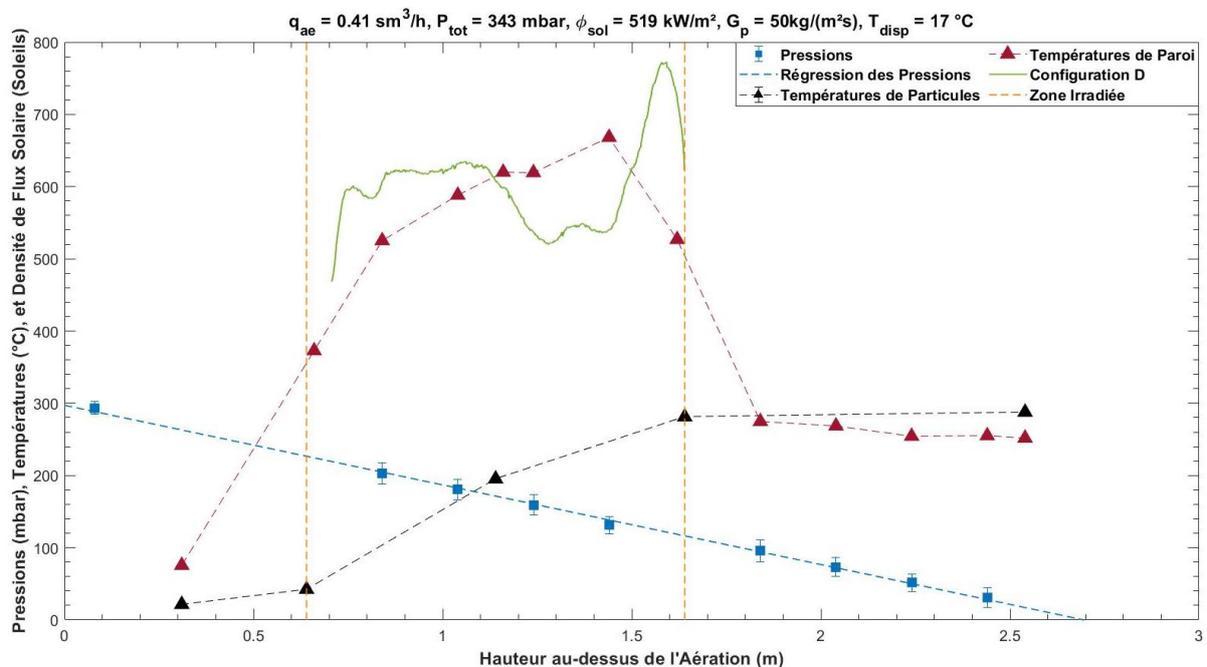


Figure 95 : Exemple de profils sur la hauteur dans le tube de la pression relative (bleu), des températures des particules (noir) et de paroi (rouge). La distribution de flux solaire est identifiée en vert, et la zone irradiée du récepteur, par les pointillés verticaux jaunes.

Sur la Figure 95, le profil des pressions relatives (en bleu) décroît linéairement avec la hauteur, comme c'était déjà le cas à température ambiante. La régression linéaire de ces valeurs (pointillés bleus) coupe l'axe des hauteurs à 2,7 m au-dessus de l'aération, ce qui correspond bien à la hauteur totale du tube. Dans la zone irradiée du récepteur, on peut voir que les températures de paroi (rouge) ont un profil similaire à celui de la distribution de densité de flux solaire (vert), avec toutefois des variations moins marquées grâce à la conduction de la chaleur dans le tube qui homogénéise la température.

Les températures moyennes des particules (noir) augmentent sur la hauteur sous l'effet du chauffage indirect. Les trois points représentés dans la zone irradiée correspondent aux moyennes définies par les Équations (79) à (81). De plus, bien qu'étant à température ambiante dans le dispenser (ici à 17 °C), elles entrent dans la zone irradiée du récepteur à environ 40 °C, avant même d'être chauffées dans la zone insolée. Ce comportement est une conséquence de deux phénomènes. Le premier est la conduction de la chaleur dans le tube. En effet, on voit sur le profil des températures de paroi que ce dernier est à une température 75 °C à une hauteur de 0,3 m, c'est-à-dire en-deçà de la zone irradiée. Le second phénomène est la recirculation des particules dans le tube récepteur, mise en évidence expérimentalement et numériquement par [46,53]. Les particules, bien que soumises à une circulation ascendante, retombent le long de la paroi du tube.

## 5.2.2. Grandeurs calculées

### 5.2.2.1. Influence de la température sur les propriétés de l'air

Les propriétés de l'air varient fortement sur la gamme de température des expériences, comme le montre la [Figure 96](#). Sur cette figure, la masse volumique  $\rho_{air}$  est représentée en bleu, et sa viscosité  $\mu_{air}$ , en vert. Les calculs de ces propriétés sont donnés en [Annexe A.2](#). La masse volumique diminue avec la température, d'un facteur 3,7 sur une gamme de 15 à 800 °C. A l'inverse, la viscosité augmente de plus du double sur la même gamme de température. Ces variations ont des conséquences sur les nombres adimensionnels qui permettent de caractériser l'hydrodynamique d'un lit fluidisé. Par exemple, le nombre d'Archimède  $Ar$  (orange) diminue de 23 à 1.

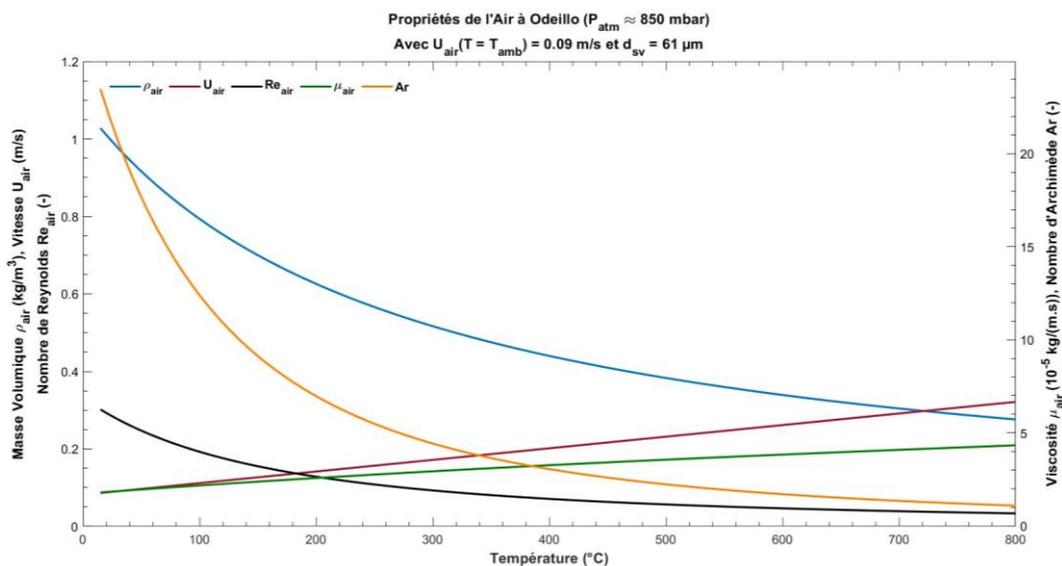


Figure 96 : Évolution des propriétés de l'air avec la température : la masse volumique (bleu), la viscosité (vert) et le nombre d'Archimède (orange) calculé pour des particules de 61  $\mu$ m de diamètre. Un écoulement d'air à une vitesse de 0,09 m/s à température ambiante voit sa vitesse superficielle (rouge) et le nombre de Reynolds particulaire associé (noir) modifiés.

En considérant une vitesse superficielle d'air  $U_{air}$  de 9 cm/s à température ambiante et en supposant l'air comme un gaz parfait, on constate une forte augmentation, d'un facteur 4 (courbe rouge sur la figure). Un nombre de Reynolds particulaire peut être calculée,  $Re_{air}$  (en noir), afin de prendre en compte les effets visqueux sur l'écoulement d'air. Ce dernier est d'environ 0,3 à température ambiante, et diminue d'un facteur 10 lorsque la température atteint 800 °C.

Suite à ces observations, les propriétés de l'air sont calculées localement dans le tube en fonction de la température des particules mesurée. La vitesse superficielle d'air locale,  $U_{air,i}$  peut ainsi être calculée par l'Équation (70) (cf. Section 3.5.4). Comme lors des expérimentations à température ambiante, les variations locales de la fraction volumique,  $\alpha_i$ , sont calculées. Cela permet la détermination de la vitesse de glissement  $U_{slip}$  et du nombre de Reynolds  $Re_{slip}$  associé (cf. Section 4.3.2). La Figure 97 montre l'évolution de ces grandeurs pour le même essai que celui présenté en section précédente. On constate que la fraction volumique (vert) est relativement constante sur la hauteur. A cause de la forte augmentation de température des particules, la vitesse superficielle d'air (bleu) ainsi que la vitesse de glissement (rouge) augmentent avec la hauteur. Finalement, malgré cette forte augmentation de vitesse, le nombre de Reynolds (noir) reste relativement constant, à une valeur d'environ 0,3. Ce comportement est dû à la diminution de la masse volumique de l'air et à l'augmentation de sa viscosité de l'air induites par l'augmentation de température.

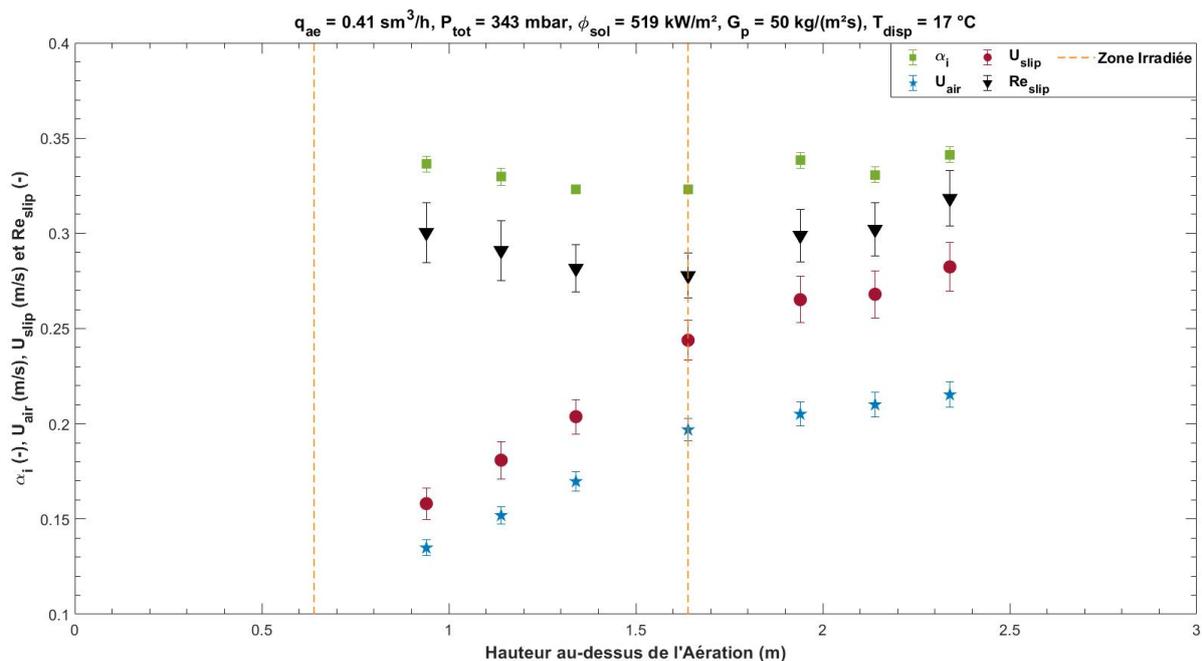


Figure 97 : Exemple de profils sur la hauteur dans le tube de la fraction volumique locale (vert), de la vitesse superficielle d'air (bleu), de la vitesse de glissement (rouge) et du nombre de Reynolds associé (noir), pour le même essai qu'en Figure 95. La zone irradiée du récepteur est matérialisée par les pointillés verticaux jaunes.

### 5.2.2.2. Fraction volumique globale de particules

Pour caractériser le comportement de la suspension d'un point de vue global, une fraction volumique de particules moyenne est calculée sur toute la zone irradiée, et notée  $\alpha_{irr}$  (Équation (82)). Similairement, la température moyenne des particules dans la zone irradiée du récepteur, notée  $T_{part,irr}$ , est considérée comme étant la température des particules au milieu de la zone irradiée,  $T_{part}^{middle}$ . Ce choix arbitraire est motivé par la réduction des incertitudes de mesure par rapport au calcul de la moyenne de toutes les températures associées, les deux valeurs étant des proches.

$$\alpha_{irr} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{3} \quad (82)$$

La Figure 98 présente l'évolution de  $\alpha_{irr}$  en fonction du flux massique de particules, pour des essais réalisés avec des débits d'aération de 0,4 (ronds) et 0,8  $\text{sm}^3/\text{h}$  (triangles). Les couleurs des points caractérisent les températures moyennes en zone irradiée. Tout comme précédemment, les points sans remplissage sont représentatifs de tests effectués sans irradiation solaire, c'est-à-dire à température ambiante. Sur ces derniers, on retrouve des tendances similaires à celles obtenues lors des précédentes expérimentations à température ambiante (réalisées avec RALF, cf. Chapitre IV) : pour des débits d'air relativement faibles, la fraction volumique n'évolue quasiment pas avec le flux massique de particules.

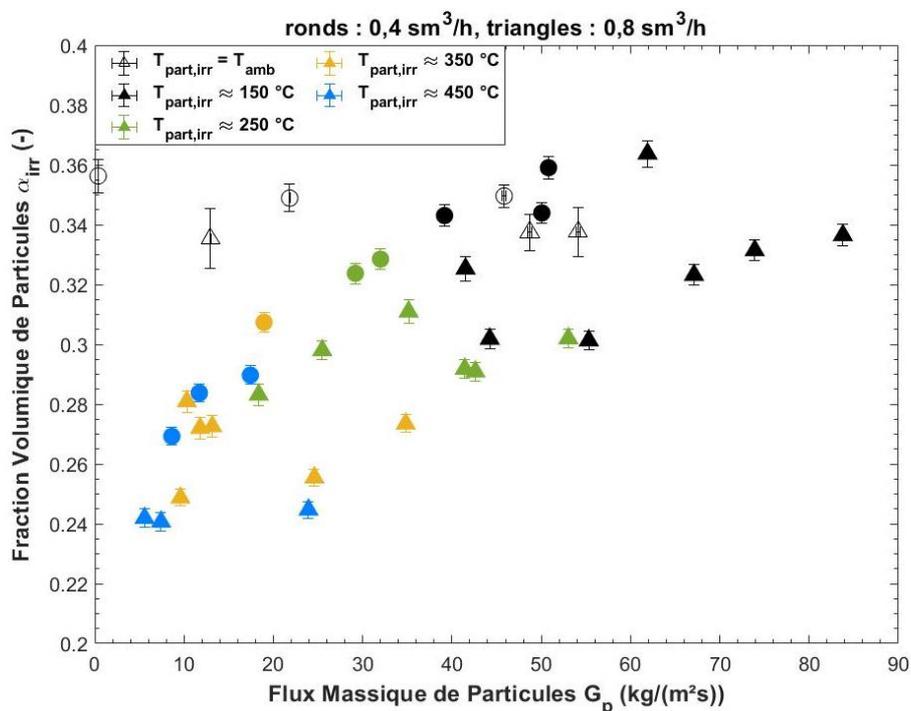


Figure 98 : Fraction volumique de particules moyennée dans la zone irradiée en fonction du flux massique de particules, pour des débits d'aération de 0,4 (ronds) et 0,8  $\text{sm}^3/\text{h}$  (triangles), et des températures moyennes de particules comprises entre la température ambiante et environ 450 °C.

En revanche, à débit d'aération donné, la tendance d'évolution de  $\alpha_{irr}$  est clairement différente lorsque le tube est insolé. En effet, pour un débit d'aération de  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$  et un flux massique de particules compris entre 0 et  $90$ , la fraction volumique de particules variait entre  $0,31$  et  $0,33$  à température ambiante. Ici, avec une température moyenne allant de  $150$  à  $450$  °C, la gamme de  $\alpha_{irr}$  correspondante est comprise entre  $0,24$  et  $0,36$ . Cette différence met en avant une dilution de la suspension avec la température des particules.

Pour illustrer ce comportement, la Figure 99a montre directement l'évolution de la fraction volumique de particules en fonction de leur température moyenne, pour quatre débits d'aération  $q_{ae}$  (représentés par des marqueurs et couleurs différents). On voit qu'une augmentation de température, à  $q_{ae}$  fixé, engendre une diminution quasi-linéaire de  $\alpha_{irr}$ .

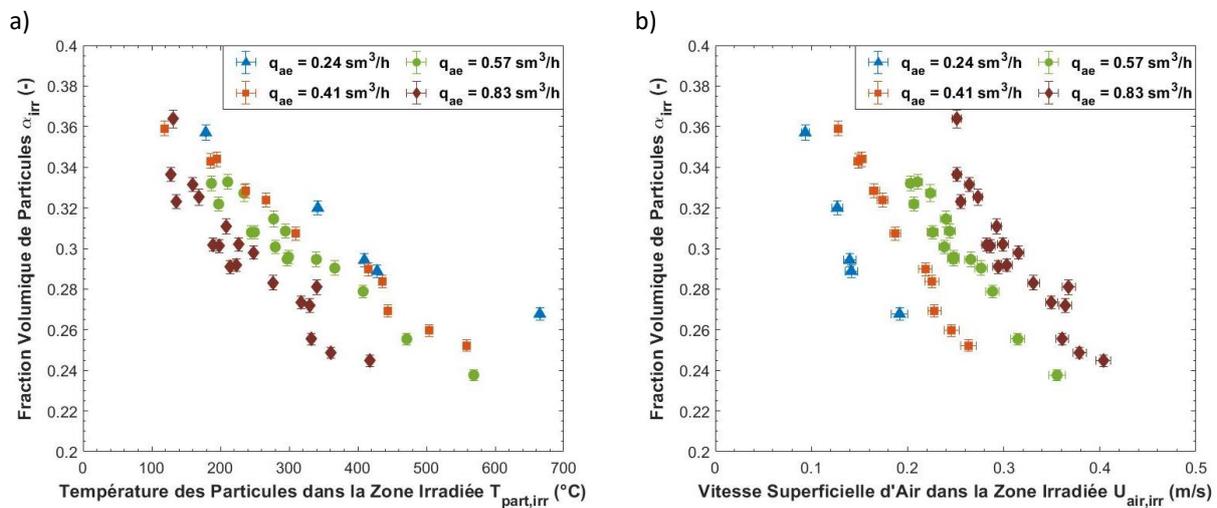


Figure 99 : Fraction volumique de particules moyennée dans la zone irradiée en fonction a) de la température des particules et b) de la vitesse superficielle d'air, moyennées dans la zone irradiée, pour des débits d'aération de  $0,4$  (ronds) et  $0,8 \text{ sm}^3/\text{h}$  (triangles).

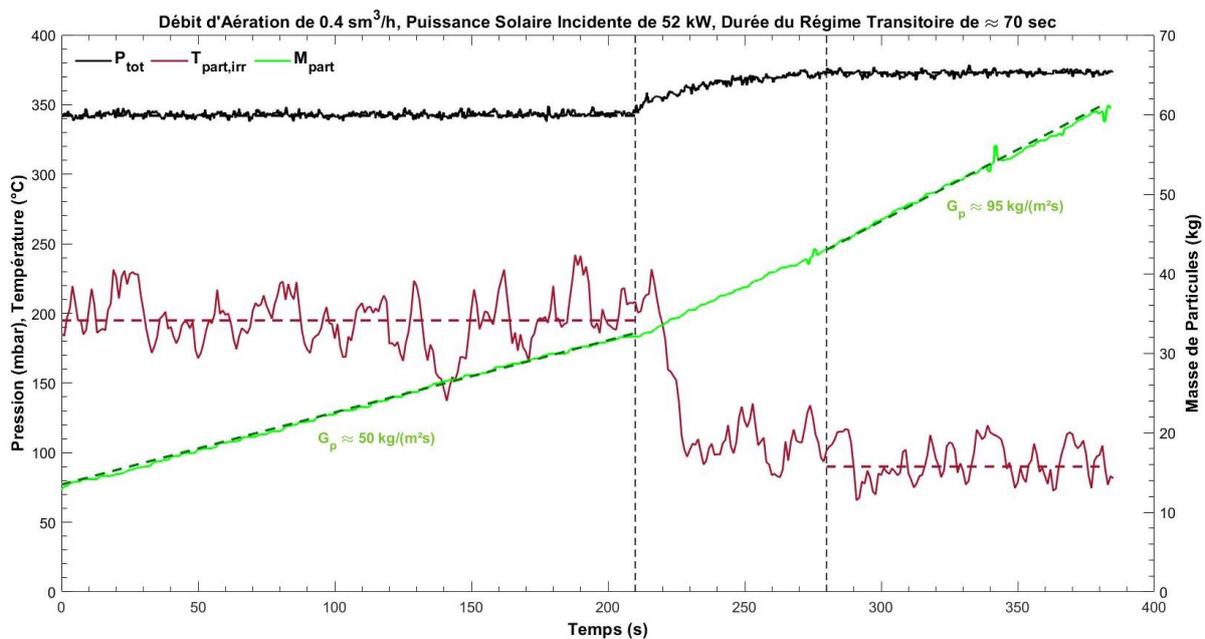
A température ambiante, nous avons vu que la fraction volumique de particules diminue quasi-linéairement avec la vitesse superficielle d'air. Cette dernière augmentant avec la température, il est légitime de se demander si la diminution de  $\alpha_{irr}$  observée est purement pilotée par l'augmentation de  $U_{air}$ , ou si d'autres causes entrent en jeu. Des éléments de réponse à cette question sont proposés sur la Figure 99b. Elle représente les mêmes points de fractions volumiques, mais cette fois-ci en fonction de la vitesse superficielle d'air, qui est calculée localement en fonction de la pression et de la température (cf. Équation (70)). Pour comparer les données de manière globale, une moyenne dans la zone insolée du récepteur est calculée et notée  $U_{air,irr}$ . On constate sur cette figure que les courbes associées aux différents débits d'aération ne se superposent pas. Cela confirme le fait que la température exerce une influence directe sur la fraction volumique de particules, indépendamment de la vitesse d'air.

### 5.2.3. Réponse transitoire du récepteur

Les comportements macroscopiques de la suspension ont été étudiés dans les sections précédentes dans des conditions stationnaires de pression, de flux massique de particules, et de température. Toutefois, pour le contrôle d'une centrale solaire basée sur cette technologie de particules fluidisées, il est important de comprendre les réponses dynamiques du système afin d'en optimiser le contrôle et les performances thermiques, mais également d'assurer un fonctionnement en toute sécurité. Les réponses dynamiques du récepteur induites par les variations des différents paramètres de contrôle sont discutées dans cette section.

#### 5.2.3.1. Variation de pression

La [Figure 100](#) présente la réponse dynamique du système suite à une variation de pression, pour un débit d'aération constant de  $0,4 \text{ m}^3/\text{h}$  et une puissance solaire incidente de  $52 \text{ kW}$  (obtenue avec la configuration de flux solaire D). Le test commence en conditions stationnaires en termes de température moyenne des particules dans la zone irradiée  $T_{part,irr}$  (en rouge) et de flux massique de particules  $G_p$ . Ce dernier est calculé par régression linéaire de l'évolution temporelle de la masse de particules qui s'écoulent dans le réservoir,  $M_{part}$  (en vert). Au temps  $t = 210$  secondes, la vanne de fuite du dispenser est partiellement fermée, ce qui induit une augmentation de la pression totale relative dans le dispenser  $P_{tot}$  de  $340$  à  $375 \text{ mbar}$  (courbe noire). La durée du régime transitoire, matérialisée sur la figure par les pointillés noirs verticaux, est définie comme le temps requis pour que la variation de pression atteigne 95 % de sa variation totale. Ici, cela correspond à une variation de pression d'environ  $33 \text{ mbar}$ , soit une valeur de  $P_{tot}$  de  $373 \text{ mbar}$ . Cette pression est atteinte après un temps d'environ  $70$  secondes.



**Figure 100** : Évolutions temporelles de la température moyenne des particules dans la zone irradiée (rouge), et de la masse de particules écoulées (vert) après une variation de pression dans le dispenser (noir), pour un débit d'aération et une puissance solaire incidente constantes.

Sans circulation des particules et à débit d'aération fixé, une augmentation de pression implique une augmentation de la hauteur de la suspension dans le tube. Dans le cas où les particules circulent déjà, comme c'est le cas ici, la suspension ne peut s'étendre au-delà de la hauteur limite du tube. Une augmentation de  $P_{tot}$  se traduit donc par une augmentation du débit de particules. Sur la figure, cette dernière est identifiée par un changement de pente dans l'évolution de la masse de particules mesurée par la balance. Sous conditions d'irradiation solaire, à puissance constante, une augmentation du débit de particules induit une augmentation de la puissance absorbée. Ce point est discuté en [Section 5.3](#)). Cet accroissement du débit s'accompagne d'une diminution de la température des particules, comme on le constate sur la figure.

Pour ce test, une légère modification de pression (ici une augmentation relative de 10 %) implique une forte variation du flux massique de particules (augmentation relative de 90 %, de 50 à 95 kg/(m<sup>2</sup>s)), ainsi qu'une forte variation de la température moyenne des particules (diminution relative de 54 %, de 195 à 90 °C). Du point de vue du contrôle du récepteur solaire, un contrôle basé sur la pression peut donc être utilisé pour provoquer de fortes variations des paramètres opératoires.

### 5.2.3.2. Variation de débit d'aération

La [Figure 101](#) présente une réponse dynamique du système induite par une variation du débit d'aération, pour une pression relative totale dans le dispenser de 305 mbar et une puissance solaire incidente de 25 kW (obtenue avec la configuration de flux solaire B). De la même manière que dans la section précédente, le test commence en conditions stationnaires en termes de température moyenne des particules dans la zone irradiée  $T_{part,irr}$  (rouge), de flux massique de particules  $G_p$  (vert) et de débit d'aération  $q_{ae}$  (bleu). Ce dernier est ici exprimé en sg/h (au lieu de sm<sup>3</sup>/h) afin de faire correspondre les unités avec les échelles de la figure. Au temps  $t = 300$  secondes, le débit d'aération augmente de 0,16 à 0,24 sm<sup>3</sup>/h. Les réponses dynamiques du système à quatre modifications successives du débit d'aération sont présentées sur la figure. La durée totale de l'essai étant ici beaucoup plus longue que pour la [Figure 100](#), pour ne pas surcharger la figure, seuls les démarrages des régimes transitoires – les modifications de  $q_{ae}$  – sont matérialisés par les pointillés verticaux noirs.

Une augmentation du débit d'aération – donc de la vitesse superficielle d'air – implique une dilution de la suspension, c'est-à-dire une diminution de la fraction volumique de particules  $\alpha$ . Considérons une fraction volumique moyenne et constante sur tout le tube, proportionnelle à la perte de charge sur toute la hauteur du récepteur. En première approximation, cette dernière est de l'ordre de  $P_{tot}$  (cf. Équation (63)). Ainsi, à pression constante dans le dispenser, une réduction de  $\alpha$  – donc une dilution de la suspension – induit une augmentation de sa hauteur. S'il y a déjà circulation des particules, leur débit augmente. Sur la figure, des augmentations de  $G_p$  sont identifiées après chaque augmentation de  $q_{ae}$  par un changement de pente dans l'évolution de la masse de particules. De la même manière que précédemment, à puissance solaire incidente constante, cela se traduit par une diminution de la température des particules.

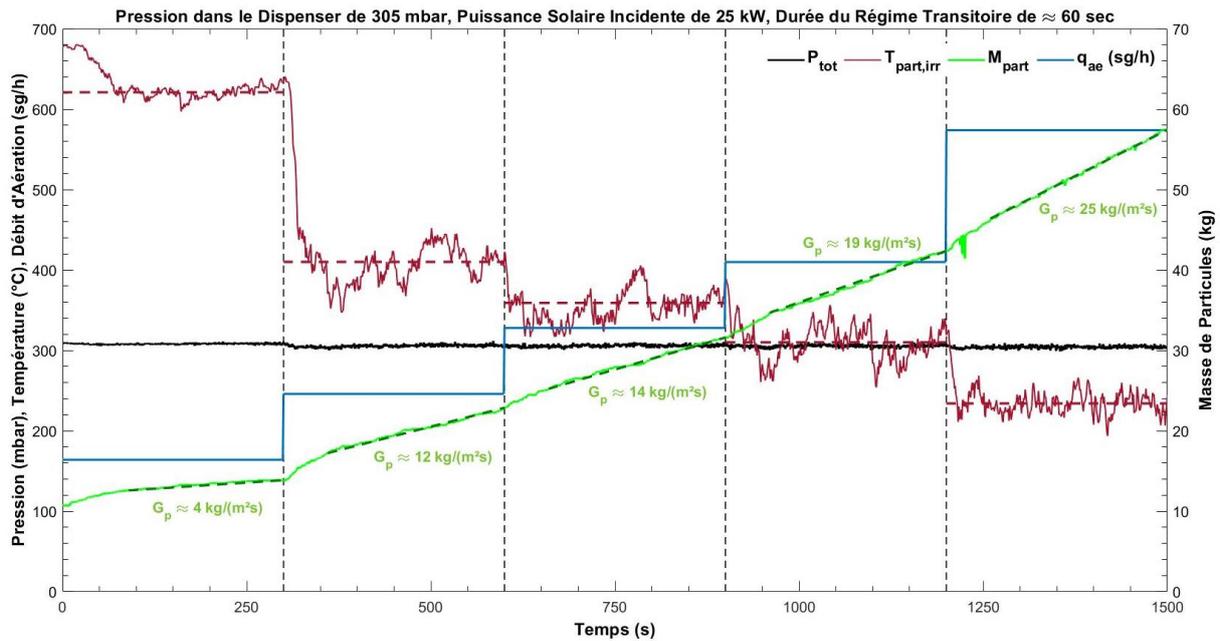


Figure 101 : Évolutions temporelles de la température moyenne des particules dans la zone irradiée (rouge), et de la masse de particules écoulées (vert) après plusieurs variations du débit d'aération (bleu), pour une pression dans le dispenser (noir) et une puissance solaire incidente constantes.

Maintenant, comme discuté dans la Section 5.2.2.2 précédente et illustré sur la Figure 99a, à débit d'aération et de particules fixés, une diminution de température implique une augmentation de fraction volumique. Cependant, cette réponse de  $\alpha$  est opposée à celle induite par une augmentation de  $q_{ae}$ . Par conséquent, la fraction volumique de particules oscille pendant un temps pour se stabiliser à un nouvel état stationnaire. On voit ici apparaître un caractère autorégulateur du système. Pour chaque séquence illustrée sur la figure, la durée du régime transitoire (qui correspond à la durée de la séquence d'autorégulation du système) est d'environ 60 secondes, et peut être résumée comme suit.

$$q_{ae} \nearrow \Rightarrow \alpha \searrow \Rightarrow G_p \nearrow \Rightarrow T_{part,irr} \searrow \Rightarrow \alpha \nearrow$$

Entre la première et la seconde séquence (au temps  $t = 300$  secondes), on note sur la figure une très forte diminution de température. Ceci est dû au fait que le débit initial de particules était très faible, à la limite de la circulation. Le tube était alors proche de la surchauffe, et la première augmentation de  $q_{ae}$  a permis de s'éloigner de cet état.

Entre la seconde et la troisième séquence, le débit d'aération varie de 0,24 à 0,32  $\text{sm}^3/\text{h}$ , soit une augmentation relative de 33 %. Cette variation engendre une augmentation relative du flux massique de particules de 16 % (de 12 à 14  $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ) et une diminution relative de la température de 12 % (de 410 à 360 °C). Pour toutes les séquences suivantes, les modifications des paramètres opératoires restent inférieures à 30 %. Pour conclure sur ce point, un contrôle basé sur le débit d'aération peut donc être utilisé pour ajuster finement les paramètres opératoires.

### 5.2.3.3. Variation du flux solaire incident

Le dernier paramètre de contrôle est la puissance solaire incidente,  $\phi_{sol}$ . En condition de fonctionnement d'une centrale solaire, les variations de cette grandeur sont fréquentes, suites aux variations du rayonnement solaire direct. Cependant, les réponses du système aux variations de  $DNI$  ou de facteur de concentration (c'est-à-dire de configuration de flux) n'ont pas été étudiées durant la campagne expérimentale pour des raisons de sécurité.

Néanmoins, on peut très bien faire le raisonnement suivant à la place d'un opérateur d'une centrale solaire. Le récepteur solaire étant alors constitué de plusieurs centaines de tube (cf. [Chapitre II](#)), tous les tubes sont plongés dans le même dispenser et « voient » donc la même pression  $P_{tot}$ . Ce paramètre pourra donc être utilisé pour se placer dans une certaine zone de travail. Ensuite, pour compenser des variations du  $DNI$  ou de la distribution de flux solaire sur les tubes du récepteur, des variations de débit d'aération – par tube ou par groupe de tubes – pourront être utilisées pour ajuster finement la température et le débit de particules de chaque tube (ou groupe de tubes).

## 5.3. Performances thermiques du récepteur solaire

Cette section présente les résultats liés aux performances thermiques du récepteur solaire.

### 5.3.1. Rendement thermique du récepteur

L'augmentation de température des particules après leur passage dans le tube récepteur, notée  $\Delta T_{part}$ , est calculée par l'Équation (83). Pour caractériser les performances du récepteur, la température d'entrée des particules dans le système n'est pas  $T_{part}^{in}$  mais celle du dispenser,  $T_{disp}$ . Ce choix permet de prendre en compte l'effet de la recirculation des particules en paroi et de la conduction dans le tube dans le calcul [46,59].

$$\Delta T_{part} = T_{part}^{out} - T_{disp} \quad (83)$$

La [Figure 102a](#) présente l'évolution de l'augmentation de température des particules en fonction de leur flux massique. Les marqueurs et couleurs indiquent la densité de flux solaire incidente  $\phi_{sol}$ , c'est-à-dire le produit du facteur de concentration de la distribution de flux sélectionnée et du  $DNI$ . Tous les points représentés concernent des tests effectués avec des particules à température ambiante dans le dispenser, avec une moyenne d'environ 25 °C. Cela signifie que  $\Delta T_{part}$  représente la température des particules en sortie du récepteur, à une constante près. Sur la figure, on observe en toute logique une augmentation de température des particules – à  $G_p$  fixé – suite à une augmentation de la densité de flux solaire incidente. Par ailleurs, on constate que les augmentations de température les plus importantes, jusqu'à 650 °C, sont atteintes pour les débits de particules les plus faibles.

Autrement dit, elles sont atteintes pour les temps de résidence des particules dans la zone irradiée ( $\tau_{part}$ ) les plus importants.

Ces derniers sont liés à la vitesse interstitielle des particules dans la zone irradiée,  $U_p$  (Équation (84)). L'évolution de  $\tau_{part}$ , inverse à celle de  $G_p$ , est présentée en Figure 102b. Un flux massique de particules d'environ 10 kg/(m<sup>2</sup>s) (soit un débit massique d'environ 65 kg/h) est associé à un temps de résidence des particules dans la zone irradiée du récepteur de 100 secondes. A l'inverse, les débits de particules les plus forts atteints ici, d'environ 85 kg/(m<sup>2</sup>s) (ou 560 kg/h) sont associés à un temps de résidence d'environ 12 secondes. On note que la dispersion des points est très limitée. Ceci indique que l'influence de la fraction volumique de particules est négligeable sur leur temps de résidence.

$$U_p = \frac{G_p}{\rho_{part} \alpha_{irr}} = \frac{H_{irr}}{\tau_{part}} \quad (84)$$

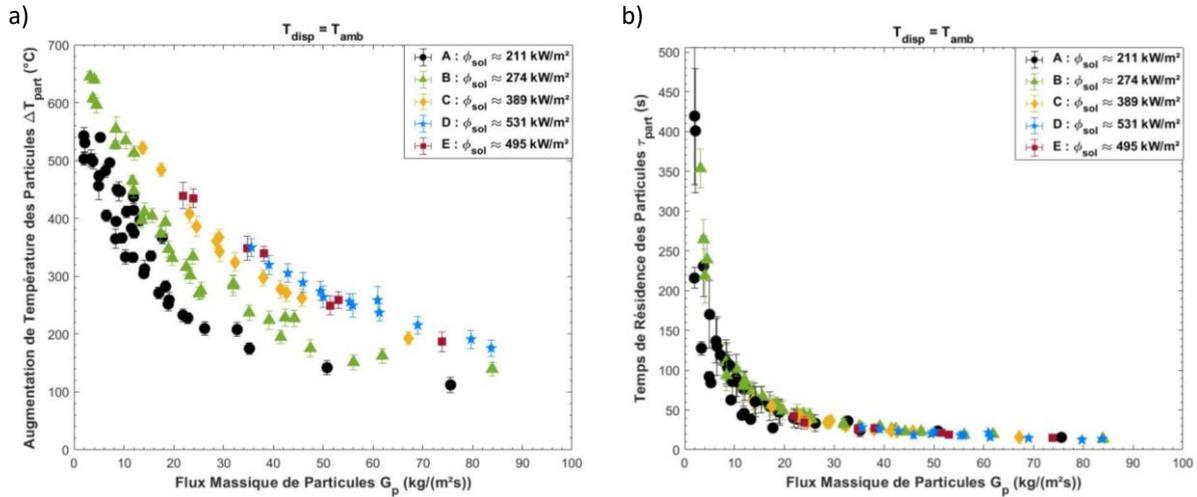


Figure 102 : a) Augmentation de température des particules, et b) temps de résidence des particules dans la zone irradiée du récepteur, en fonction de leur flux massique et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes.

La puissance absorbée par les particules dans le récepteur solaire, notée  $\phi_{part}$ , est calculée par l'Équation (85). Dans cette équation, la capacité calorifique massique des particules,  $C_{p,part}$ , est calculée en fonction de la température par l'Équation (55) (cf. Section 3.2.1). La température sélectionnée dans le calcul est la moyenne dans la zone irradiée,  $T_{part,irr}$ . Le calcul d'incertitude associé,  $\delta\phi_{part}$ , est donné par l'Équation (86).

$$\phi_{part} = G_p S_t C_{p,part} \Delta T_{part} \quad (85)$$

$$\delta\phi_{part} = \phi_{part} \left( \frac{\delta G_p}{G_p} + \frac{\delta S_t}{S_t} + \frac{\delta T_{part}^{out} + \delta T_{disp}}{T_{part}^{out} - T_{disp}} \right) \quad (86)$$

Pour être complet, le calcul de la puissance absorbée par le système devrait prendre en compte celle absorbée par l'air. Les particules utilisées étant de faible diamètre moyen et appartenant au groupe A de la classification de Geldart [73], les vitesses d'air nécessaires pour les fluidiser sont faibles (cf. Section 3.2.3). Au vu des débits d'aération injectés, la puissance absorbée par l'air représente au maximum 2 % de la puissance absorbée par les particules sur tous les essais réalisés, comme cela avait été le cas avec d'autres types de particules dans une étude précédente [55]. Aussi, cette quantité est négligée dans le bilan thermique.

La Figure 103 montre l'évolution de la puissance absorbée par les particules en fonction de leur flux massique. Malgré la diminution de  $\Delta T_{part}$  induite par l'augmentation de  $G_p$ , on constate que la puissance absorbée augmente. De plus, augmenter la densité de flux solaire se traduit également par une augmentation de la puissance absorbée par les particules. Sur tous les essais réalisés, la puissance maximale absorbée est de 29 kW, avec la configuration de flux solaire D. Toutefois, cette quantité ne caractérise pas l'efficacité du récepteur.

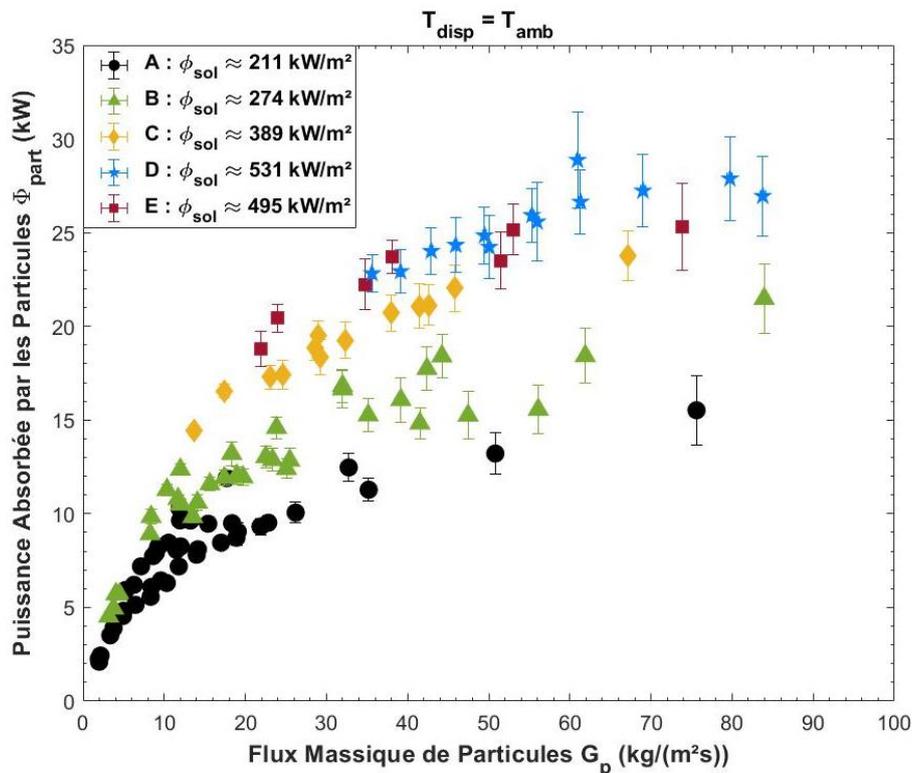


Figure 103 : Puissance absorbée par les particules en fonction de leur flux massique et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes.

Pour évaluer l'efficacité du récepteur solaire, il faut comparer la puissance absorbée par les particules avec la puissance solaire qui a été utilisée pour chauffer le tube,  $\phi_{sol}$ . Le rapport de ces quantités est le rendement thermique du récepteur,  $\eta_{th}$ , dont le calcul est donné par l'Équation (87). Dans ce calcul, la puissance solaire est simplement le produit de la densité de flux solaire incidente et de la surface d'ouverture de la cavité,  $S_{ape} = 0,1 \cdot 1 \text{ m}^2$  (cf. Section 3.4.3). Au cours des expérimentations, le rayonnement solaire ( $DNI$ ) pouvant légèrement varier, il est moyenné sur toute la durée d'une l'acquisition, et associé à une incertitude comme étant l'écart-type de la série de

données correspondante. En prenant en compte l'incertitude sur le facteur de concentration  $C_{sol}$ , cela permet de calculer une incertitude sur le rendement thermique du récepteur (Équation (88)).

$$\eta_{th} = \frac{\phi_{part}}{\phi_{sol}} = \frac{\phi_{part}}{\varphi_{part} * S_{ape}} = \frac{\phi_{part}}{C_{sol} * DNI * S_{ape}} \quad (87)$$

$$\delta\eta = \eta_{th} \left( \frac{\delta\phi_{part}}{\phi_{part}} + \frac{\delta C_{sol}}{C_{sol}} + \frac{DNI}{\delta DNI} \right) \quad (88)$$

La Figure 104 présente l'évolution du rendement thermique du récepteur. Ses évolutions sont logiquement similaires à celles de la puissance absorbée par les particules, de sorte que  $\eta_{th}$  augmente avec le flux massique de particules. Les rendements associés aux faibles valeurs de  $G_p$  sont très faibles, non-seulement parce que cela correspond à de faibles valeurs de la puissance absorbée, mais également car cela implique des hautes températures de paroi du tube, donc des pertes thermiques élevées. Augmenter la puissance solaire incidente diminue l'efficacité du récepteur, car cela conduit là-aussi à une augmentation de température et des pertes thermiques. Ici, le rapport des pertes radiatives et convectives varie entre environ 1 pour les points à forts rendements jusqu'à environ 6 pour les points à plus faibles rendements, obtenus pour des températures de fonctionnement élevées. Pour des températures supérieures à 500 °C, le rapport entre les deux types de pertes thermiques est supérieur à 4, ce qui est bien en accord avec les valeurs obtenues classiquement pour des récepteurs solaires [112,117] ainsi que dans le modèle thermique établi en Chapitre II.

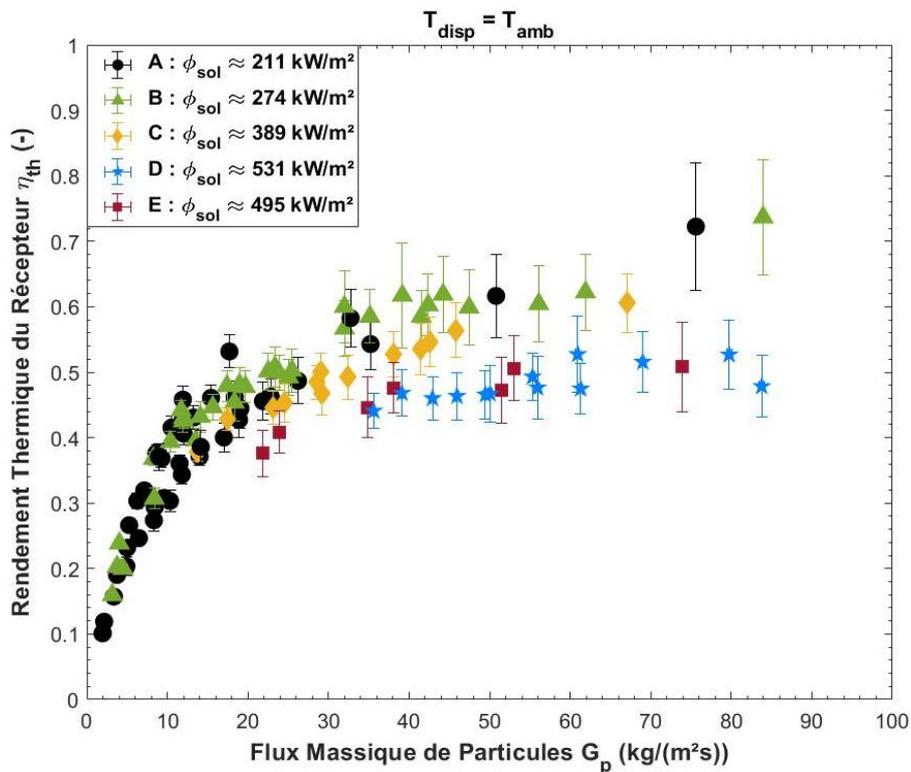


Figure 104 : Rendement thermique du récepteur solaire en fonction du flux massique de particules et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes.

En ce qui concerne les configurations de flux solaire D (en bleu sur la [Figure 104](#)) et E (rouge), relativement proches en termes de valeur moyenne mais très différentes en termes de distribution sur la hauteur, on constate que les rendements associés sont assez similaires. Cela semble signifier que seule la puissance solaire totale reçue par le système importe pour chauffer les particules. Néanmoins, la configuration E a permis de montrer que le tube récepteur peut supporter localement de très fortes densités de flux solaire (supérieures à 800 Soleils) tout en maintenant une température de paroi sous la limite acceptable de 1000 °C.

Comparons maintenant nos données avec deux études réalisées précédemment avec le récepteur solaire à particules fluidisées. Premièrement, dans le cadre de la campagne expérimentale basée sur un tube à ailettes, des rendements d'environ 5 % supérieurs aux nôtres ont été obtenus sur les mêmes plages de flux massique de particules et de flux solaires [59]. Cette différence est due à une plus grande surface d'échange grâce aux ailettes, ce qui améliore le transfert de chaleur entre les parois du tube et les particules. Cette notion est discutée plus loin. En revanche, vu la faible augmentation du rendement induite par l'ajout d'ailettes, dont la mise en œuvre est complexe, il semble que cela ne soit pas une solution à retenir à plus grande échelle.

Deuxièmement, des rendements thermiques atteignant 85 – 90 % ont été calculés dans le cadre d'une autre étude, réalisée avec 16 tubes absorbeurs placés au sein d'une cavité [55]. Ceci montre bien l'intérêt d'une cavité pour diminuer les pertes thermiques et ainsi augmenter l'efficacité du système, bien que cela demande une plus grande complexité pour insoler correctement l'absorbeur (cf. [Chapitre II](#)).

### 5.3.2. Leviers envisageables pour augmenter la température des particules

Un des objectifs de la technologie de récepteur solaire étudiée dans cette thèse est d'atteindre des hautes températures de fluide caloporteur en sortie du système, nécessaires pour actionner des cycles thermodynamiques à hauts rendements [36,38]. Cependant, comme observé en section précédente, les solutions qui conduisent aux plus fortes efficacités, c'est-à-dire augmenter le flux massique de particules et/ou diminuer le flux solaire incident, impliquent la diminution de la température des particules (cf. [Figure 102](#)). Pour contourner ce problème, un levier envisageable est d'augmenter la température d'entrée des particules dans le récepteur en les préchauffant dans le dispenser.

Dans cette idée, des expériences ont été menées dans des configurations semblables à précédemment, avec des températures des particules dans le dispenser allant jusqu'à 300 °C. Les températures de sortie des particules correspondantes à ces expérimentations,  $T_{part}^{out}$ , sont présentées en [Figure 105](#). Sur cette figure, les marqueurs et couleurs sont représentatifs des différents flux solaires incidents. Les points sans remplissages correspondent cette fois aux particules préchauffées dans le dispenser.

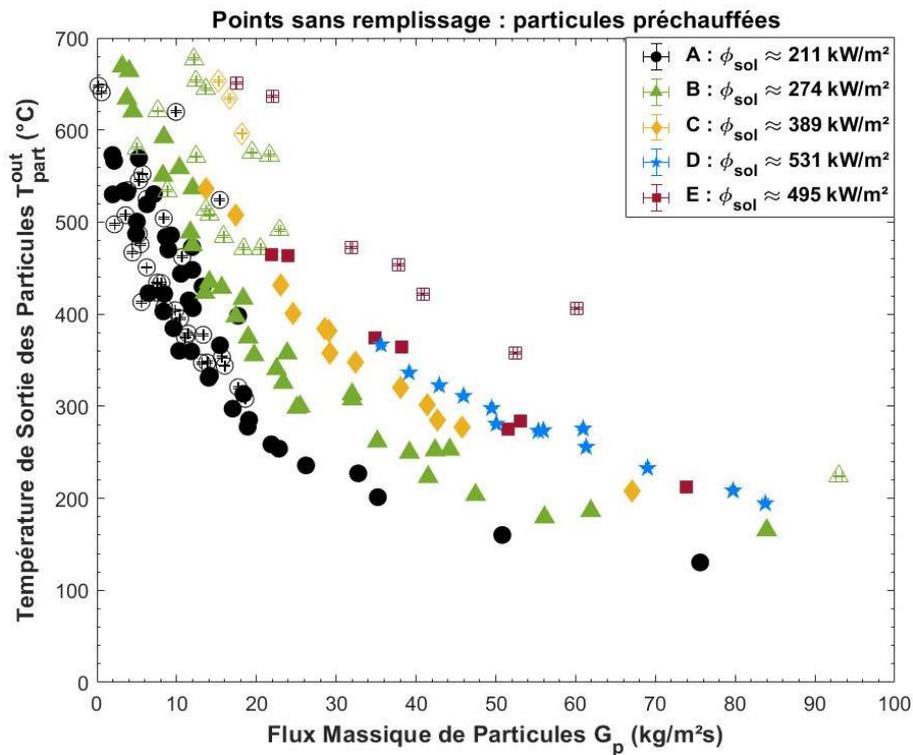


Figure 105 : Température des particules en sortie de la zone irradiée du récepteur en fonction de leur flux massique et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes. Les points sans remplissage correspondent à des particules préchauffées dans le dispensier jusqu'à 300 °C.

On constate que pour un flux solaire incident et un flux massique de particules donnés, augmenter la température dans le dispensier augmente la température de sortie des particules. Toutefois, cette augmentation n'est pas constante :

$$\left( T_{part}^{out} \Big|_{T_{disp}=300^{\circ}C} - T_{part}^{out} \Big|_{T_{disp}=25^{\circ}C} \right) \neq 300 - 25$$

En effet, la température des particules augmentant, la température de paroi du tube augmente également. De ce fait, les pertes thermiques augmentent, et le rendement du récepteur diminue. Le [Tableau 13](#) illustre ces comportements en comparant des essais avec et sans préchauffage des particules, réalisés dans des conditions expérimentales similaires. En revanche, pour la configuration de flux solaire A (la plus basse en valeur moyenne de facteur de concentration), il semble que le rendement augmente lorsque les particules sont préchauffées.

**Tableau 13** : Comparaison de plusieurs tests effectués dans des conditions expérimentales similaires en termes de densité de flux solaire incidente, de débit d'aération et de flux massique de particules. La température des particules dans le dispenser varie, ce qui amène à des variations des performances thermiques.

Configuration de flux solaire	N° Test	$\dot{q}_{ae}$ (sm <sup>3</sup> /h)	$G_p$ (kg/(m <sup>2</sup> s))	$\phi_{sol}$ (kW/m <sup>2</sup> )	$T_{disp}$ (°C)	$T_{part}^{out}$ (°C)	$\phi_{part}$ (kW)	$\eta_{th}$ (-)
A	75	0.65	15.4	205	31	366	9.5	0.46
	134	0.41	15.4	207	160	524	11.3	0.54
B	97	0.81	25.4	256	24	300	12.8	0.50
	120	0.81	22.9	281	219	491	12.5	0.44
C	126	0.41	17.4	386	23	508	16.6	0.43
	139	0.33	18.2	397	136	596	17.1	0.43
E	166	0.57	38.1	498	25	364	23.7	0.48
	189	0.57	40.8	491	166	421	19.1	0.39

D'un point de vue applicatif dans le cadre d'une centrale solaire à échelle industrielle, à la fois le rendement thermique du récepteur ( $\eta_{th}$ ) et la température atteinte par les particules en sortie de ce dernier ( $T_{part}^{out}$ ) doivent être maximisés. Cependant, d'après les observations précédentes, ces deux grandeurs dépendent du flux massique de particules et de la puissance solaire incidente, et présentent des comportements opposés. Aussi, il est important d'optimiser le système afin d'obtenir le meilleur compromis entre  $\eta_{th}$  et  $T_{part}^{out}$ . Une autre manière de voir les choses est de chercher à minimiser leurs inverses.

Dans cette optique, la [Figure 106](#) représente l'évolution de l'inverse du rendement en fonction de l'inverse de la température atteinte en sortie du récepteur. Sur la figure, on voit un front de Pareto. Des essais réalisés avec préchauffage des particules dans le dispenser – identifiés par des points sans remplissages – se retrouvent hors de ce front et sont plus proches de l'origine du repère, soulignant ainsi l'intérêt de la préchauffe. Les pointillés noirs mettent en évidence le point pour lequel la quantité  $1/(\eta_{th} * T_{part}^{out})$  est la plus faible, ce qui correspond à un point optimal du système. Cet essai a été réalisé avec la configuration de flux solaire B (une densité de flux solaire de 314 kW/m<sup>2</sup>), un flux massique de particules de 22 kg/(m<sup>2</sup>s), et une température des particules dans le dispenser de 163 °C. La température de sortie des particules associée est de 572 °C et le rendement du récepteur est de 0,579.

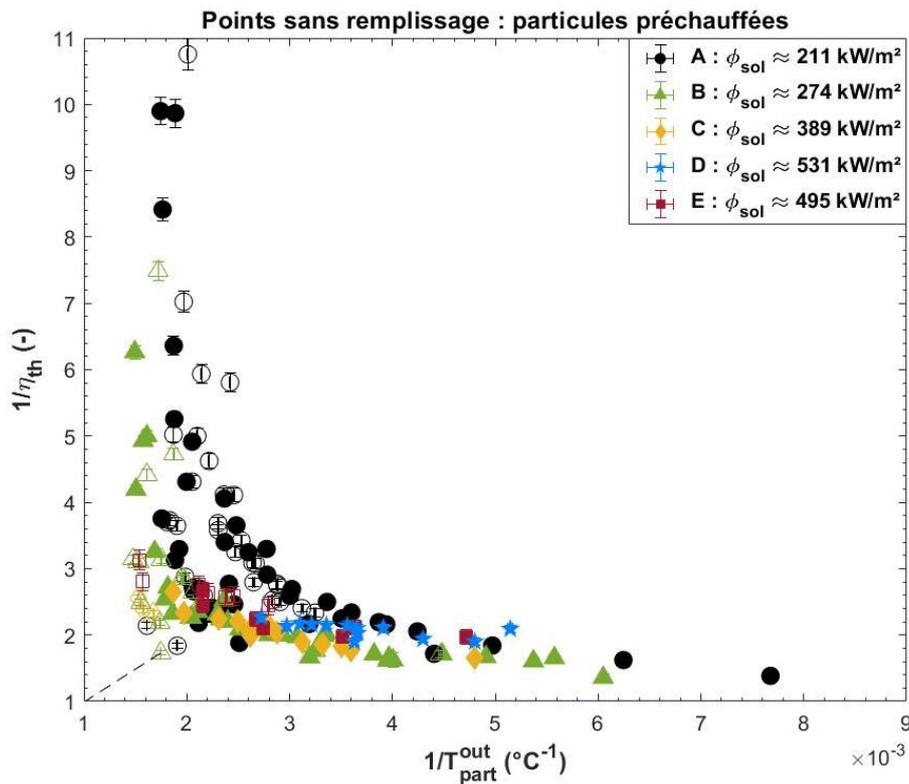


Figure 106 : Inverse de l'efficacité thermique du récepteur en fonction de l'inverse de la température de sortie des particules, et mise en évidence du point de fonctionnement optimal sur un front de Pareto.

Pour augmenter la température des particules en sortie de récepteur, un autre levier envisageable est d'augmenter la hauteur de tube irradiée, permettant ainsi d'absorber plus de puissance solaire pour un même flux massique de particules. Cette solution n'a pas pu être testée expérimentalement car le système a été conçu pour une zone insolaire de 1 m. Augmenter cette grandeur aurait demandé une tout autre conception et une autre installation solaire.

Il faut également garder en tête l'effet de la cavité, présente dans un récepteur solaire à échelle industrielle constitué de plusieurs tubes, qui permet d'en diminuer les pertes thermiques comme nous l'avons montré dans le [Chapitre II](#).

## 5.4. Caractérisation des transferts thermiques dans le récepteur solaire

Dans un récepteur solaire parfait, la température de paroi des tubes est égale à la température du fluide caloporteur. Autrement dit, le transfert de chaleur entre les parois et le fluide est infini. Bien évidemment, cela n'existe pas en pratique. Aussi, pour caractériser un récepteur solaire, on utilise un coefficient de transfert de chaleur global. Ce coefficient, introduit dans le [Chapitre II](#), permet d'améliorer la conception du récepteur solaire en estimant les différences de température entre les parois et le fluide, le gradient de température sur la hauteur et sur la circonférence des tubes, le stress

thermique associé, et finalement de remonter à la durée de vie du récepteur. Cette grandeur est donc très importante et fait l'objet de la présente section.

## 5.4.1. Coefficient de transfert de chaleur global

### 5.4.1.1. Définition du coefficient

Le coefficient de transfert de chaleur global, noté  $h_{paroi,part}$ , est défini d'après l'Équation (89). Il est déterminé en exprimant la puissance absorbée par les particules  $\phi_{part}$  (cf. Équation (85)) sous la forme classique d'un échange de chaleur convectif [46,47,59]. L'intérêt de ce coefficient est de quantifier la manière dont est transférée la chaleur depuis les parois internes du tube vers les particules, en prenant en compte toute la hauteur insolée du tube. Aussi, la surface d'échange considérée dans le calcul,  $S_{ech}$ , représente la demie surface interne du tube (Équation (90)), soit la surface insolée. Dans la configuration étudiée, cette valeur est une constante et vaut  $0,0759 \pm 0,0002$  m<sup>2</sup>. L'incertitude associée au coefficient,  $\delta h_{paroi,part}$ , est calculée par l'Équation (91).

$$h_{paroi,part} = \frac{\phi_{part}}{S_{ech}\Delta T_{paroi,part}} \quad (89)$$

$$S_{ech} = \frac{\pi D_t H_{irr}}{2} \quad (90)$$

$$\delta h_{paroi,part} = h_{paroi,part} \left( \frac{\delta \phi_{part}}{\phi_{part}} + \frac{\delta S_{ech}}{S_{ech}} + \frac{\delta \Delta T_{paroi,part}}{\Delta T_{paroi,part}} \right) \quad (91)$$

L'écart de température entre les parois internes du tube et les particules varie avec la hauteur. Pour prendre en compte cette variation, une moyenne logarithmique est calculée entre l'entrée et la sortie de la zone irradiée, notée  $\Delta T_{paroi,part}$  (Équation (92)). Le calcul de l'incertitude associée à cette nouvelle grandeur,  $\delta(\Delta T_{paroi,part})$ , est détaillé en [Annexe D](#). Les températures des particules en entrée et sortie de zone irradiée, respectivement  $T_{part}^{in}$  et  $T_{part}^{out}$ , sont données par les Équations (79) et (80) en [Section 5.2.1](#).

$$\Delta T_{paroi,part} = \frac{\Delta T_{paroi,part}^{in} - \Delta T_{paroi,part}^{out}}{\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right)} = \frac{(T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}) - (T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out})}{\ln\left(\frac{T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}}{T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out}}\right)} \quad (92)$$

Le calcul du coefficient de transfert de chaleur fait intervenir les températures de paroi internes du tube à l'entrée et à la sortie de la zone irradiée,  $T_{paroi,int}^{in}$  et  $T_{paroi,int}^{out}$ . Ces températures ne sont pas mesurées directement par des thermocouples, mais peuvent être calculées par l'intermédiaire d'un bilan thermique en connaissant les températures de paroi externes associées,

respectivement  $T_{paroi,ext}^{in}$  et  $T_{paroi,ext}^{out}$ . En effet, on peut écrire que la puissance absorbée par le tube est égale au flux conductif qui se propage dans son épaisseur,  $e_t$ . En remaniant cette formulation, on peut exprimer la température de paroi interne en fonction des autres paramètres (Équation (93)). Dans cette équation, la densité de flux solaire  $\varphi_{sol}$  est donnée par les distributions présentées en [Section 3.4.3](#). L'absorptivité de la peinture Pyromark® déposée sur de l'Inconel® est  $\alpha_{pyro} = 0,85$  dans la gamme de longueurs d'ondes solaires [126,129], et  $\lambda_{inconel}$  est la conductivité thermique du tube. Elle est calculée à l'entrée et à la sortie de la zone irradiée par l'Équation (94) en fonction de la température de paroi interne en degrés Celsius [126,127]. Enfin, les températures de paroi externes,  $T_{paroi,ext}^{in}$  et  $T_{paroi,ext}^{out}$ , sont calculées par l'Équation (95) en moyennant les températures mesurées par les thermocouples de paroi concernés ( $T_{ext}$ , cf. [Section 3.4](#)), en suivant le même principe que pour les températures moyennes des particules établies précédemment.

$$T_{paroi,int}^{in,out} = T_{paroi,ext}^{in,out} - \frac{e_t}{\lambda_{inconel}^{in,out}} \alpha_{pyro} \varphi_{sol} \quad (93)$$

$$\lambda_{inconel}^{in,out} = 0,0169 * T_{paroi,int}^{in,out} + 10,95 \quad (94)$$

$$T_{paroi,ext}^{in} = \frac{\sum_{n=4}^8 T_{ext}^n}{5} \quad \text{et} \quad T_{paroi,ext}^{out} = \frac{\sum_{n=22}^{26} T_{ext}^n}{5} \quad (95)$$

#### 5.4.1.2. Correction des températures de paroi

De précédentes études ont mis en avant la difficulté de mesurer précisément des températures avec un thermocouple soudé en paroi lorsqu'il est exposé au flux solaire [59]. En effet, la soudure du thermocouple crée une résistance thermique telle que la température mesurée est plus élevée que celle de la paroi elle-même. Pour estimer l'erreur de mesure liée à cette résistance et corriger l'information donnée par les thermocouples, des expériences ont été menées en plaçant une caméra infrarouge en face du récepteur solaire, à 18 m du foyer de la parabole. Les températures de paroi du tube sont déterminées d'après les images enregistrées en considérant une émissivité du Pyromark® déposé sur l'Inconel® de 0,85 [129]. Une comparaison entre la mesure par caméra et par thermocouple de paroi, effectuée à la hauteur du thermocouple  $T_{ext}^{10}$  (à 0,84 m au-dessus de l'aération), est présentée en [Figure 107](#) en fonction du temps, pour deux configurations de flux solaire. Les différents paliers de températures sur les courbes correspondent à des changements de débit d'aération, qui ont permis d'effectuer plusieurs essais successifs en conditions stationnaires.

Sur la figure, pour une densité de flux solaire faible, les deux types de mesure (courbe rouge pour le thermocouple et noire pour la caméra) donnent des résultats très similaires. En revanche, pour les expériences réalisées sous forte densité de flux solaire, la mesure donnée par le thermocouple (bleu) surestime la température de paroi d'environ 50 °C par rapport à la mesure optique (vert).

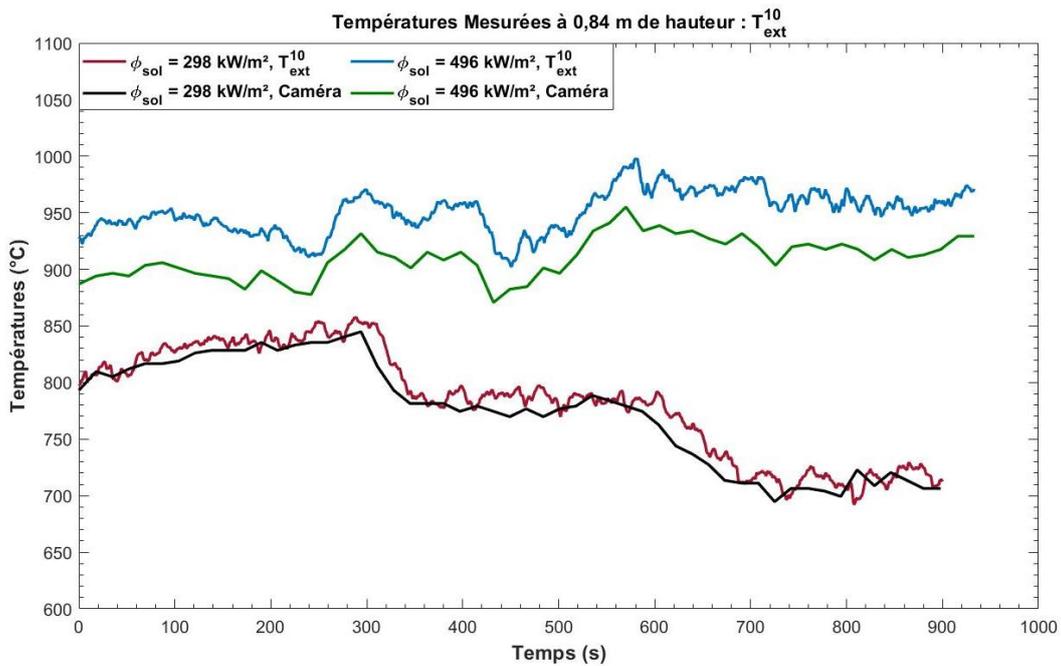


Figure 107 : Comparaisons entre les températures mesurées par le thermocouple  $T_{ext}^{10}$ , à 0,84 m de hauteur au-dessus de l'aération, et celles données par la caméra infrarouge à la même hauteur, pour deux configurations de flux solaire.

D'après ces observations, il semble que l'écart de température donné par le thermocouple dépende du flux solaire incident, ce qui est en accord avec la notion de résistance thermique. Aussi, plusieurs séries d'expériences ont été réalisées avec la caméra infrarouge, pour tenter d'analyser cette dépendance. Les résultats sont présentés sur la Figure 108, en termes de différence de température entre celle donnée par le thermocouple ( $T_{Tc}$ ) et celle donnée par la caméra ( $T_{IR}$ ). Ces valeurs ont été mesurées à trois hauteurs différentes, auxquelles sont positionnés des thermocouples de paroi, et sont représentées en fonction de la densité de flux solaire locale à ces mêmes hauteurs. Les données sont moyennées temporellement sur la durée d'une acquisition en conditions stationnaires.

On retrouve sur la Figure 108 le phénomène observé précédemment concernant le thermocouple  $T_{ext}^{10}$  (triangles noirs) : il y a très peu de différence entre les deux types de mesure de température à faible flux solaire, et une température surestimée d'environ 50 °C par le thermocouple à fort flux solaire. Il est toutefois difficile d'extraire une tendance générale d'après les données obtenues. En effet, plusieurs paramètres peuvent affecter les mesures faites par caméra.

Premièrement, la résolution de la caméra étant d'environ un pixel par centimètre à 18 m de distance, la largeur du tube sur une image est de seulement 4 à 5 pixels. Deuxièmement, la température est calculée par rapport à la mesure de rayonnement sur un domaine d'un pixel. Dans ce domaine, l'émissivité y est considérée constante, alors qu'elle peut en réalité varier (elle peut dépendre de la température, et la peinture peut localement être abimée). Troisièmement, comme on peut le voir sur la Figure 57 montrant une photographie du tube récepteur (cf. Section 3.4), les thermocouples soudés en paroi du tube ont des gaines blanches en céramique pour les protéger du flux solaire concentré. Ces gaines se retrouvent sur le pixel enregistré par la caméra et impliquent des erreurs de mesures.

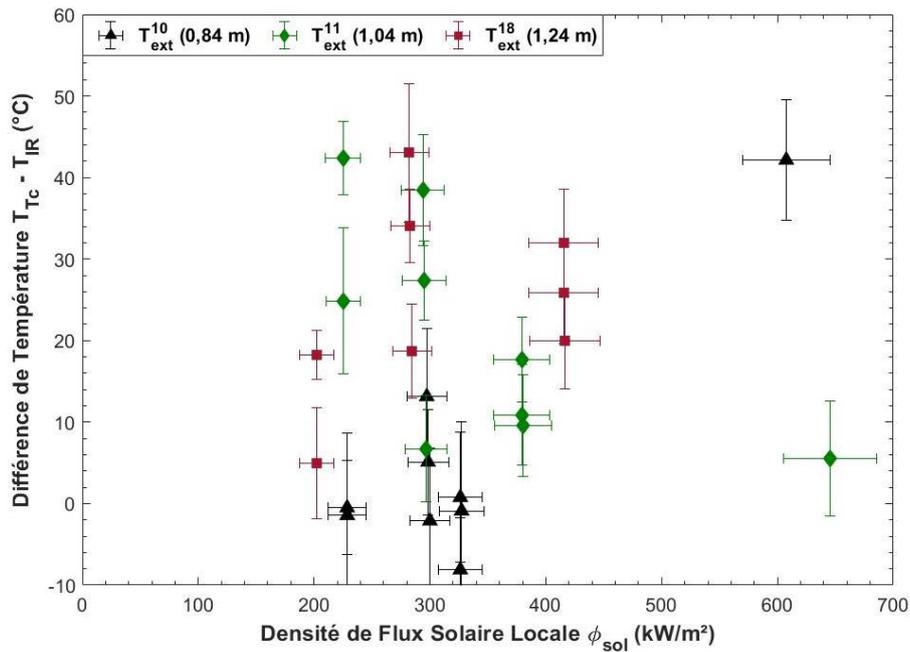


Figure 108 : Différence de température entre celle donnée par le thermocouple et celle donnée par la caméra infrarouge, à plusieurs hauteurs, en fonction de la densité de flux solaire locale.

En conclusion sur cet aspect, l'imprécision des mesures par caméra infrarouge ne permet pas d'obtenir une relation précise sur la correction à appliquer à la température donnée par un thermocouple en fonction du flux solaire incident. Pour la suite, on choisit donc d'imposer une correction constante à toutes les températures externes mesurées par les thermocouples de paroi. Sur la Figure 108, on observe tout de même que les températures données par les thermocouples semblent toujours surestimées par rapport aux températures du tube données par la caméra. Cette surestimation ne dépassant pas 50 °C, considérer une incertitude de  $\pm 50$  °C reviendrait à supposer que la température peut être jusqu'à 50 °C supérieure à ce qui est mesuré par thermocouple, ce qui n'est pas le cas. Aussi, les températures mesurées par les thermocouples externes,  $T_{part,ext}^{in}$  et  $T_{part,ext}^{out}$ , sont diminuées de 25 °C et associées à une incertitude de 25 °C.

#### 5.4.1.3. Évolution du coefficient de transfert de chaleur

Le coefficient de transfert de chaleur paroi-particules global peut maintenant être calculé à l'aide de l'équation (89) et associé à une incertitude. Les résultats sont présentés en Figure 109 en fonction du flux massique de particules, pour les différentes configurations de densité de flux solaire incident testées lors de la campagne expérimentale.

Il semble que l'évolution du coefficient de transfert de chaleur soit similaire à celle de la puissance absorbée par les particules (et à celle du rendement thermique du récepteur). Ce comportement est logique puisque le calcul de  $h_{paroi,part}$  est directement relié à la valeur de  $\phi_{part}$ . Les valeurs obtenues sont donc très basses pour de faibles flux massiques de particules, puis semblent se stabiliser en quasi-plateaux à partir de 15 – 20 kg/(m<sup>2</sup>s).

Comme précédemment, les points sans remplissage représentent des essais pour lesquels les particules ont été préchauffées dans le dispensier. On retrouve les mêmes observations que pour le rendement thermique, à savoir qu'à faible flux solaire, la préchauffe des particules augmente le rendement et le transfert de chaleur, tandis qu'à fort flux solaire, ils diminuent. Cette diminution de coefficient de transfert de chaleur est due au fait que la différence de température entre celle des particules (préchauffées) et celle du tube (chauffé par voie solaire) diminue.

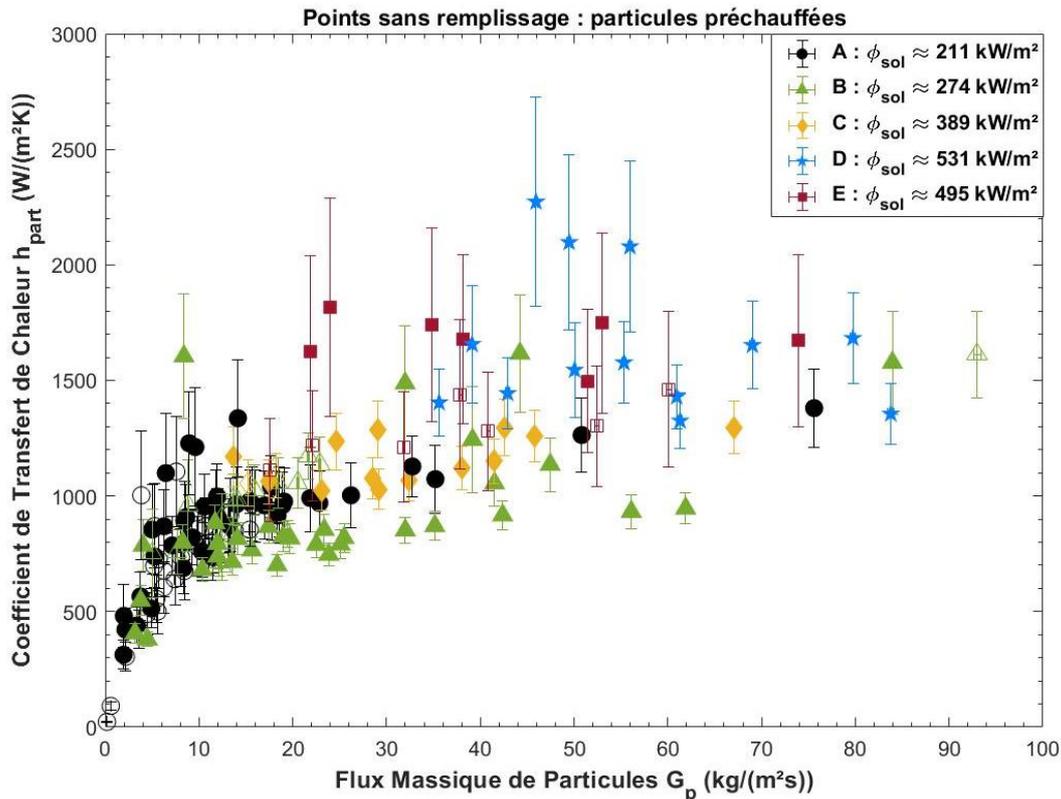


Figure 109 : Coefficient de transfert de chaleur global entre les parois internes du tube et les particules en fonction du flux massique de particules et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes.

Les fortes incertitudes de  $h_{paroi,part}$  associées aux configurations D et E sont liées aux fortes hétérogénéités du flux solaire sur la hauteur, qui impliquent d'importantes variations des températures de paroi. Bien qu'elles semblent correspondre à des valeurs du coefficient de transfert de chaleur supérieures ou égales à 1500 W/(m²K), les résultats sont difficilement exploitables. La Figure 109 montre que pour un flux massique supérieur à 10 kg/(m²s) la majorité des points sont groupés entre 800 et 1200 W/(m²K).

De manière générale, les valeurs obtenues ici semblent en adéquation avec celles des précédentes études expérimentales utilisant le même concept de récepteur solaire. En effet, dans le cas du tube à ailettes, des coefficients de transfert de chaleur d'environ  $1200 \pm 400$  W/(m²K) ont été mesurés pour un flux massique de particules supérieur à 40 kg/(m²s) et une densité de flux solaire incident de 236 kW/m² [59]. Ces valeurs sont très légèrement supérieures aux nôtres dans les mêmes conditions expérimentales (autour de 1000 W/(m²K) pour les configurations de flux solaire A et B).

Bien que du même ordre de grandeur, la différence est certainement due à l'augmentation de la surface d'échange par les ailettes.

Une seconde comparaison peut être faite avec les expériences menées avec des particules en carbure de Silicium [46,47]. Dans ces études, des coefficients de transfert de chaleur d'environ 800 – 900 W/(m<sup>2</sup>K) ont été mesurés pour un flux massique de particules de 30 – 40 kg/(m<sup>2</sup>s) et une densité de flux solaire incidente de 387 kW/m<sup>2</sup>. Cela correspond à la configuration de flux C de notre étude, pour laquelle les valeurs de  $h_{paroi,part}$  sont d'environ 1100 W/(m<sup>2</sup>K) dans la même gamme de flux massique de particules. Cette augmentation du coefficient de transfert de chaleur global s'explique par le biais de deux différences entre les deux récepteurs solaires. Premièrement, la hauteur de la zone irradiée du tube n'était que de 0,5 m dans les précédentes campagnes, tandis qu'elle est deux fois plus grande dans notre système. La puissance absorbée – pour une même densité de flux solaire incidente – est donc plus importante, de même que le coefficient  $h_{paroi,part}$ . Deuxièmement, nous avons augmenté la gamme de débit d'aération, permettant d'améliorer le mélange des particules et le transfert de chaleur associé. Cette notion est discuté en [Section 5.5](#).

## 5.4.2. Discussions sur le transfert de chaleur

Les contraintes liées au système expérimental en lui-même imposent une gestion permanente du flux massique de particules pour empêcher le tube de surchauffer, et limitent la température atteinte par les particules. Par conséquent, l'évolution de  $G_p$  est opposée à celle de  $T_{part}^{out}$  (cf. [Figure 105](#)). Aussi, du fait de la forte dépendance entre le coefficient de transfert de chaleur et le flux massique de particules identifiée dans la section précédente, il est difficile d'observer l'influence réelle de la température sur le transfert de chaleur. Une augmentation de température impliquant une diminution du flux massique de particules, le coefficient de transfert de chaleur diminue, alors qu'on s'attend à un comportement inverse d'après la littérature [46]. En effet, d'après [149], le transfert de chaleur dans un lit fluidisé résulte de la somme des transferts conductif, convectif et radiatif, et tous ces termes augmentent avec la température. De plus, au-delà de 500-600 °C, la composante radiative augmente considérablement.

Pour s'affranchir du fort effet de  $G_p$  sur le coefficient de transfert de chaleur et caractériser la qualité de ce dernier, un coefficient de transfert de chaleur adimensionnel est établi et calculé par l'Équation (96). Noté  $H_{paroi,part}$ , il est, par définition, égal au rapport  $\Delta T_{part}/\Delta T_{paroi,part}$ . Autrement dit, si l'augmentation de température des particules ( $\Delta T_{part}$ ) est forte mais que la différence des températures entre les parois du tube et les particules ( $\Delta T_{paroi,part}$ ) est forte également, cela signifie que la chaleur n'est pas correctement extraite du tube par les particules. Cela correspond à un transfert de chaleur médiocre, et la valeur du coefficient  $H_{paroi,part}$  est effectivement faible. A l'inverse, de fortes valeurs du coefficient adimensionnel sont associées à une forte augmentation de température des particules et à une faible différence entre cette dernière et la température de paroi interne. Ce comportement étant celui escompté dans le cas d'un récepteur solaire idéal – proche d'un échangeur de chaleur parfait – cela signifie que  $H_{paroi,part}$  traduit bien la qualité (ou l'intensité) du transfert de chaleur.

$$H_{paroi,part} = \frac{h_{paroi,part} S_{ech}}{G_p S_t C_{p,part}} \quad (96)$$

La Figure 110 représente l'évolution du coefficient de transfert de chaleur adimensionnel en fonction de la température moyenne des particules dans la zone irradiée. On observe une forte augmentation de  $H_{paroi,part}$  avec la température. Cette augmentation est très marquée lorsque les températures excèdent 400 – 500 °C, ce qui est bien en accord avec les évolutions proposées par [46,149]. En outre, les plus forts coefficients – en termes de qualité du transfert – semblent être obtenus avec les configurations de flux les plus basses. Cela peut s'expliquer par deux comportements simultanés. Premièrement, à forte densité de flux solaire, les distributions associées sont très hétérogènes, ce qui crée de forts gradients de températures en paroi. Les différences de températures paroi-particules peuvent alors être très différentes entre l'entrée et la sortie de la zone irradiée, et la valeur de la moyenne  $\Delta T_{paroi,part}$  augmente. Deuxièmement, les forts flux solaires conduisent à de hautes températures de paroi (et de hautes pertes thermiques), ce qui diminue la température des particules, et augmente encore  $\Delta T_{paroi,part}$ .

Enfin, on note une forte diminution de la qualité du transfert de chaleur lorsque les particules sont préchauffées dans le dispenser, aussi bien quantitativement (à travers  $h_{paroi,part}$ ) que qualitativement ( $H_{paroi,part}$ ).

En termes de transferts de chaleur, le point crucial qui reste à analyser est l'influence des divers régimes de fluidisation pouvant apparaître dans le tube récepteur. Ce point fait l'objet de la prochaine section.

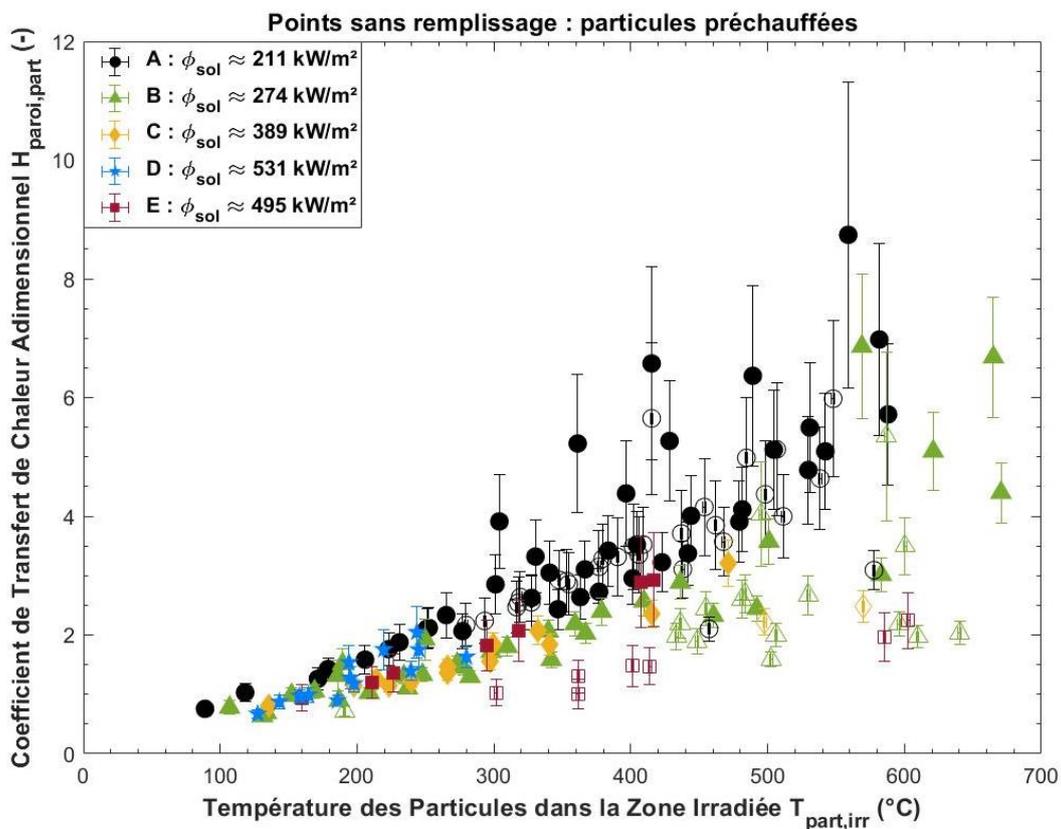


Figure 110 : Coefficient de transfert de chaleur adimensionnel entre les parois internes du tube et les particules en fonction de la température moyenne des particules dans la zone irradiée du récepteur, et pour plusieurs densités de flux solaires incidentes.

## 5.5. Hydrodynamique de la suspension de particules

### 5.5.1. Identification des régimes de fluidisation

Pour chacun des 187 tests effectués sous irradiation solaire en conditions stationnaires de pression, de débit de particules et de température, neuf signaux de pression relative ont été enregistrés à différentes hauteurs du tube récepteur. Ces signaux ont été analysés à l'aide des méthodes présentées en Section 4.3. Tout comme à température ambiante, les régimes de bullage, de pistonnage de paroi, de pistonnage axisymétrique, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont été identifiés.

Un diagramme des régimes similaire à celui établi à température ambiante (cf. Figure 87) est proposé sur la Figure 111a. Les régimes de fluidisation y sont représentés par différents marqueurs et couleurs, et tracés en fonction de la hauteur dans le tube et des paramètres expérimentaux, regroupés dans la vitesse de glissement locale. La Figure 111b montre les mêmes points, mais tracés en fonction de grandeurs adimensionnelles. La hauteur est exprimée par rapport au diamètre interne du tube, et la vitesse de glissement est remplacée par le nombre de Reynolds particulaire. Sur les deux figures, la zone irradiée du tube est matérialisée par les pointillés horizontaux jaunes.

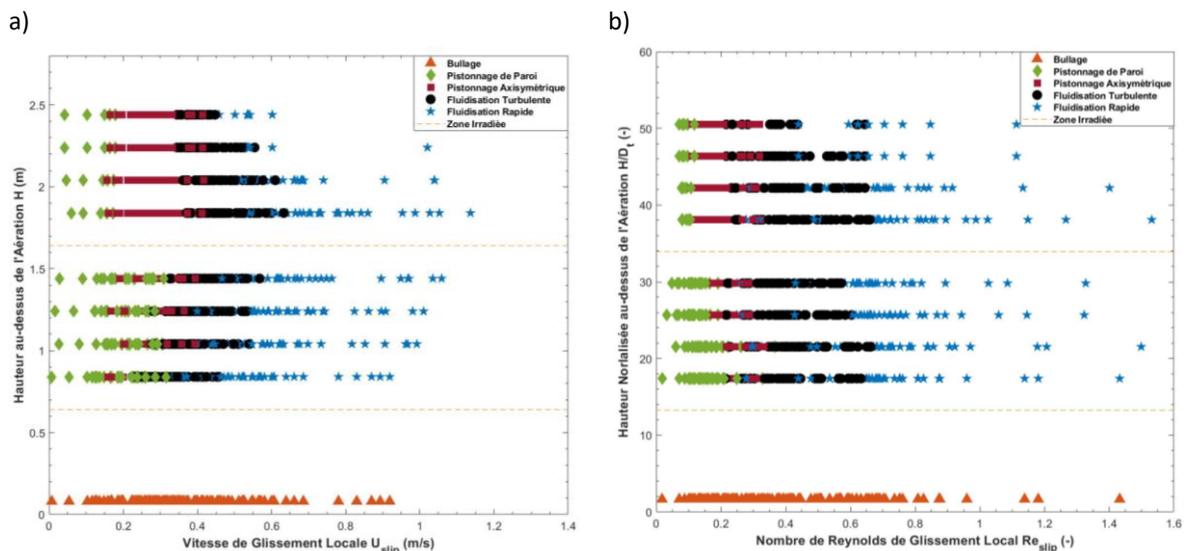


Figure 111 : Régimes de fluidisation identifiés dans le tube du récepteur lors des expérimentations solaires, représentés en termes de hauteur en fonction de la vitesse de glissement locale, a) de manière dimensionnelle, et b) adimensionnelle.

On constate que représenter tous les essais sur le même diagramme, qu'il s'agisse de la représentation dimensionnelle ou non, conduit à une superposition des différents régimes. De ce fait, les transitions entre les régimes de fluidisation ne sont pas identifiables en l'état. Par ailleurs, contrairement à l'étude précédente à température ambiante où les représentations dimensionnelle et adimensionnelle étaient identiques à un coefficient près, on observe ici des différences notables entre les deux représentations. En effet, bien que la vitesse de glissement maximale atteinte sous irradiation solaire soit bien plus importante ici du fait des niveaux de température mis en jeu (elle passe de 0,8 m/s dans l'étude précédente à 1,2 m/s ici), les nombres de Reynolds associés diminuent (de 2,5 à 1,5).

Cet écart est dû à la dépendance des propriétés physiques de l'air avec la température (cf. Figure 96). Par conséquent, les deux représentations doivent être dissociées pour comprendre l'influence de la température sur l'hydrodynamique de la suspension de particules.

D'après les évolutions de la vitesse minimale de fluidisation avec la température prédites par [76], on peut s'attendre à une influence de la température sur les transitions entre régimes de fluidisation. Pour observer plus facilement ce phénomène, on ne présente sur les diagrammes que les points appartenant à des gammes de températures sélectionnées. Se pose alors la question de la référence de température à utiliser. En effet, tous les points étant associés à des grandeurs locales, on pourrait imaginer une représentation en fonction des températures mesurées localement. En faisant ce choix, les points appartenant à un même essai se retrouveraient sur différents diagrammes (différentes gammes de température) du fait de la forte augmentation de température sur la hauteur. Cette représentation n'est pas présentée ici car les transitions entre régimes de fluidisation ne sont pas identifiables avec ce type de conditionnement.

En revanche, il a été montré lors des expérimentations à température ambiante que les transitions entre les régimes de pistonnage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ne pouvaient se produire sur la hauteur du récepteur. Ainsi, si la combinaison des paramètres expérimentaux implique un régime de fluidisation turbulente à une certaine hauteur, alors les fortes fluctuations associées vont se répandre plus bas dans le tube et y induire ce régime. Cela paraît donc logique de représenter les points appartenant à un même essai sur le même diagramme, c'est-à-dire sur la même gamme de température.

Pour toutes les raisons évoquées plus haut, les différents points ont été conditionnés en fonction de la température moyenne des particules dans la zone irradiée,  $T_{part,irr}$ . Huit gammes de température ont été sélectionnées entre 150 et 700 °C, et un diagramme des régimes a été tracé pour chacune d'entre elles, comme le montre la Figure 112. La représentation adimensionnelle – en fonction du nombre de Reynolds de glissement local – a été choisie puisque les points semblent y être regroupés par régimes de fluidisation. D'autres représentations ont été testées, telle que la représentation dimensionnelle – en fonction de  $U_{slip}$  – ou encore du rapport  $U_{slip}/U_{mf}$  en calculant le minimum de fluidisation en fonction de la température d'après [76]. Les résultats n'étant pas concluants, ils ne sont pas présentés ici pour ne pas surcharger le manuscrit. Cela signifie qu'à la fois les effets visqueux et la température doivent être pris en compte pour déterminer les transitions entre régimes de fluidisation.

Sur les diagrammes ainsi tracés, le régime de bullage (orange) est toujours identifié au niveau du premier capteur de pression. En effet, ce dernier n'étant positionné qu'à seulement 8 cm au-dessus de l'injection d'aération, seules les bulles injectées dans le lit fluidisé sont ressenties, peu importe le régime présent plus haut. On observe ensuite les régimes de fluidisation rapide (bleu) pour des forts  $Re_{slip}$ , de fluidisation turbulente (noir) pour des valeurs moyennes, et de pistonnage pour les valeurs les plus basses, avec des différences observables entre les pistons axisymétriques (rouge) et de paroi (vert). Le nombre de points représentés est spécifié en titre de chaque diagramme. Il varie entre 110 et 248 points, ce qui est bien inférieur aux 1167 points qui étaient représentés sur le diagramme établi à température ambiante. Cet écart s'explique par le conditionnement des diagrammes par gamme de température. Le nombre total de points tracés à travers tous les sous-diagramme est toutefois similaire et vaut 1148.

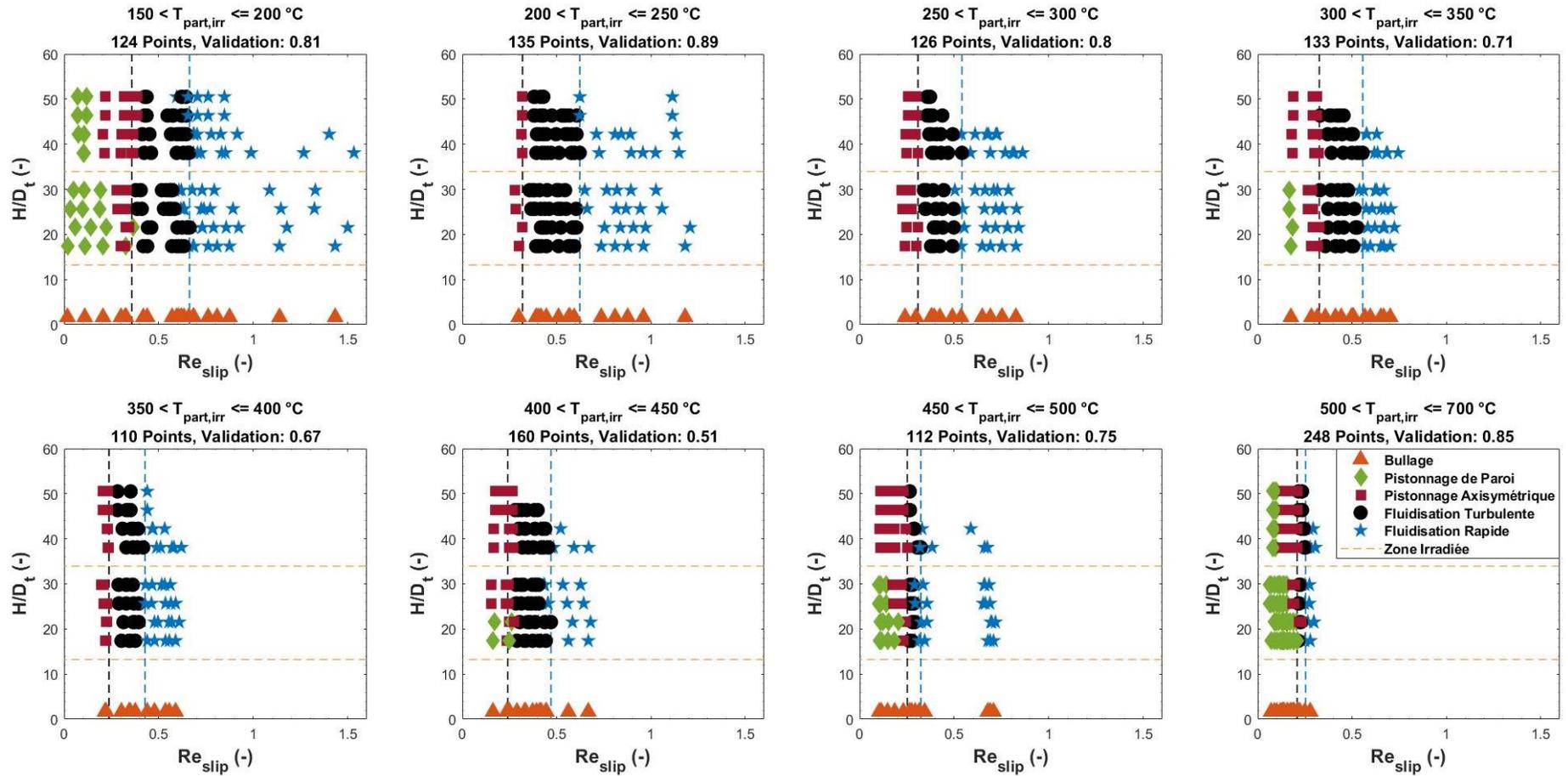
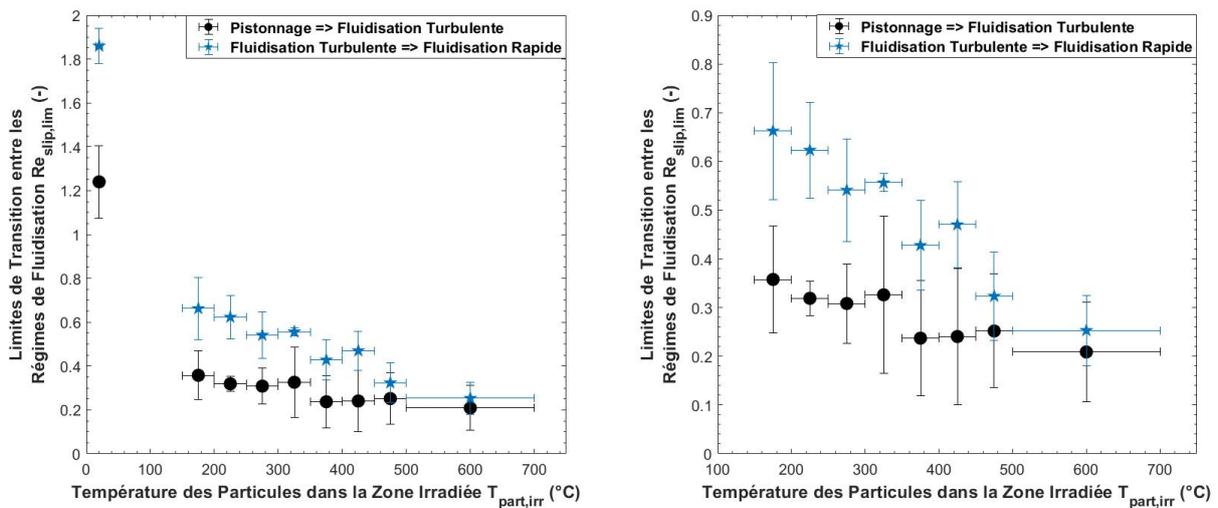


Figure 112 : Diagrammes des régimes de fluidisation identifiés dans le tube du récepteur solaire, représentés en termes de grandeurs adimensionnelles, et conditionnés par gammes de température moyenne des particules dans la zone irradiée.

Comme discuté dans le [Chapitre IV](#), une loi de coalescence permet d'exprimer la hauteur de transition entre les pistons de paroi et les pistons axisymétriques en fonction de la vitesse de glissement [82]. On peut voir sur la [Figure 112](#) que cette tendance semble similaire. Cependant, il n'y a pas assez de points identifiés comme des pistons de paroi sur chaque diagramme pour faire correspondre une corrélation. Il y a toutefois suffisamment de points dans chaque régime pour établir des limites verticales, calculées en maximisant le nombre de points correctement identifiés dans leurs zones respectives, de la même façon qu'en [Section 4.3.2.2](#). La « validation », spécifiée dans le titre de chaque diagramme, est le rapport du nombre de points correctement identifiés dans leur zone sur le nombre de points total du diagramme :  $n_{régime}/n_{régime,tot}$ . De cette manière, les limites entre les régimes de pistonnage et de fluidisation turbulente, et entre les régimes de fluidisations turbulente et rapide ont été établies et sont représentées respectivement en noir et en bleu sur chaque diagramme par des pointillés verticaux.

Du fait de la spécificité du banc expérimental, la même gamme de nombre de Reynolds local n'a pas pu être balayé pour chaque température de particules, donc pour chaque diagramme. Ils ont cependant été représentés avec les mêmes échelles, de sorte qu'on observe facilement l'influence de la température sur les transitions entre les régimes. La [Figure 113](#) montre directement cette dépendance sur les transitions du régime de pistonnage vers le régime de fluidisation turbulente (noir), et du régime de fluidisation turbulente vers le régime de fluidisation rapide (bleu). Les barres d'erreurs sur les températures représentent la gamme complète associée, tandis que celles sur les nombres de Reynolds de transition sont calculées comme étant l'opposé du nombre de validation du diagramme correspondant ( $1 - n_{régime}/n_{régime,tot}$ ). La sous-figure de gauche est la même que celle de droite, à ceci près qu'elle précise les valeurs obtenues à température ambiante.

Deux comportements sont à noter d'après cette figure. Premièrement, on constate que les valeurs de  $Re_{slip}$  pour lesquelles apparaissent les régimes de fluidisation turbulente et rapide décroissent toutes deux avec la température. Ces valeurs limites sont très inférieures aux limites établies à température ambiante. Deuxièmement, le domaine de  $Re_{slip}$  pour lequel existe le régime de fluidisation turbulente – c'est-à-dire l'écart entre les points bleus et noirs – diminue lui aussi avec la température.



**Figure 113** : Évolutions des limites entre les régimes de pistonnage et de fluidisation turbulente (noir), et entre les régimes de fluidisation turbulente et rapide (bleu), en termes de nombre de Reynolds de glissement et en fonction de la température moyenne des particules dans la zone insolée du récepteur.

Il est difficile de comparer directement les données présentées précédemment à propos des transitions entre régimes avec la littérature, puisque la plupart des études ont été réalisées uniquement à température ambiante. Néanmoins, plusieurs corrélations de transitions ont été établies en termes de nombre de Reynolds en fonction du nombre d'Archimède ( $Ar$ ). Elles sont résumées dans le [Tableau 14](#). Le calcul de  $Ar$  est rappelé en Équation (97). Dans notre cas, le nombre d'Archimède peut être calculé pour chaque gamme de température en considérant  $T_{part,irr}$  dans le calcul des propriétés de l'air concernées (cf. [Annexe A.2](#)). Ainsi, les limites de transition de début et de fin du régime de fluidisation turbulente déterminées plus haut, en termes de nombre de Reynolds de glissement, peuvent être tracées en fonction du nombre d'Archimède nouvellement calculé ([Figure 114](#)). Sur cette figure, les nombres d'Archimède élevés correspondent aux faibles températures. De la même manière que précédemment, le début du régime de fluidisation est représenté en noir, et la fin, en bleu.

$$Ar = \frac{\rho_{air}(\rho_{part} - \rho_{air})gd_{sv}^3}{\mu_{air}} \quad (97)$$

Rabinovich & Kalman [65] ont établi des corrélations de transitions en utilisant un nombre de Reynolds modifié, qui correspond finalement au produit  $(1 - \alpha)Re_{slip}$ . Les auteurs fournissent des valeurs de  $\alpha$  de 0,1 et 0,04 associées respectivement aux régimes de fluidisation turbulente et rapide. Cela permet de les tracer sur la [Figure 114](#) (traits pleins). Dans les corrélations de Bi & Grace [99] et Deng *et al.* [66], les nombre de Reynolds de transitions sont calculés d'après la vitesse superficielle d'air. Des nombres de Reynolds de glissement correspondants ont été calculés d'après les données des paramètres expérimentaux fournies par les auteurs. Ils sont présentés sur la figure par des tirets et des pointillés, respectivement. Zhu & Zhu [96] ont développé un concept de lit fluidisé circulant en régime de fluidisation turbulente (C-TFB). Ils n'ont pas déterminé de corrélation de transition en fonction du nombre d'Archimède, mais ils fournissent suffisamment d'informations pour représenter leur domaine de travail sur la figure (carré noir). Les incertitudes associées de ces corrélations sont de  $\pm 30\%$  environ.

Finalement, une corrélation a été établie d'après nos résultats expérimentaux. La forme de cette corrélation est donnée par l'Équation (98), et les coefficients  $I$  et  $J$  sont précisés dans le [Tableau 14](#). Un coefficient de détermination ( $R^2$ ) de 86 % est associé à la transition du pistonnage vers la fluidisation turbulente, et de 95 % en ce qui concerne la transition de la fluidisation turbulente vers la fluidisation rapide.

$$Re_{slip} = IAr^J \quad (98)$$

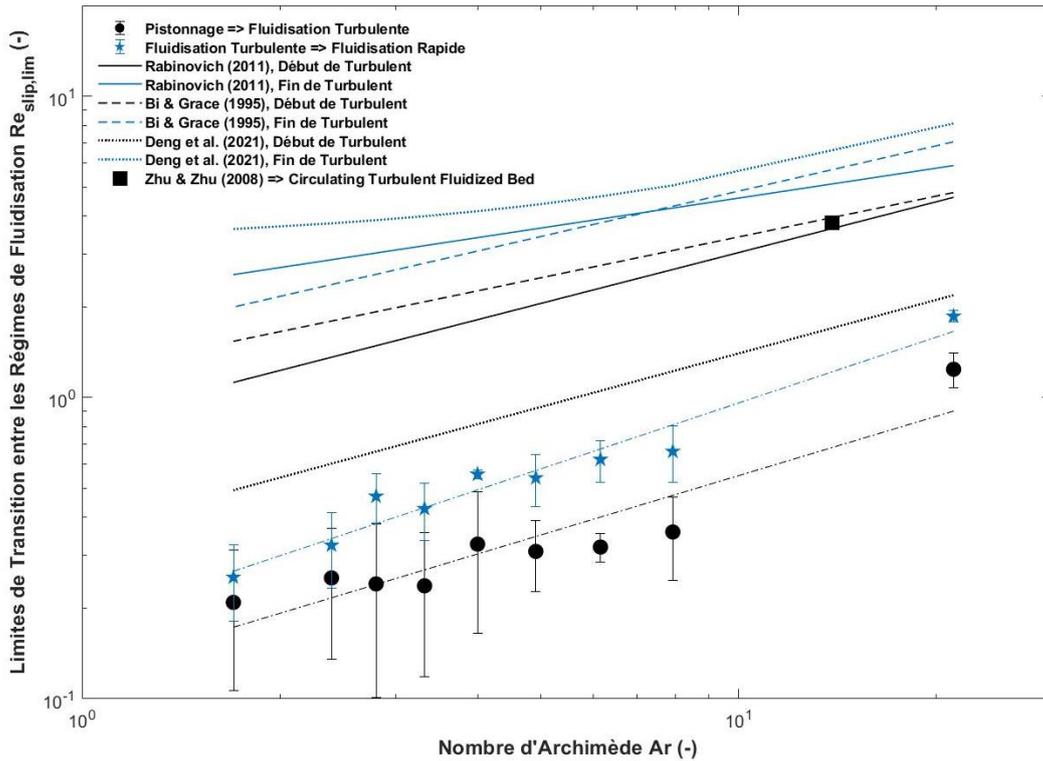


Figure 114 : Comparaison des limites de transitions entre les régimes de pistonnage et de fluidisation turbulente (noir), et entre les régimes de fluidisation turbulente et rapide (bleu) avec la littérature, en termes de nombre de Reynolds de glissement et en fonction du nombre d'Archimède.

Tableau 14 : Corrélations établies dans les études de référence sur les transitions entre régimes de fluidisation.

Références	Rabinovich & Kalman [65]			Bi & Grace [99]		Deng <i>et al.</i> [66]				Cette Etude	
Équation de la Transition	$(1 - \alpha)Re_{slip} = (A * Ar^B)$			$Re_{air} = C * Ar^D$		$Re_{air} = E * Ar^F$		$Re_{air} = G + HAr$		$Re_{slip} = I * Ar^J$	
	$\alpha$	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
Pistonnage vers Fluidisation Turbulente	0.1	0.75	0.56	1.21	0.45	0.36	0.59	N.A	N.A	0.12	0.18
Fluidisation Turbulente vers Fluidisation Rapide	0.04	2.06	0.33	1.53	0.50	N.A	N.A	3.23.	0.23	0.65	0.73

Tout d'abord, on constate que les corrélations de la littérature prédisent la diminution des seuils limites des régimes de fluidisation turbulente et rapide avec la diminution du nombre d'Archimède, c'est-à-dire avec l'augmentation de la température. Les formes des évolutions semblent similaires avec nos résultats, en étant quasi-linéaires en échelle logarithmique. Cela signifie que le nombre d'Archimède est pertinent pour prendre en compte l'influence de la température sur les transitions entre les régimes de fluidisation. En ce qui concerne la diminution du domaine d'existence du régime de fluidisation turbulente avec la température, nos données sont en accord avec le comportement prédit par Bi & Grace [99], tandis que les corrélations de Rabinovich & Kalman [65] et Deng [66] prédisent une tendance inverse.

Malgré les similarités des comportements, nos valeurs de transitions restent significativement inférieures à celles proposées dans la littérature. Ceci s'explique principalement par la force motrice utilisée pour provoquer la circulation de particules. En effet, dans le concept de récepteur solaire à particules fluidisées, l'écoulement des particules est contrôlé par la combinaison de l'aération secondaire en bas des tubes et de la surpression dans le dispensier. Par conséquent, une partie de l'énergie nécessaire pour mettre les particules en circulation est fournie par la surpression, comme cela a été démontré par [138]. A l'inverse, dans les études citées de la littérature, la circulation des particules est générée uniquement par de très fortes vitesses d'air (d'environ un ordre de grandeur supérieures aux nôtres). Toute l'énergie est donc apportée par cet air, impliquant des transitions entre régimes à de plus fortes vitesses, et de faibles fractions volumiques de particules. Ce point est discuté dans la section suivante.

## 5.5.2. Fraction volumique de particules

Dans la [Section 5.2.2.2](#), l'évolution de la fraction volumique de particules dans le récepteur a été décrite de manière globale, en fonction des paramètres opératoires. Maintenant que les régimes de fluidisation ont été établis, il est intéressant d'étudier son évolution d'un point de vue local. Dans cette idée, la [Figure 115](#) présente l'évolution de  $\alpha_i$  en fonction des paramètres expérimentaux, regroupés dans la vitesse de glissement locale. Les régimes de fluidisation y sont identifiés par les marqueurs et couleurs de la même manière que précédemment.

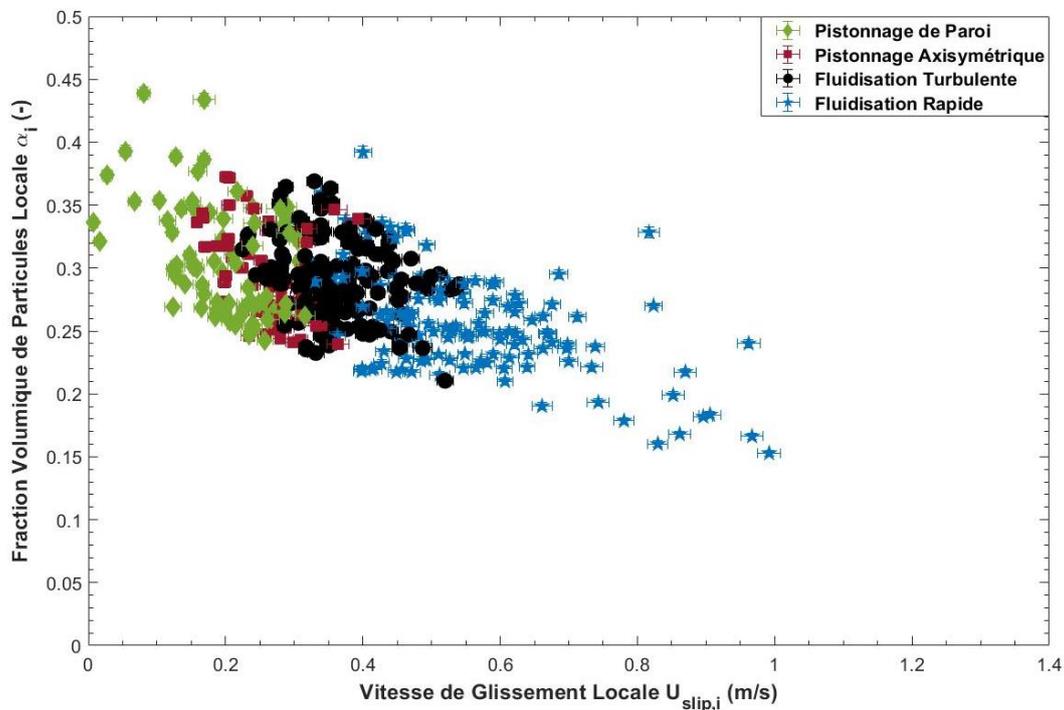


Figure 115 : Fraction volumique de particules locale en fonction de la vitesse de glissement locale, pour les différents régimes de fluidisation identifiés.

Tout d'abord, notons qu'une représentation adimensionnelle, c'est-à-dire en fonction du nombre de Reynolds de glissement (comme pour le section précédente) ne permet pas de regrouper les points. Ce résultat n'est pas présenté ici pour ne pas surcharger le manuscrit. A l'inverse, une représentation en fonction de la vitesse de glissement permet de mettre en évidence une diminution de la fraction volumique de particules avec  $U_{slip}$ , similairement aux résultats obtenus à température ambiante. Cela signifie que les effets visqueux ne semblent pas impacter pas  $\alpha$ , qui est un paramètre caractérisant macroscopiquement la suspension de particules (et moyenné temporellement et spatialement), mais ont une forte influence sur la manière dont les particules sont mélangées, c'est-à-dire sur les régimes de fluidisation.

Ensuite, on constate que  $\alpha$  est globalement supérieur à 0,2, hormis dans le cas de fortes vitesses de glissement, qui correspondent alors au régime de fluidisation rapide en zone diluée. Cette donnée confirme que les suspensions de particules fluidisées restent denses, caractéristique nécessaire à l'opération du récepteur solaire. On identifie ici une différence majeure avec les *risers* et lits fluidisés circulants, puisque ces derniers fonctionnent en régime de fluidisation rapide avec des fractions volumiques inférieures à 0,1 [65,91,92].

Enfin, il est important de noter que tous les points de tous les essais sont représentés sur la Figure 115, c'est-à-dire sans séparation par gamme de température des particules. Il a toutefois été montré en Section 5.2.2.1 que la vitesse de glissement augmente avec la température, ce qui explique la forte dispersion des points sur la figure – plus importante qu'à température ambiante – malgré la tendance générale décroissante. Pour illustrer cet effet, la Figure 116 montre directement l'évolution de  $\alpha_i$  en fonction de la température des particules, cette fois-ci mesurée localement. Seuls les points associés à des gammes de vitesse de glissement fixées – notifiées en titre de chaque sous-figure – sont tracés. Les régimes de fluidisation y sont représentés suivant les mêmes codes couleur/marqueur que précédemment. On identifie clairement des tendances décroissantes, ce qui prouve bien que la température a une influence directe sur la fraction volumique de particules locale.

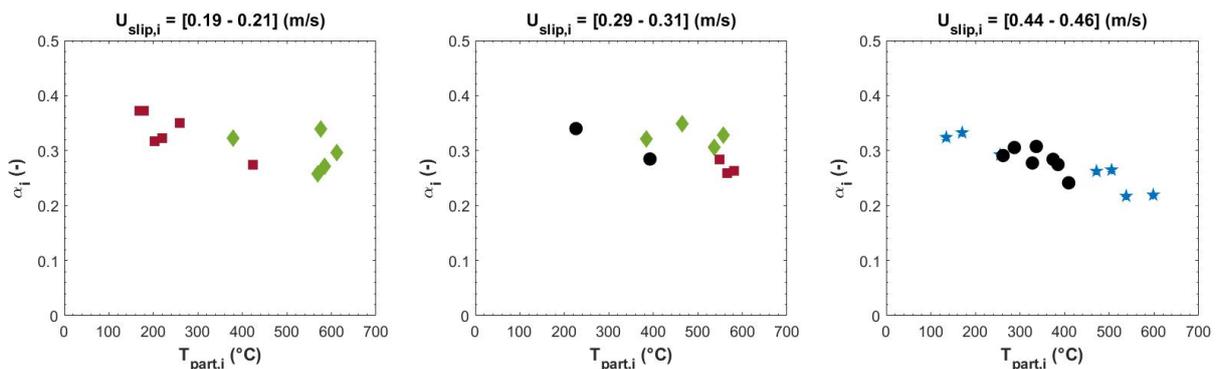


Figure 116 : Fraction volumique de particules locale en fonction de la température des particules, pour trois gammes de vitesse de glissement.

### 5.5.3. Effet du régime de fluidisation sur le transfert de chaleur

Dans cette section, on s'intéresse à la relation entre les régimes de fluidisation et le transfert de chaleur paroi-particules, introduit en Section 5.4. Pour s'affranchir au maximum de l'effet du flux massique de particules et isoler l'impact des régimes, le coefficient de transfert de chaleur adimensionnel,  $H_{paroi,part}$ , est représenté sur la Figure 117 en fonction du nombre de Reynolds de glissement. En effet, d'après les conclusions des sections précédentes, c'est cette grandeur qui pilote les transitions entre les régimes de fluidisation. Le coefficient  $H_{paroi,part}$  étant une quantité caractérisant l'échange de chaleur sur toute la zone insolaire du récepteur, le nombre de Reynolds de glissement doit être moyenné sur cette dernière. Les représentations dimensionnelles (c'est-à-dire coefficient de transfert de chaleur  $h_{paroi,part}$  et/ou vitesse de glissement) ne sont pas présentées pour ne pas surcharger le manuscrit, puisque ces représentations ne permettent de dégager aucune tendance claire. Cela atteste encore une fois que c'est bien  $Re_{slip}$  qui gouverne les régimes de fluidisation, ainsi que le transfert de chaleur.

On observe sur la figure que les plus hautes valeurs du coefficient  $H_{paroi,part}$  sont obtenues pour le régime de fluidisation turbulente. Cependant, tous les points sont tracés sur la même figure, sans distinction par gamme de température des particules. Aussi, les transitions entre régimes de fluidisation sont modifiées, de sorte que plusieurs régimes de fluidisation sont superposés sur la figure pour une même gamme de  $Re_{slip}$  et sont donc associés à plusieurs valeurs du coefficient de transfert de chaleur.

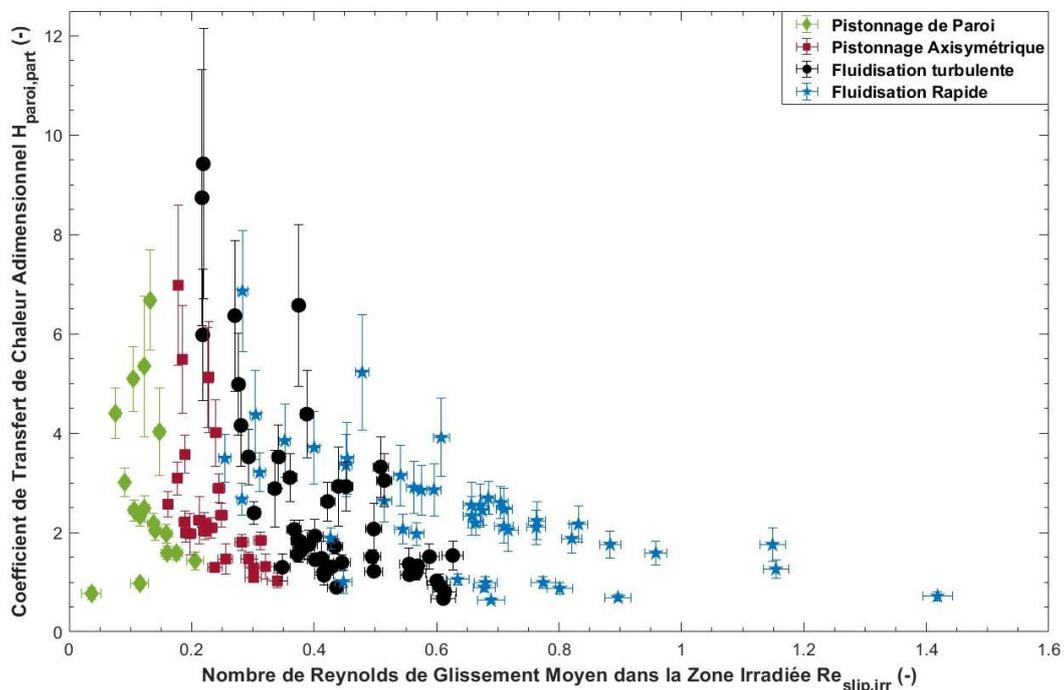


Figure 117 : Coefficient adimensionnel de transfert de chaleur paroi-particules en fonction du nombre de Reynolds de glissement, moyenné dans la zone irradiée du récepteur, pour les différents régimes de fluidisation observés.

Nous avons vu dans la [Section 5.4](#) portant sur les transferts thermiques que le coefficient  $H_{paroi,part}$  augmente avec la température. Aussi, pour observer précisément l'influence des régimes de fluidisation sur la qualité du transfert de chaleur, il faudrait séparer la figure précédente par gamme de température, de la même manière que pour les diagrammes des régimes de fluidisation. Cependant, comme il s'agit ici de grandeurs globales sur la zone irradiée, il n'y a qu'un point calculé par essai. Il n'y a donc que très peu de points à représenter par sous-figure (pour une gamme de température), et cela ne permet pas d'observer une tendance particulière.

Une autre représentation possible est donnée par la [Figure 118](#). Sur cette figure, trois gammes de température moyenne des particules dans la zone irradiée du récepteur ont été sélectionnées. Pour chacune de ces gammes, les valeurs du coefficient de transfert de chaleur adimensionnel correspondant aux régimes de pistonage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont été moyennées. Les barres d'erreurs ont été calculées comme l'écart-type associé au processus de moyenne.

On observe clairement que pour un régime de fluidisation donné, l'intensité du transfert de chaleur entre les parois internes du tube et les particules augmente avec la température, ce qui est en accord avec les prédictions de [46,149]. Par ailleurs, à basse température, les valeurs de  $H_{paroi,part}$  semblent équivalentes pour les trois régimes. Lorsque la température augmente, le régime de fluidisation turbulente est associé au meilleur transfert de chaleur. Ceci s'explique par le fort mélange des particules ainsi que par la fraction volumique de particules élevée associée au régime de fluidisation turbulente.

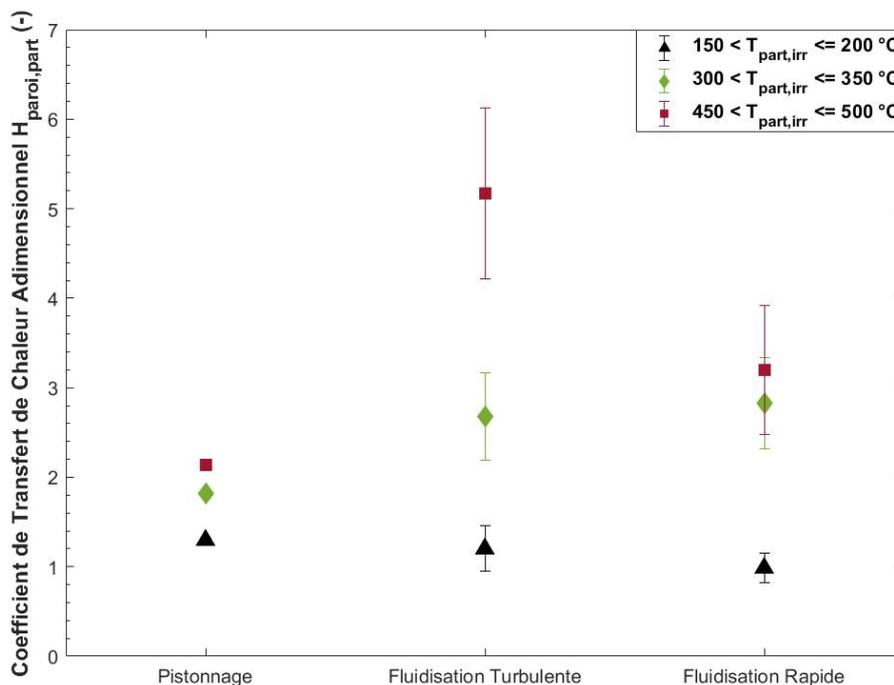


Figure 118 : Représentation du coefficient adimensionnel de transfert de chaleur en fonction du régime de fluidisation, pour plusieurs gammes de température des particules.

## 5.6. Conclusion

Le comportement d'une suspension dense de particules fluidisées appartenant au groupe A de la classification de Geldart a été étudié dans un tube récepteur de fort ratio hauteur/diamètre ( $\approx 70$ ) sous conditions d'irradiation solaire avec une concentration moyenne (sur toute la zone irradiée du récepteur) variant entre 200 et 600 Soleils. Avec des valeurs locales de concentration pouvant atteindre jusqu'à 800 Soleils, les expériences ont permis de montrer que le système peut supporter des hautes densités de flux solaire. Des températures des particules en sortie de récepteur allant jusqu'à 680 °C ont été obtenues, nécessaires pour actionner des cycles thermodynamiques à haut rendement dans le cas d'une centrale solaire à plus grande échelle. Cette valeur de température maximale est atteinte à différentes valeurs du flux massique de particules en fonction de leur température dans le dispenser. Des efficacités thermiques du récepteur de 70 % ont été obtenues. Il paraît logique de pouvoir atteindre des efficacités de l'ordre de 85 % et plus en travaillant avec plus de tubes absorbeurs et entourés d'une cavité.

Les réponses dynamiques du système ont également été étudiées. L'analyse de celles-ci montre que le contrôle du récepteur solaire peut être basé soit sur la pression dans le dispenser soit sur le débit d'aération. La première entraîne de fortes variations des paramètres opératoires (en particulier le flux massique et la température des particules), tandis que le second permet de les ajuster finement. Le temps de réponse du système est similaire quel que soit le contrôle choisi, et est de l'ordre de 60 secondes. Les deux méthodes de contrôle peuvent donc être utilisées simultanément pour ajuster le fonctionnement d'une centrale solaire, par exemple suite à une variation du *DNI*.

En parallèle à l'étude des performances thermiques du récepteur solaire et de son contrôle, l'hydrodynamique de la suspension a également été analysée. Les signaux temporels de pression, enregistrés à différentes hauteurs dans le tube, ont été traités par les méthodes développées dans l'étude précédente à température ambiante. Ceci a permis d'identifier les régimes de bullage, de pistonage (de paroi et axisymétrique), de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide. Bien que la température des particules soit prise en compte dans le calcul de la vitesse de glissement locale, cela ne suffit pas pour obtenir un diagramme des régimes similaire à celui de l'étude précédente. En revanche, plusieurs diagrammes ont été obtenus en les triant par gamme de température des particules et en les représentant en fonction de la hauteur et du nombre de Reynolds de glissement local. Il en résulte que le nombre de Reynolds de glissement – qui permet de prendre en compte la variation des effets visqueux avec la température – gouverne les régimes de fluidisation dans le tube. Les limites des transitions entre régimes, en particulier le début et la fin du régime de fluidisation turbulente, diminuent avec la température. Ces variations sont différentes, respectivement de 45 et 60 % pour une température moyenne des particules dans la zone irradiée augmentant de 100 à 600 °C, de sorte que le domaine d'existence du régime de fluidisation turbulente diminue également avec la température.

La fraction volumique de particules, paramètre macroscopique permettant de caractériser l'hydrodynamique de la suspension, diminue quasi-linéairement avec la vitesse de glissement. Les effets visqueux n'impactent donc que le mélange des particules, et non leur concentration moyenne. A vitesse de glissement fixée, la température a un fort impact sur la fraction volumique, avec des diminutions relatives d'environ 30 % lorsque la température augmente de 100 à 600 °C.

Pour caractériser les transferts thermiques et dimensionner le système (notamment pour une augmentation d'échelle), le coefficient de transfert de chaleur global entre les particules et les parois internes du tube est classiquement calculé. Bien que l'homogénéité de la distribution de flux solaire sur le tube récepteur impacte la précision du calcul, des valeurs moyennes de  $1000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  avec des maxima supérieurs à  $1500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ont été obtenus. La valeur du coefficient étant très dépendante du flux massique de particules, il ne retranscrit pas l'intensité du transfert de chaleur. Un coefficient adimensionnel a donc été établi, prenant en compte le débit du fluide caloporteur. Ce coefficient augmente avec la température, avec des valeurs jusqu'à 6 – 7 fois plus importantes à des températures d'environ  $500 - 600 \text{ }^\circ\text{C}$  qu'à  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ . De plus, le régime de fluidisation turbulente est associé aux plus hautes valeurs de ce coefficient adimensionnel, en particulier à haute température. Par conséquent, ce régime doit être privilégié dans des conditions opératoires d'une centrale industrielle.



## Conclusions Générales et Perspectives

Le concept de récepteur solaire à particules fluidisées, développé par le laboratoire PROMES, a fait l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales. Réalisées à des échelles relativement petites (principalement avec un tube récepteur unique), ces études ont permis de prouver l'intérêt du concept et de mettre en avant deux principaux verrous. Cette thèse visait à comprendre les écoulements et les transferts de chaleur dans un tel récepteur solaire, en levant ces verrous pour améliorer la technologie.

Le premier est lié aux températures de paroi élevées des tubes constituant le récepteur, impliquant de fortes pertes thermiques. L'utilisation d'une cavité permet de diminuer ces dernières et d'augmenter les performances du système, de la même manière que dans les récepteurs tubulaires commerciaux (à sels fondus). Cela a été mis en évidence lors d'une précédente étude réalisée avec seize tubes récepteurs au sein d'une cavité. Cependant, l'effet des dimensions du récepteur et de sa cavité, extrapolé à une échelle commerciale, n'avait pas été étudié.

Un modèle thermique simplifié de récepteur solaire à échelle industrielle a été développé. Pour une puissance thermique du récepteur de  $50 \text{ MW}_{\text{th}}$ , 360 tubes irradiés par une densité de flux solaire de  $400 \text{ kW/m}^2$  sont nécessaires. Ces tubes, qui forment l'absorbeur, sont disposés en arc de cercle et entourés par une cavité, l'ensemble constituant le récepteur. Les gammes de paramètres géométriques permettant d'obtenir un rendement thermique supérieur et égal à 85 % ont été déterminées. Cette valeur est nécessaire afin de rendre le concept compétitif par rapport aux récepteurs solaires industriels existants.

Il résulte du modèle thermique que les dimensions de l'ouverture de la cavité ainsi que sa distance par rapport à l'absorbeur sont les paramètres influençant majoritairement les pertes thermiques – radiatives et convectives – du récepteur. Le calcul des pertes convectives dans un tel récepteur étant relativement complexe et sujet à débat, plusieurs configurations ont été testées. Le rendement thermique visé de 85 % est atteint pour une surface d'ouverture de la cavité de  $20 \text{ m}^2$  dans le cas de fortes pertes convectives (surestimées), et de  $25 \text{ m}^2$  dans le cas de faibles pertes convectives (plus réalistes). Les valeurs obtenues sont consistantes avec de précédentes données estimées dans le cas de géométries non optimisées, permettant de montrer que la technologie de récepteur solaire à particules fluidisées reste intéressante à plus grande échelle.

Les perspectives d'amélioration du modèle thermique concernent les points suivants. Premièrement, améliorer le calcul des pertes convectives au sein de la cavité. Deuxièmement, prendre en compte un champ d'héliostat réel pour déterminer la distribution de flux solaire incident associée. Les variations de géométrie du système influencent fortement cette distribution. Troisièmement, dans le modèle développé, les températures de paroi – des tubes récepteurs et des surfaces passives de la cavité – sont estimées suite à plusieurs considérations, elles-mêmes basées sur de précédentes études. La mise en place d'un bilan thermique plus complet sur tout le système (absorbeur + cavité) permettrait de calculer ces températures précisément en fonction des conditions expérimentales. Tous les points évoqués plus haut sont corrélés, et leur intégration dans le modèle de récepteur aiderait à préciser les informations obtenues sur l'optimisation de la géométrie de la cavité.

Le second verrou concernant l'utilisation du récepteur solaire à particules fluidisées est la présence de plusieurs régimes de fluidisation dans les tubes récepteurs en fonction des conditions expérimentales. Bien que les conditions d'apparition de ces régimes aient été largement étudiées dans la littérature concernant les lits fluidisés circulants classiques, le système utilisé ici est basé sur un fonctionnement différent. En effet, dans ces lits fluidisés classiques, la circulation des particules est uniquement pilotée par une forte injection d'air en bas des tubes. Ici, les particules circulent grâce à la combinaison d'une surpression dans le dispenser – dans lequel sont plongés les tubes – et d'une injection secondaire d'air en bas des tubes. Aussi, rien ne justifie que les conditions d'apparition des régimes de fluidisation y soient identiques. Ces régimes n'ayant pas été examinés lors des précédentes études réalisées sur le concept de récepteur solaire, deux dispositifs expérimentaux ont été conçus pour être utilisés avec un tube, à température ambiante et sous flux solaire concentré.

Suite aux recommandations déterminées dans le cadre du projet européen Next CSP, les particules utilisées sont de l'olivine, car elles proposent un bon compromis entre leurs propriétés thermophysiques, leur toxicité, et leur coût. Un échantillon de particules a été caractérisé, par granulométrie et à l'aide d'une colonne de fluidisation. Leur diamètre moyen de  $61 \mu\text{m}$  ainsi que les vitesses minimales de fluidisation et de bullage confirment qu'elles appartiennent au groupe A de la classification de Geldart. De fait, les vitesses d'air requises pour les fluidiser sont relativement faibles. Cette caractéristique est nécessaire afin de diminuer la consommation énergétique liée aux différentes injections d'air lors d'une extrapolation du système à de plus grandes échelles.

Le comportement de la suspension de particules fluidisées a été étudié à température ambiante dans un premier temps, à l'aide d'un système constitué d'un tube en verre. De larges gammes de flux massique de particule et de vitesse superficielle d'air dans le tube ont été balayées durant les expériences, entre 0 et  $392 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$  et entre 0 et  $0,54 \text{ m/s}$  respectivement. Les signaux temporels de pression enregistrés à différentes hauteurs du tube ont été analysés à l'aide de plusieurs méthodes. Certaines d'entre elles sont des méthodes classiques utilisées en traitement du signal. Par exemple, le calcul de la fonction de corrélation croisée entre deux signaux, dans le domaine temporel, permet de remonter aux vitesses de déplacement des structures d'air. Ensuite, l'analyse d'incohérence d'un signal, dans le domaine fréquentiel, consiste à déterminer une densité spectrale de puissance représentative des phénomènes locaux, c'est-à-dire des structures d'air. Un équivalent du rapport signal/bruit peut également être extrait de ce spectre. D'autres méthodes ont été développées dans le cadre de cette thèse d'après les résultats obtenus, telles que le profil d'évolution de la fraction volumique de particules sur la hauteur, ou tout simplement des observations visuelles.

Par combinaison de toutes ces méthodes d'analyses, les régimes de bullages, de pistonage de paroi, de pistonage axisymétrique, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ont été identifiés dans le tube pour différentes configurations expérimentales. Un diagramme complet de ces régimes et de leurs conditions d'apparition a été établi en termes de hauteur en fonction des paramètres expérimentaux, regroupés dans la vitesse de glissement locale. Il en résulte que la vitesse de glissement est le paramètre clé qui gouverne l'hydrodynamique de la suspension. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ce diagramme.

Les régimes de pistonage, de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide ne peuvent coexister sur la hauteur du tube, mais ne dépendent que de la vitesse de glissement. Les limites entre ces régimes ont ainsi pu être déterminées. Les bulles présentes en bas du tube vont coalescer en pistons de paroi à faible vitesse de glissement, puis en pistons axisymétriques d'après une simple loi de coalescence. À plus forte vitesse de glissement (autour de  $0,38 \text{ m/s}$ ), la scission des bulles

prédomine sur leur coalescence, induisant le régime de fluidisation turbulente. Pour une vitesse de glissement d'environ 0,57 m/s, il n'y a plus de bulles en bas du tube. Seul le régime de fluidisation rapide est présent, et sépare la suspension de particules en une zone relativement dense sur la partie basse, puis une zone plus diluée sur la hauteur. Les limites qui encadrent le régime de fluidisation turbulente, qui correspondent à des nombres de Reynolds particulières de glissement de respectivement 1,24 et 1,86, sont significativement plus basses que celles déterminées dans la littérature des systèmes circulants classiques. Cet écart est dû au contrôle de la circulation des particules en partie par un gradient de pression, qui permet de diminuer l'énergie à apporter par l'air pour provoquer une transition de régime. Une des caractéristiques originales de notre système est le maintien d'une suspension dense de particules ( $\alpha \geq 0,15$ ) même en régime de fluidisation rapide. Par ailleurs, la fraction volumique des particules est corrélée à la vitesse de glissement en une tendance décroissante et quasi-linéaire.

Dans un second temps, l'effet de la température a été étudié à l'aide d'un dispositif expérimental similaire, positionné au foyer du four solaire d'Odeillo afin d'être utilisé sous irradiation solaire concentrée. Le tube récepteur, cette fois-ci en métal (Inconel) et recouvert d'une peinture noire (Pyromark) pour augmenter son absorptivité, est insolée sur un mètre de hauteur. Plusieurs configurations de flux solaire incident ont été testées, correspondant à une puissance solaire incidente comprise entre 19 et 56 KW.

Les réponses dynamiques du système ont été étudiées. Le contrôle du récepteur solaire peut être basé soit sur la pression dans le dispenser, impliquant alors de fortes variations des températures, du flux massique de particules et des performances thermiques du système, soit sur le débit d'aération, provoquant ainsi de faibles variations des paramètres expérimentaux. Pour un récepteur à échelle industrielle, constitué de plusieurs centaines de tubes, ces derniers sont plongés dans le même dispenser et ressentent donc la même pression. Un contrôle du système par pression peut donc être appliqué afin de se placer dans une gamme de travail. Ensuite, un contrôle par débit d'aération peut être réalisé pour compenser les variations de *DNI* ou la distribution de flux solaire sur le récepteur, et ainsi ajuster les performances globales du système.

Les performances thermiques du récepteur ont été analysées en conditions stationnaires de pression, de température et de flux massique de particules. Des températures de particules allant jusqu'à 680 °C en sortie de récepteur ont été obtenues. Cette valeur permet d'actionner un cycle thermodynamique à fluide de travail supercritique dans le cadre d'une extrapolation du récepteur à plus grande échelle. Le flux massique de particules nécessaire pour atteindre ces hautes températures dépend de la puissance solaire incidente, et peut être augmenté – augmentant ainsi le rendement du récepteur – en préchauffant les particules dans le dispenser. Des températures allant jusqu'à 300 °C dans le dispenser ont été testées, correspondant à des températures du stockage « froid » d'une centrale industrielle. Des rendements thermiques de récepteur allant jusqu'à 70 % ont été déterminés. Cette valeur peut être augmentée en plaçant le récepteur au sein d'une cavité dans le cadre d'un récepteur constitué de plusieurs tubes.

Parallèlement, l'influence de la température sur les conditions d'apparition des régimes de fluidisation dans le tube récepteur a été évaluée. Les signaux temporels de pression enregistrés à différentes hauteurs du tube ont été analysés à l'aide des méthodes de traitement établies lors de l'étude réalisée à température ambiante. Les mêmes régimes de fluidisation ont été identifiés. Bien que la température soit prise en compte dans le calcul de la vitesse de glissement, cela ne suffit pas pour établir un diagramme complet des régimes de fluidisation similaire à précédemment. Cependant,

en distinguant les données par gamme de température des particules (moyennée dans la zone irradiée du récepteur) et en traçant un diagramme pour chaque gamme, on voit clairement apparaître des tendances. Premièrement, une représentation en fonction du nombre de Reynolds de glissement (et non simplement la vitesse de glissement) est primordiale pour regrouper les régimes par zone, signifiant que les propriétés physiques de l'air – qui dépendent fortement de la température – doivent être prises en compte pour comprendre l'hydrodynamique de la suspension. Deuxièmement, les limites d'établissement des régimes de fluidisation turbulente et de fluidisation rapide diminuent avec la température. En nombre de Reynolds, elles diminuent respectivement de 0,36 et 0,66 à une température de 100 °C à 0,21 et 0,25 pour une température de 600 °C. On note par ailleurs une diminution de la différence entre ces valeurs avec la température, c'est-à-dire une diminution du domaine d'existence du régime de fluidisation turbulente. Là-encore, les limites obtenues sont très inférieures à celles calculées d'après la littérature scientifique de par la spécificité de la mise en circulation des particules dans le récepteur.

De la même manière qu'à température ambiante, la vitesse de glissement locale permet de regrouper les valeurs de fractions volumiques de particules en une tendance décroissante. Cela signifie que les effets visqueux impactent fortement le mélange des particules et le régime de fluidisation qui en découle, mais ne contrôlent pas la concentration moyenne des particules dans la suspension. En outre, l'augmentation de température diminue grandement la fraction volumique.

Le coefficient de transfert de chaleur global entre les parois internes du tube et les particules est une grandeur permettant le dimensionnement d'un récepteur solaire, notamment dans le cadre d'une augmentation d'échelle. Pour un flux massique de particules supérieur à 10 kg/(m<sup>2</sup>s), la majorité des points sont regroupés entre 800 et 1200 W/(m<sup>2</sup>K). Des valeurs supérieures à 1500 W/(m<sup>2</sup>K) ont toutefois été établies pour des forts flux solaires incidents. Cependant, la façon de calculer ce coefficient le rend très dépendant du flux massique de particules, et ne retranscrit pas parfaitement la qualité du transfert de chaleur. Dans cette optique, un coefficient de transfert de chaleur adimensionnel a été déterminé. Il résulte des analyses de ce coefficient que l'intensité du transfert de chaleur augmente d'une part avec la température et d'autre part lorsque la suspension est en régime de fluidisation turbulente, de par le bon compromis offert par ce régime entre un mélange des particules intense et une suspension suffisamment dense. En conclusion sur cet aspect, le régime de fluidisation turbulente doit être privilégié en condition d'exploitation d'une centrale solaire basée sur cette technologie de récepteur.

Pour optimiser le fonctionnement du concept de récepteur solaire à particules fluidisées dans des tubes, plusieurs travaux restent à développer.

Premièrement, simuler les écoulements de particules sous irradiation solaire. Une autre thèse est actuellement en cours sur ce sujet. Cela permettra d'améliorer la compréhension des conditions d'apparition des régimes de fluidisation dans le tube récepteur, à travers de plus larges gammes de paramètres expérimentaux que ce qui est réalisable avec les dispositifs expérimentaux.

Deuxièmement, étudier les interactions entre plusieurs tubes plongés dans le même dispensier. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, des expériences ont été réalisées avec deux tubes (avec le dispositif expérimental RALF, à température ambiante). Il semble en effet qu'augmenter le débit d'aération sur un tube – à pression totale fixée – ne fait pas qu'augmenter la hauteur de la suspension dans ce même tube, mais provoque également une diminution de la hauteur de la suspension dans le second tube. Sous condition de circulation et d'insolation, ce phénomène pourrait provoquer un arrêt de la circulation sur un des tubes et engendrer une surchauffe du récepteur. Cela doit être évité à tout prix dans une centrale industrielle en opération.

Troisièmement, réaliser un modèle global du récepteur solaire. Ce modèle global utiliserait les bases du modèle thermique de récepteur à cavité détaillé dans ce manuscrit, le préciserait et le combinerait avec un modèle optique à partir d'un champ d'héliostat réel et un modèle de transfert thermique entre les tubes et la suspension en circulation. Les notions de contrôle du récepteur (en conditions transitoires et stationnaires) étudiées dans cette thèse y seraient ajoutées, ainsi que celles liées aux conditions d'apparitions du régime de fluidisation turbulente. Les résultats obtenus suite aux deux autres points évoqués plus haut seraient également inclus. L'objectif général de ce modèle serait de simuler le fonctionnement du récepteur en régimes dynamique et permanent, et d'établir les bases d'un outil de pilotage d'un récepteur solaire industriel. Il permettrait de déterminer les paramètres opératoires à appliquer pour obtenir le meilleur compromis entre une forte température des particules en sortie de récepteur, nécessaire afin d'actionner un cycle thermodynamique adéquat, et un fort rendement thermique. Pour cela, il faut pouvoir se placer en régime de fluidisation turbulente dans chaque tube. Les conditions d'apparition de ce régime dépendent de la température, qui est elle-même une résultante d'un équilibre thermique complet.



## Nomenclature

Cette section regroupe les notations utilisées dans le présent manuscrit de thèse. Les unités associées aux variables sont les unités couramment utilisées pour les appliquer.

### Alphabet Latin

$Ar$	Nombre d'Archimède	$M_{pans}$	Nombre de panneaux de tubes constituant l'absorbeur
$c_{arc}$	Corde de l'arc de cercle (m)	$N_{acq}$	Nombre de points de données contenus dans une acquisition
$CC_{i,i+1}$	Fonction de corrélation croisée entre les signaux de pression $i$ et $i + 1$ (mbar <sup>2</sup> )	$N_s$	Nombre de surfaces dans le récepteur solaire discrétisé
$C_D$	Coefficient de traînée des particules	$N_{t,rec}$	Nombre de tubes constituant le récepteur solaire
$C_p$	Capacité thermique massique (J/(kgK))	$N_{tubes}$	Nombre de tubes par panneau d'absorbeur
$C_{sol}$	Facteur de concentration (Soleils)	$P$	Pression (mbar)
$d_{ape}$	Distance entre l'ouverture de la cavité et l'absorbeur (m)	$P_{sky}$	Pression du ciel dans le dispenser (mbar)
$D$	Diamètre macroscopique (m)	$P_{tot}$	Pression totale dans le dispenser (mbar)
$d_p$	Diamètre d'une particule ( $\mu\text{m}$ )	$\dot{q}$	Débit volumique ( $\text{sm}^3/\text{h}$ )
$d_{pans}$	Longueur d'un panneau de tubes dans l'absorbeur (m)	$r$	Réflectivité spectrale
$d_{sv}$	Diamètre de Sauter ( $\mu\text{m}$ )	$r_{arc}$	Rayon de courbure de l'arc de cercle (m)
$d_v$	Diamètre volumique ( $\mu\text{m}$ )	$Re$	Nombre de Reynolds particulaire
$d_x$	Diamètre moyen correspondant à X % de la population de particules ( $\mu\text{m}$ )	$S$	Section ou surface ( $\text{m}^2$ )
$d_{50}$	Diamètre médian ( $\mu\text{m}$ )	$S_{abs}$	Surface de l'absorbeur ( $\text{m}^2$ )
$e$	Épaisseur (mm)	$S_{ech}$	Surface d'échange pour le calcul de $h_{paroi,part}$ ( $\text{m}^2$ )
$f_{acq}$	Fréquence d'acquisition des données (Hz)	$T$	Température ( $^{\circ}\text{C}$ ou K)
$f_{arc}$	Flèche de l'arc de cercle (m)	$T_{cav}$	Température de l'air à l'intérieur de la cavité ( $^{\circ}\text{C}$ )
$F_p$	Débit massique de particules (kg/h)	$T_{ext}$	Température mesurée par un thermocouple de paroi ( $^{\circ}\text{C}$ )

$g$	Constante d'accélération de la pesanteur (m/s <sup>2</sup> )	$T_{int}$	Température mesurée par un thermocouple interne (°C)
$G_p$	Flux massique de particules (kg/(m <sup>2</sup> s))	$T_{paroi}$	Température de paroi du tube (°C)
$H$	Hauteur (m)	$U$	Vitesse (m/s)
$h_{air}$	Coefficient d'échange convectif avec l'air (W/(m <sup>2</sup> K))	$U_k$	Vitesse minimale de fluidisation rapide (m/s)
$h_{paroi,part}$	Coefficient de transfert de chaleur paroi-particules (W/(m <sup>2</sup> K))	$U_{mb}$	Vitesse minimale de bullage (cm/s)
$H_{paroi,part}$	Coefficient adimensionnel de transfert de chaleur paroi-particules	$U_{mf}$	Vitesse minimale de fluidisation (cm/s)
$IOP_{i0}$	Spectre incohérent du signal de pression $i$ par rapport au signal de référence (mbar <sup>2</sup> /Hz)	$U_t$	Vitesse minimale de fluidisation turbulente (m/s)
$J$	Radiosité (W/m <sup>2</sup> )	$v_t$	Vitesse terminale de chute libre d'une particule isolée, ou vitesse de transport (m/s)
$\dot{m}_p$	Débit massique de particules (kg/s)	$V$	Volume (m <sup>3</sup> )

### Alphabet Grec

$\alpha$	Fraction Volumique de particules, ou Absorptivité spectrale, en fonction des indices et exposants	$\lambda$	Conductivité thermique (W/m/k)
$\alpha_{ape}$	Angle d'inclinaison de l'ouverture de la cavité (°)	$\mu$	Viscosité dynamique (kg/m/s)
$\alpha_h$	Fraction volumique de particules globale moyennée sur tout le tube	$\rho$	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )
$\alpha_{bulk}$	Fraction volumique de particules en lit fixe	$\sigma_{part}$	Dispersion d'un échantillon de particules
$\gamma_{i0}^2$	Terme de cohérence entre un signal de pression $i$ et le signal de référence	$\tau_{lag}$	Décalage temporel intervenant dans le calcul de la corrélation croisée (s)
$\delta$	Terme d'incertitude	$\tau_{part}$	Temps de séjour des particules dans le récepteur (s)
$\Delta$	Terme de différence	$\tau_m$	Décalage temporel associé au maximum de la fonction de corrélation croisée (s)
$\Delta T_{paroi,part}$	Différence de température entre les parois internes du tube et des particules, entre l'entrée et la sortie de la zone irradiée (°C)	$\varphi$	Densité de flux (W/m <sup>2</sup> ), ou Sphéricité d'un échantillon de particules, en fonction de l'indice
$\Delta T_{part}$	Augmentation de température des particules dans le récepteur (°C)	$\phi$	Puissance (W)
$\varepsilon$	Emissivité spectrale	$\phi_{ii}$	Densité spectrale de puissance du signal de pression $i$ (mbar <sup>2</sup> /Hz)
$\eta_{th}$	Rendement thermique du récepteur	$\phi_{i0}$	Densité spectrale de puissance croisée du signal $i$ par rapport au signal de référence
$\theta_{arc}$	Angle d'ouverture de l'arc de cercle (rad)		

**Indices**

<i>ae</i>	Relatif à l'injection d'aération en bas du tube récepteur	<i>irr</i>	Relatif à la zone irradiée du récepteur solaire
<i>air</i>	Grandeur ou propriété relative à l'air	<i>lit</i>	Grandeur relative au lit fluidisé
<i>ape</i>	Relatif à l'ouverture de la cavité du récepteur solaire	<i>loss</i>	Grandeur relative aux pertes thermiques, convectives ou radiatives
<i>atm</i>	Relatif aux conditions atmosphériques	<i>part</i> OU <i>p</i>	Grandeur ou propriété relative aux particules
<i>b</i>	Grandeur relative à une bulle	<i>pyro</i>	Propriété optique relative à la peinture Pyromark
<i>disp</i>	Grandeur relative au dispenser	<i>s</i>	Grandeur relative à un piston
<i>f</i>	Relatif à la fluidisation dans le dispenser	<i>slip</i>	Grandeur relative à la vitesse de glissement
<i>i</i>	Grandeur mesurée ou calculée localement	<i>sol</i>	Grandeur relative au flux solaire incident sur le récepteur
<i>inconel</i>	Propriété thermique relative à l'Inconel	<i>t</i>	Grandeur relative au tube absorbeur

**Exposants**

<i>in</i>	Relatif à l'entrée de la zone irradiée du récepteur solaire	<i>out</i>	Relatif à la sortie de la zone irradiée du récepteur solaire
<i>IR</i>	Relatif à la bande spectrale infrarouge	<i>sol</i>	Relatif à la bande spectrale solaire
<i>middle</i>	Relatif au milieu de la zone irradiée du récepteur solaire		



## Références

- [1] G. Flamant, M. Hemati, Dispositif Collecteur d'Énergie Solaire, 1058565, 2010. <https://patents.google.com/patent/WO2012052661A2/fr>.
- [2] IRENA, Renewable Energy Statistics 2022, (2022). <https://www.irena.org/Publications/2022/Jul/Renewable-Energy-Statistics-2022> (accessed June 3, 2023).
- [3] A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, *Ann. Phys.* 322 (1905) 132–148. <https://doi.org/10.1002/andp.19053220607>.
- [4] D. Ziyati, A. Dollet, G. Flamant, Y. Volut, E. Guillot, A. Vossier, A multiphysics model of large-scale compact PV–CSP hybrid plants, *Applied Energy*. 288 (2021) 116644. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2021.116644>.
- [5] N. Le Pierrès, N. Mazet, D. Stitou, Experimental results of a solar powered cooling system at low temperature, *International Journal of Refrigeration*. 30 (2007) 1050–1058. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2007.01.002>.
- [6] C. Lacroix, B. Guillaume, M. Perier-Muzet, D. Stitou, Feasibility analysis of a thermo-hydraulic process for reverse osmosis desalination: Experimental approach, *Applied Thermal Engineering*. 213 (2022) 118713. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2022.118713>.
- [7] M. Balat-Pichelin, J.L. Sans, E. Bêche, Spectral directional and total hemispherical emissivity of virgin and oxidized 316L stainless steel from 1000 to 1650 K, *Infrared Physics & Technology*. 123 (2022) 104156. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2022.104156>.
- [8] T. Esence, E. Guillot, M. Tessonnaud, J.-L. Sans, G. Flamant, Solar calcination at pilot scale in a continuous flow multistage horizontal fluidized bed, *Solar Energy*. 207 (2020) 367–378. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.06.098>.
- [9] A. Curcio, S. Rodat, V. Vuillerme, S. Abanades, Design and validation of reactant feeding control strategies for the solar-autothermal hybrid gasification of woody biomass, *Energy*. 254 (2022) 124481. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2022.124481>.
- [10] M. Msheik, S. Rodat, S. Abanades, Experimental comparison of solar methane pyrolysis in gas-phase and molten-tin bubbling tubular reactors, *Energy*. 260 (2022) 124943. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2022.124943>.
- [11] S. Vannerem, P. Neveu, Q. Falcoz, Experimental investigation of the impact of fluid distribution on thermocline storage performance, *Journal of Energy Storage*. 52 (2022) 104864. <https://doi.org/10.1016/j.est.2022.104864>.
- [12] N. Calvet, X. Py, R. Olivès, J.-P. Bédécarrats, J.-P. Dumas, F. Jay, Enhanced performances of macro-encapsulated phase change materials (PCMs) by intensification of the internal effective thermal conductivity, *Energy*. 55 (2013) 956–964. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2013.03.078>.
- [13] L. André, S. Abanades, G. Flamant, Screening of thermochemical systems based on solid-gas reversible reactions for high temperature solar thermal energy storage, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 64 (2016) 703–715. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.06.043>.
- [14] G. Flamant, Chap. 1: Solar Power Plants: State of the Art, in: *Concentrating Solar Thermal Energy, Fundamentals and Applications*, John Wiley & Sons Inc., U.S.A., 2022: pp. 1–44.
- [15] T. Fasquelle, Q. Falcoz, P. Neveu, J.-F. Hoffmann, A temperature threshold evaluation for thermocline energy storage in concentrated solar power plants, *Applied Energy*. 212 (2018) 1153–1164. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.12.105>.

- [16] Andasol Solar Power Station, Andalusia, (2022). <https://www.renewable-technology.com/projects/andasol-solar-power-station-andalusia/> (accessed June 3, 2023).
- [17] M. Ploquin, S. Mer, A. Toutant, F. Roget, CFD investigation of level fluctuations in steam accumulators as thermal storage: A direct steam generation application, *Solar Energy*. 245 (2022) 11–18. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2022.08.048>.
- [18] eLlo: the world's first Fresnel thermodynamic power plant with an energy-storage capacity, (2022). <https://www.suncnim.com/en/ello-worlds-first-fresnel-thermodynamic-power-plant-energy-storage-capacity> (accessed June 3, 2023).
- [19] E. Montanet, S. Rodat, Q. Falcoz, F. Roget, Influence of topography on the optical performances of a Fresnel linear asymmetrical concentrator array: The case of the eLLO solar power plant, *Energy*. (2023) 127310. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.127310>.
- [20] Puerto Errado 2 Thermosolar Power Plant CSP Project, (2022). <https://solarpaces.nrel.gov/project/puerto-errado-2-thermosolar-power-plant> (accessed June 3, 2023).
- [21] F. Nepveu, A. Ferriere, F. Bataille, Thermal model of a dish/Stirling systems, *Solar Energy*. 83 (2009) 81–89. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2008.07.008>.
- [22] O. Farges, J.J. Bézian, M. El Hafi, Global optimization of solar power tower systems using a Monte Carlo algorithm: Application to a redesign of the PS10 solar thermal power plant, *Renewable Energy*. 119 (2018) 345–353. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.12.028>.
- [23] A. Salomé, F. Chhel, G. Flamant, A. Ferrière, F. Thiery, Control of the flux distribution on a solar tower receiver using an optimized aiming point strategy: Application to THEMIS solar tower, *Solar Energy*. 94 (2013) 352–366. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2013.02.025>.
- [24] M. Casanova, J. Ballestrín, R. Monterreal, J. Fernández-Reche, R. Enrique, A. Ávila-Marín, Improvements in the measurement of high solar irradiance on a 300 kWth volumetric receiver, *Renewable Energy*. 201 (2022) 441–449. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2022.10.080>.
- [25] Ivanpah Solar Energy Generating, (2022). <https://www.energy.ca.gov/powerplant/solar-thermal/ivanpah-solar-energy-generating> (accessed June 3, 2023).
- [26] J. Komen, A solar power system built in 1983 that used mirrors to heat up molten salts coolant to 450 °C, (1983). [http://en.wikipedia.org/wiki/Themis\\_\(solar\\_power\\_plant\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Themis_(solar_power_plant)), CC BY-SA 2.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=42076081> (accessed September 1, 2023).
- [27] F. Trombe, Albert Le Phat Vinh, Thousand kW solar furnace, built by the National Center of Scientific Research, in Odeillo (France), *Solar Energy*. 15 (1973) 57–61. [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(73\)90006-6](https://doi.org/10.1016/0038-092X(73)90006-6).
- [28] E. Guillot, R. Rodriguez, N. Boulet, J.-L. Sans, ARGOS: Solar furnaces flat heliostats tracking error estimation with a direct camera-based vision system, in: Santiago, Chile, 2018: p. 200001. <https://doi.org/10.1063/1.5067202>.
- [29] H. Benoit, L. Spreafico, D. Gauthier, G. Flamant, Review of heat transfer fluids in tube-receivers used in concentrating solar thermal systems: Properties and heat transfer coefficients, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 55 (2016) 298–315. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.10.059>.
- [30] K. Mahboob, A.A. Khan, J. Sarwar, M. Wajid Saleem, T.A. Khan, Comparison of a solar thermal tower power plant based on LiF-NaF-KF, NaCl-KCl-ZnCl<sub>2</sub>, and NaNO<sub>3</sub>-KNO<sub>3</sub> as HTF under different DNI conditions for different power cycles, *Solar Energy*. 235 (2022) 140–151. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2022.02.016>.
- [31] M. Castro-Quijada, D. Faundez, R. Rojas, A. Videla, Improving the working fluid based on a NaNO<sub>3</sub>-KNO<sub>3</sub>-NaCl-KCl molten salt mixture for concentrating solar power energy storage, *Solar Energy*. 231 (2022) 464–472. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2021.11.058>.
- [32] T.E. Boukelia, M.S. Mecibah, I.E. Mérieu, Z. Belgroun, Comparative study of parabolic trough power plant with integrated TES and BS using synthetic oil and molten salt, in: 2015 3rd International Conference on Control, Engineering & Information Technology (CEIT), IEEE, Tlemcen, Algeria, 2015: pp. 1–4. <https://doi.org/10.1109/CEIT.2015.7232981>.

- [33] B. Grange, A. Ferrière, D. Bellard, M. Vrinat, R. Couturier, F. Pra, Y. Fan, Thermal Performances of a High Temperature Air Solar Absorber Based on Compact Heat Exchange Technology, *Journal of Solar Energy Engineering*. 133 (2011) 031004. <https://doi.org/10.1115/1.4004356>.
- [34] M. Khademi, A. Ahmadi, R. Dashti, R. Shirmohammadi, Thermo-economic optimization of a solar-assisted supercritical CO<sub>2</sub> Brayton cycle, organic Rankine cycle and multi-effect distillation system, *Energy Reports*. 8 (2022) 13494–13503. <https://doi.org/10.1016/j.egy.2022.10.010>.
- [35] Y. Cao, P. Li, Z. Qiao, S. Ren, F. Si, A concept of a supercritical CO<sub>2</sub> Brayton and organic Rankine combined cycle for solar energy utilization with typical geothermal as auxiliary heat source: Thermodynamic analysis and optimization, *Energy Reports*. 8 (2022) 322–333. <https://doi.org/10.1016/j.egy.2021.11.258>.
- [36] Y. Liang, J. Chen, X. Luo, J. Chen, Z. Yang, Y. Chen, Simultaneous optimization of combined supercritical CO<sub>2</sub> Brayton cycle and organic Rankine cycle integrated with concentrated solar power system, *Journal of Cleaner Production*. 266 (2020) 121927. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2020.121927>.
- [37] B.D. Iverson, T.M. Conboy, J.J. Pasch, A.M. Krizenga, Supercritical CO<sub>2</sub> Brayton cycles for solar-thermal energy, *Applied Energy*. 111 (2013) 957–970. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2013.06.020>.
- [38] M.T. Dunham, B.D. Iverson, High-efficiency thermodynamic power cycles for concentrated solar power systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 30 (2014) 758–770. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.11.010>.
- [39] M. Sarvghad, T.C. Ong, S. Bell, R. Rumman, S.D. Maher, J.W. Woodcock, G. Will, G. Andersson, D.A. Lewis, T.A. Steinberg, On the compatibility of liquid sodium as heat transfer fluid for advanced concentrated solar thermal energy systems, *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 246 (2022) 111897. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2022.111897>.
- [40] G. Flamant, B. Grange, J. Wheeldon, F. Siros, B. Valentin, F. Bataille, H. Zhang, Y. Deng, J. Baeyens, Opportunities and challenges in using particle circulation loops for concentrated solar power applications, *Progress in Energy and Combustion Science*. 94 (2023) 101056. <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2022.101056>.
- [41] C.K. Ho, A review of high-temperature particle receivers for concentrating solar power, *Applied Thermal Engineering*. 109 (2016) 958–969. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.04.103>.
- [42] C. Ho, J. Christian, D. Gill, A. Moya, S. Jeter, S. Abdel-Khalik, D. Sadowski, N. Siegel, H. Al-Ansary, L. Amsbeck, B. Gobereit, R. Buck, Technology Advancements for Next Generation Falling Particle Receivers, *Energy Procedia*. 49 (2014) 398–407. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.03.043>.
- [43] C.K. Ho, J. Christian, J. Yellowhair, S. Jeter, M. Golob, C. Nguyen, K. Repole, S. Abdel-Khalik, N. Siegel, H. Al-Ansary, A. El-Leathy, B. Gobereit, Highlights of the high-temperature falling particle receiver project: 2012 - 2016, in: Abu Dhabi, United Arab Emirates, 2017: p. 030027. <https://doi.org/10.1063/1.4984370>.
- [44] W. Wu, L. Amsbeck, R. Buck, R. Uhlig, R. Ritz-Paal, Proof of Concept Test of a Centrifugal Particle Receiver, *Energy Procedia*. 49 (2014) 560–568. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.03.060>.
- [45] M. Ebert, L. Amsbeck, J. Rheinländer, B. Schlögl-Knothe, S. Schmitz, M. Sibum, R. Uhlig, R. Buck, Operational experience of a centrifugal particle receiver prototype, in: Casablanca, Morocco, 2019: p. 030018. <https://doi.org/10.1063/1.5117530>.
- [46] H. Benoit, I. Pérez López, D. Gauthier, J.-L. Sans, G. Flamant, On-sun demonstration of a 750 °C heat transfer fluid for concentrating solar systems: Dense particle suspension in tube, *Solar Energy*. 118 (2015) 622–633. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2015.06.007>.
- [47] G. Flamant, D. Gauthier, H. Benoit, J.-L. Sans, R. Garcia, B. Boissière, R. Ansart, M. Hemati, Dense suspension of solid particles as a new heat transfer fluid for concentrated solar thermal plants: On-sun proof of concept, *Chemical Engineering Science*. 102 (2013) 567–576. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2013.08.051>.
- [48] H. Zhang, H. Benoit, I. Perez-Lopez, G. Flamant, T. Tan, J. Baeyens, High-efficiency solar power towers using particle suspensions as heat carrier in the receiver and in the thermal energy storage, *Renewable Energy*. 111 (2017) 438–446. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.03.101>.

- [49] Q. Kang, R. Dewil, J. Degrève, J. Baeyens, H. Zhang, Energy analysis of a particle suspension solar combined cycle power plant, *Energy Conversion and Management*. 163 (2018) 292–303. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2018.02.067>.
- [50] H. Benoit, Tubular solar receiver with dense particle suspension upward flow, Université de Perpignan Via Domitia, 2015.
- [51] B. Boissiere, R. Ansart, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati, Experimental hydrodynamic study of gas-particle dense suspension upward flow for application as new heat transfer and storage fluid, *Can. J. Chem. Eng.* 93 (2015) 317–330. <https://doi.org/10.1002/cjce.22087>.
- [52] B. Boissière, Étude hydrodynamique et thermique d'un nouveau concept de récepteur solaire à suspensions denses gaz-particules, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2015.
- [53] H. Benoit, R. Ansart, H. Neau, P. Garcia Triñanes, G. Flamant, O. Simonin, Three-dimensional numerical simulation of upflow bubbling fluidized bed in opaque tube under high flux solar heating, *AIChE J.* 64 (2018) 3857–3867. <https://doi.org/10.1002/aic.16218>.
- [54] CSP2 Project: Dense Suspensions of Solid Particles as a New Heat Transfer Fluid for CSP, (2015). <https://cordis.europa.eu/project/id/282932> (accessed December 12, 2022).
- [55] I. Perez Lopez, H. Benoit, D. Gauthier, J.L. Sans, E. Guillot, G. Mazza, G. Flamant, On-sun operation of a 150 kWth pilot solar receiver using dense particle suspension as heat transfer fluid, *Solar Energy*. 137 (2016) 463–476. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2016.08.034>.
- [56] Next-CSP Project: High Temperature Concentrated Solar Thermal Plant with Particle Receiver and Direct Thermal Storage, (2020). <http://next-csp.eu/>.
- [57] A. Le Gal, B. Grange, M. Casanova, A. Perez, W. Baltus, M. Tessonnaud, G. Flamant, Experimental results for a MW-scale fluidized particle-in-tube solar receiver in its first test campaign, *Solar Energy*. 262 (2023) 111907. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2023.111907>.
- [58] Q. Kang, G. Flamant, R. Dewil, J. Baeyens, H.L. Zhang, Y.M. Deng, Particles in a circulation loop for solar energy capture and storage, *Particuology*. 43 (2019) 149–156. <https://doi.org/10.1016/j.partic.2018.01.009>.
- [59] A. Le Gal, B. Grange, M. Tessonnaud, A. Perez, C. Escape, J.-L. Sans, G. Flamant, Thermal analysis of fluidized particle flows in a finned tube solar receiver, *Solar Energy*. 191 (2019) 19–33. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2019.08.062>.
- [60] A.L. Gal, B. Grange, R. Gueguen, M. Donovan, J.-Y. Peroy, G. Flamant, Particle flow and heat transfer in fluidized bed-in-tube solar receivers, in: *AIP Conference Proceedings*, Daegu, South Korea, 2020: p. 070002. <https://doi.org/10.1063/5.0028761>.
- [61] A. Stefanova, H.T. Bi, J.C. Lim, J.R. Grace, Local hydrodynamics and heat transfer in fluidized beds of different diameter, *Powder Technology*. 212 (2011) 57–63. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2011.04.026>.
- [62] W. Kong, T. Tan, J. Baeyens, G. Flamant, H. Zhang, Bubbling and Slugging of Geldart Group A Powders in Small Diameter Columns, *Ind. Eng. Chem. Res.* 56 (2017) 4136–4144. <https://doi.org/10.1021/acs.iecr.6b04798>.
- [63] F. Sabatier, R. Ansart, H. Zhang, J. Baeyens, O. Simonin, Experiments support simulations by the NEPTUNE\_CFD code in an Upflow Bubbling Fluidized Bed reactor, *Chemical Engineering Journal*. 385 (2020) 123568. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2019.123568>.
- [64] D. Kunii, O. Levenspiel, Chap. 3: Fluidization and Mapping of Regimes, in: *Fluidization Engineering*, Elsevier, 1991: pp. 61–94. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-050664-7.50009-3>.
- [65] E. Rabinovich, H. Kalman, Flow regime diagram for vertical pneumatic conveying and fluidized bed systems, *Powder Technology*. 207 (2011) 119–133. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2010.10.017>.
- [66] Y. Deng, F. Sabatier, R. Dewil, G. Flamant, A. Le Gal, R. Gueguen, J. Baeyens, S. Li, R. Ansart, Dense upflow fluidized bed (DUFb) solar receivers of high aspect ratio: Different fluidization modes through inserting

- bubble rupture promoters, *Chemical Engineering Journal*. 418 (2021) 129376. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2021.129376>.
- [67] H.T. Bi, N. Ellis, I.A. Abba, J.R. Grace, A state-of-the-art review of gas–solid turbulent fluidization, *Chemical Engineering Science*. 55 (2000) 4789–4825. [https://doi.org/10.1016/S0009-2509\(00\)00107-X](https://doi.org/10.1016/S0009-2509(00)00107-X).
- [68] C.T. Crowe, *Multiphase flow handbook*, CRC : Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2006.
- [69] G. Flamant, *Thermochimie Solaire : Etude de Procédés Application à la Décarbonatation de la Calcite*, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1978.
- [70] D. Kunii, O. Levenspiel, Chap. 1: Introduction, in: *Fluidization Engineering*, Elsevier, 1991: pp. 1–13. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-050664-7.50007-X>.
- [71] D. Geldart, Chap. 2: Singles particles, fixed and quiescent beds, in: *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 1986: pp. 11–32.
- [72] J. Dodds, G. Baluais, Caractérisation de la taille des particules. Particle size characterization, *sgcol*. 46 (1993) 79–104. <https://doi.org/10.3406/sgcol.1993.1898>.
- [73] D. Geldart, Types of gas fluidization, *Powder Technology*. 7 (1973) 285–292. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(73\)80037-3](https://doi.org/10.1016/0032-5910(73)80037-3).
- [74] S. Ergun, Fluid Flow Thourgh Packed Columns, *Chemical Engineering Progress*. 48 (1952) 89–94.
- [75] J. Baeyens, D. Geldart, An investigation into slugging fluidized beds, *Chemical Engineering Science*. 29 (1974) 255–265. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(74\)85051-7](https://doi.org/10.1016/0009-2509(74)85051-7).
- [76] S.Y. Wu, J. Baeyens, Effect of operating temperature on minimum fluidization velocity, *Powder Technology*. 67 (1991) 217–220. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(91\)80158-F](https://doi.org/10.1016/0032-5910(91)80158-F).
- [77] A.R. Abrahamsen, D. Geldart, Behaviour of gas-fluidized beds of fine powders part I. Homogeneous expansion, *Powder Technology*. 26 (1980) 35–46. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(80\)85005-4](https://doi.org/10.1016/0032-5910(80)85005-4).
- [78] D. Kunii, O. Levenspiel, Chap. 5: Bubbles in Dense Beds, in: *Fluidization Engineering*, Elsevier, 1991: pp. 115–135. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-050664-7.50011-1>.
- [79] R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber, Chap. 3: Slow Viscous Flow Past Spheres, in: *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press, 1978: pp. 30–68.
- [80] J.F. Davidson, D. Harrison, *Fluidized Particles*, Cambridge University Press, 1963.
- [81] D. Geldart, Chap. 4: Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds, in: *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 1986: pp. 53–96.
- [82] S. Mori, C.Y. Wen, Estimation of bubble diameter in gaseous fluidized beds, *AIChE J*. 21 (1975) 109–115. <https://doi.org/10.1002/aic.690210114>.
- [83] P.S.B. Stewart, J.F. Davidson, Slug flow in fluidised beds, *Powder Technology*. 1 (1967) 61–80. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(67\)80014-7](https://doi.org/10.1016/0032-5910(67)80014-7).
- [84] J. van der Schaaf, J.C. Schouten, F. Johnsson, C.M. van den Bleek, Non-intrusive determination of bubble and slug length scales in fluidized beds by decomposition of the power spectral density of pressure time series, *International Journal of Multiphase Flow*. 28 (2002) 865–880. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(01\)00090-8](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(01)00090-8).
- [85] J.R. Grace, X. Bi, N. Ellis, Chap. 4: Gas Fluidization Flow Regimes, in: *Essential of Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 2020: pp. 55–74.
- [86] J. Yerushalmi, N.T. Cankurt, Further studies of the regimes of fluidization, *Powder Technology*. 24 (1979) 187–205. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(79\)87036-9](https://doi.org/10.1016/0032-5910(79)87036-9).
- [87] H.T. Bi, J.R. Grace, Effect of measurement method on the velocities used to demarcate the onset of turbulent fluidization, *The Chemical Engineering Journal and the Biochemical Engineering Journal*. 57 (1995) 261–271. [https://doi.org/10.1016/0923-0467\(94\)02875-B](https://doi.org/10.1016/0923-0467(94)02875-B).

- [88] J.R. Grace, X.T. Bi, Chap. 1: Introduction to circulating fluidized beds, in: *Circulating Fluidized Beds*, J.R. Grace, A.A. Avidan and T.M. Knowlton, New York: Blackie Academic & Professional Press, 1997: pp. 1–20.
- [89] H.T. Bi, J.R. Grace, J.-X. Zhu, Types of choking in vertical pneumatic systems, *International Journal of Multiphase Flow*. 19 (1993) 1077–1092. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(93\)90079-A](https://doi.org/10.1016/0301-9322(93)90079-A).
- [90] J.R. Grace, X. Bi, N. Ellis, Chap. 9: Turbulent Fluidization, in: *Essential of Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 2020: pp. 163–180.
- [91] J.R. Grace, X. Bi, N. Ellis, Chap. 10: Entrainment from Bubbling and Turbulent Beds, in: *Essential of Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 2020: pp. 181–202.
- [92] J.C. Bandara, C. Jayarathna, R. Thapa, H.K. Nielsen, B.M.E. Moldestad, M.S. Eikeland, Loop seals in circulating fluidized beds – Review and parametric studies using CPF simulation, *Chemical Engineering Science*. 227 (2020) 115917. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2020.115917>.
- [93] S. Boonprasop, B. Chalerm-sinsuwan, P. Piumsomboon, Circulating turbulent fluidized bed regime on flow regime diagram, *Powder Technology*. 350 (2019) 146–153. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.03.047>.
- [94] X. Zhou, C. Liang, Z. Cao, X. Chen, J. Ma, D. Liu, Investigation on the radiation heat transfer in dilution zone of a 100 kWth oxy-fuel pressurized circulating fluidized bed, *Chemical Engineering Research and Design*. 188 (2022) 886–902. <https://doi.org/10.1016/j.cherd.2022.10.035>.
- [95] D. Geldart, Chap. 6: Particle Entrainment and Carryover, in: *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 1986: pp. 123–154.
- [96] H. Zhu, J. Zhu, Comparative study of flow structures in a circulating-turbulent fluidized bed, *Chemical Engineering Science*. 63 (2008) 2920–2927. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2008.03.022>.
- [97] Z. Sun, J. Zhu, A consolidated flow regime map of upward gas fluidization, *AIChE J.* 65 (2019). <https://doi.org/10.1002/aic.16672>.
- [98] Z. Sun, J. Zhu, A four-quadrant flow regime map for two-phase liquid-solids and gas-solids fluidization systems, *Powder Technology*. 394 (2021) 424–438. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2021.08.050>.
- [99] H.T. Bi, J.R. Grace, Flow regime diagrams for gas-solid fluidization and upward transport, *International Journal of Multiphase Flow*. 21 (1995) 1229–1236. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(95\)00037-X](https://doi.org/10.1016/0301-9322(95)00037-X).
- [100] F. Shaffer, B. Gopalan, R.W. Breault, R. Cocco, S.B.R. Karri, R. Hays, T. Knowlton, High speed imaging of particle flow fields in CFB risers, *Powder Technology*. 242 (2013) 86–99. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.01.012>.
- [101] Y. Li, J.R. Grace, R.B. Gopaluni, H. Bi, C.J. Lim, N. Ellis, Characterization of gas–solid fluidization: A comparative study of acoustic and pressure signals, *Powder Technology*. 214 (2011) 200–210. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2011.08.009>.
- [102] J. Villa Briongos, J.M. Aragón, M.C. Palancar, Fluidised bed dynamics diagnosis from measurements of low-frequency out-bed passive acoustic emissions, *Powder Technology*. 162 (2006) 145–156. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2005.12.009>.
- [103] S. Tebianian, K. Dubrawski, N. Ellis, R.A. Cocco, R. Hays, S.B.R. Karri, T.W. Leadbeater, D.J. Parker, J. Chaouki, R. Jafari, P. Garcia-Trinanes, J.P.K. Seville, J.R. Grace, Solids flux measurements via alternate techniques in a gas-fluidized bed, *Chemical Engineering Journal*. 306 (2016) 306–321. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2016.07.058>.
- [104] M. Van de Velden, J. Baeyens, J.P.K. Seville, X. Fan, The solids flow in the riser of a Circulating Fluidised Bed (CFB) viewed by Positron Emission Particle Tracking (PEPT), *Powder Technology*. 183 (2008) 290–296. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2007.07.027>.
- [105] M. Mokhtari, J. Chaouki, New technique for simultaneous measurement of the local solid and gas holdup by using optical fiber probes in the slurry bubble column, *Chemical Engineering Journal*. 358 (2019) 831–841. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2018.10.067>.

- [106] H.-Y. Xie, Pressure probes in the measurement of bubble properties in the fluidization of fine particles, *Advanced Powder Technology*. 8 (1997) 217–235. [https://doi.org/10.1016/S0921-8831\(08\)60464-1](https://doi.org/10.1016/S0921-8831(08)60464-1).
- [107] M. Punčochář, J. Drahoš, Origin of pressure fluctuations in fluidized beds, *Chemical Engineering Science*. 60 (2005) 1193–1197. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2004.09.054>.
- [108] L.T. Fan, T.-C. Ho, W.P. Walawender, Measurements of the rise velocities of bubbles, slugs and pressure waves in a gas-solid fluidized bed using pressure fluctuation signals, *AIChE J.* 29 (1983) 33–39. <https://doi.org/10.1002/aic.690290105>.
- [109] F. Johnsson, R.C. Zijerveld, J.C. Schouten, C.M. van den Bleek, B. Leckner, Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations, *International Journal of Multiphase Flow*. 26 (2000) 663–715. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(99\)00028-2](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(99)00028-2).
- [110] A. Steinfeld, M. Schubnell, Optimum aperture size and operating temperature of a solar cavity-receiver, *Solar Energy*. 50 (1993) 19–25. [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(93\)90004-8](https://doi.org/10.1016/0038-092X(93)90004-8).
- [111] M.R. Rodriguez-Sanchez, A. Sanchez-Gonzalez, D. Santana, Revised receiver efficiency of molten-salt power towers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 52 (2015) 1331–1339. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.08.004>.
- [112] J. Kim, J.-S. Kim, W. Stein, Simplified heat loss model for central tower solar receiver, *Solar Energy*. 116 (2015) 314–322. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2015.02.022>.
- [113] P. Schöttl, G. Bern, D.W. van Rooyen, A. Heimsath, T. Fluri, P. Nitz, Solar tower cavity receiver aperture optimization based on transient optical and thermo-hydraulic modeling, in: Abu Dhabi, United Arab Emirates, 2017: p. 030046. <https://doi.org/10.1063/1.4984389>.
- [114] Y. Qiu, Y.-L. He, P. Li, B.-C. Du, A comprehensive model for analysis of real-time optical performance of a solar power tower with a multi-tube cavity receiver, *Applied Energy*. 185 (2017) 589–603. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.10.128>.
- [115] R.D. Jilte, S.B. Kedare, J.K. Nayak, Natural Convection and Radiation Heat Loss from Open Cavities of Different Shapes and Sizes Used with Dish Concentrator, *MER*. 3 (2013) 25. <https://doi.org/10.5539/mer.v3n1p25>.
- [116] W.G. Le Roux, T. Bello-Ochende, J.P. Meyer, The efficiency of an open-cavity tubular solar receiver for a small-scale solar thermal Brayton cycle, *Energy Conversion and Management*. 84 (2014) 457–470. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2014.04.048>.
- [117] C. Zou, H. Feng, Y. Zhang, Q. Falcoz, C. Zhang, W. Gao, Geometric optimization model for the solar cavity receiver with helical pipe at different solar radiation, *Front. Energy*. 13 (2019) 284–295. <https://doi.org/10.1007/s11708-019-0613-3>.
- [118] A.M. Clausing, An analysis of convective losses from cavity solar central receivers, *Solar Energy*. 27 (1981) 295–300. [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(81\)90062-1](https://doi.org/10.1016/0038-092X(81)90062-1).
- [119] A.M. Clausing, Convective Losses From Cavity Solar Receivers—Comparisons Between Analytical Predictions and Experimental Results, *Journal of Solar Energy Engineering*. 105 (1983) 29–33. <https://doi.org/10.1115/1.3266342>.
- [120] J. Samanes, J. García-Barberena, F. Zaversky, Modeling Solar Cavity Receivers: A Review and Comparison of Natural Convection Heat Loss Correlations, *Energy Procedia*. 69 (2015) 543–552. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2015.03.063>.
- [121] R. Flesch, H. Stadler, R. Uhlig, R. Pitz-Paal, Numerical analysis of the influence of inclination angle and wind on the heat losses of cavity receivers for solar thermal power towers, *Solar Energy*. 110 (2014) 427–437. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2014.09.045>.
- [122] R. Gueguen, B. Grange, F. Bataille, S. Mer, G. Flamant, Shaping High Efficiency, High Temperature Cavity Tubular Solar Central Receivers, *Energies*. 13 (2020) 4803. <https://doi.org/10.3390/en13184803>.
- [123] O. Behar, B. Grange, G. Flamant, Design and performance of a modular combined cycle solar power plant using the fluidized particle solar receiver technology, *Energy Conversion and Management*. 220 (2020) 113108. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2020.113108>.

- [124] M.A. Gilbertson, J.G. Yates, The tilting fluidized bed: A re-examination, *Powder Technology*. 89 (1996) 29–36. [https://doi.org/10.1016/S0032-5910\(96\)03150-6](https://doi.org/10.1016/S0032-5910(96)03150-6).
- [125] B. Grange, G. Flamant, Aiming Strategy on a Prototype-Scale Solar Receiver: Coupling of Tabu Search, Ray-Tracing and Thermal Models, *Sustainability*. 13 (2021) 3920. <https://doi.org/10.3390/su13073920>.
- [126] Alloy Wire International, Inconel 601, (2020). [www.alloywire.fr/products/inconel-601](http://www.alloywire.fr/products/inconel-601) (accessed September 11, 2020).
- [127] Special Metals. High Performance Alloys Literature, (2020). <https://www.specialmetals.com/documents/technical-bulletins/inconel/inconel-alloy-601.pdf> (accessed September 11, 2020).
- [128] J. Coventry, P. Burge, Optical properties of Pyromark 2500 coatings of variable thicknesses on a range of materials for concentrating solar thermal applications, in: Abu Dhabi, United Arab Emirates, 2017: p. 030012. <https://doi.org/10.1063/1.4984355>.
- [129] C.K. Ho, A.R. Mahoney, A. Ambrosini, M. Bencomo, A. Hall, T.N. Lambert, Characterization of Pyromark 2500 Paint for High-Temperature Solar Receivers, *Journal of Solar Energy Engineering*. 136 (2014) 014502. <https://doi.org/10.1115/1.4024031>.
- [130] Refractaris R, Properties of Scuttherm, (2020). <https://www.refractaris.com> (accessed September 11, 2020).
- [131] B. Grange, Modélisation et dimensionnement d'un récepteur solaire à air pressurisé pour le projet PEGASE, Université de Perpignan Via Domitia, 2012.
- [132] C. Jiang, J. Wang, O. Behar, C. Caliot, Y. Zhang, G. Flamant, A modified numerical integration method to calculate the view factor between finite and infinite cylinders in arbitrary array, *Annals of Nuclear Energy*. 142 (2020) 107358. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2020.107358>.
- [133] Mathworks, View-Factor Function, (2020). <https://fr.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/5664-view-factors> (accessed January 19, 2023).
- [134] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, T.L. Bergman, A.S. Lavine, eds., *Fundamentals of heat and mass transfer*, 6. ed, Wiley, Hoboken, NJ, 2007.
- [135] Cristaux d'olivine extraits du sable de Kokee Beach - Oahu - Hawaii, (2021). <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Olivine-Hawaii.jpg> (accessed November 4, 2022).
- [136] G. Mie, Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Phys.* 330 (1908) 377–445. <https://doi.org/10.1002/andp.19083300302>.
- [137] M. Balat-Pichelin, J.-L. Sans, E. Bêche, L. Charpentier, A. Ferrière, S. Chomette, Emissivity at high temperature of Ni-based superalloys for the design of solar receivers for future tower power plants, *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 227 (2021) 111066. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2021.111066>.
- [138] H. Zhang, W. Kong, T. Tan, F. Gilles, J. Baeyens, Experiments support an improved model for particle transport in fluidized beds, *Sci Rep.* 7 (2017) 10178. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-10597-3>.
- [139] A. Srivastava, S. Sundaresan, Role of wall friction in fluidization and standpipe flow, *Powder Technology*. 124 (2002) 45–54. [https://doi.org/10.1016/S0032-5910\(01\)00471-5](https://doi.org/10.1016/S0032-5910(01)00471-5).
- [140] R. Gueguen, G. Sahuquet, S. Mer, A. Toutant, F. Bataille, G. Flamant, Gas-Solid Flow in a Fluidized-Particle Tubular Solar Receiver: Off-Sun Experimental Flow Regimes Characterization, *Energies*. 14 (2021) 7392. <https://doi.org/10.3390/en14217392>.
- [141] R. Gueguen, G. Sahuquet, S. Mer, A. Toutant, F. Bataille, G. Flamant, Fluidization Regimes of Dense Suspensions of Geldart Group A Fluidized Particles in a High Aspect Ratio Column, *Chemical Engineering Science*. (2022) 118360. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2022.118360>.
- [142] R. Gueguen, G. Sahuquet, S. Mer, A. Toutant, F. Bataille, G. Flamant, Experimental Study of an upflow Fluidized Bed: Identification of Fluidization Regimes, *MATEC Web Conf.* 379 (2023) 07005. <https://doi.org/10.1051/mateconf/202337907005>.
- [143] C.E. Shannon, Communication in the Presence of Noise, *Proc. IRE.* 37 (1949) 10–21. <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1949.232969>.

- [144] M. Plancherel, M. Leffler, Contribution à l'étude de la représentation d'une fonction arbitraire par des intégrales définies, *Rend. Circ. Matem. Palermo.* 30 (1910) 289–335. <https://doi.org/10.1007/BF03014877>.
- [145] J. Price, T. Goble, Signals and noise, in: *Telecommunications Engineer's Reference Book*, Elsevier, 1993: pp. 10-1-10–15. <https://doi.org/10.1016/B978-0-7506-1162-6.50016-2>.
- [146] S. Wang, Q. Yang, B. Shao, J. Zhao, L. Liu, Y. Liu, Numerical simulation of horizontal jet penetration using filtered fluid model in gas–solid fluidized bed, *Powder Technology.* 276 (2015) 1–9. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2015.02.009>.
- [147] H.-Y. Xie, D. Geldart, Fluidization of FCC powders in the bubble-free regime: effect of types of gases and temperature, *Powder Technology.* 82 (1995) 269–277. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(94\)02932-E](https://doi.org/10.1016/0032-5910(94)02932-E).
- [148] R. Gueguen, S. Mer, A. Toutant, F. Bataille, G. Flamant, Effect of temperature on the hydrodynamics of a fluidized bed circulating in a long tube for a solar energy harvesting application, *Chemical Engineering Science.* (2023) 119218. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2023.119218>.
- [149] J.R. Grace, X. Bi, N. Ellis, Chap. 14: Heat and Mass Transfer, in: *Essential of Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 2020: pp. 291–332.
- [150] J.P. Holman, *Heat transfer, International ed.*, 9. ed, McGraw-Hill, Boston London, 2002.
- [151] D. Geldart, Chap. 13: Instrumentation and Experimental Techniques, in: *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons Ltd.: Chichester, U.K., 1986: pp. 415–462.
- [152] D. Geldart, J. Baeyens, The design of distributors for gas-fluidized beds, *Powder Technology.* 42 (1985) 67–78. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(85\)80039-5](https://doi.org/10.1016/0032-5910(85)80039-5).



## Liste des Figures

FIGURE 1 : SCHEMA D'UN RECEPTEUR SOLAIRE DE 50 MW <sub>TH</sub> ENVIRON, DONT LA GEOMETRIE A ETE OPTIMISEE POUR OBTENIR UN RENDEMENT DE 85 % A L'AIDE DU MODELE THERMIQUE ETABLI DANS CETTE THESE. LES SURFACES ROUGES REPRESENTENT LES TUBES RECEPTEURS, ET LES SURFACES BLEUES CONSTITUENT LA CAVITE. ....	10
FIGURE 2 : DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION IDENTIFIES DANS LE RECEPTEUR A TEMPERATURE AMBIANTE. LES REGIMES SONT TRACES EN FONCTION DE LA VITESSE DE GLISSEMENT LOCALE ET DE LA HAUTEUR DANS LE TUBE. LES TRANSITIONS ENTRE LES REGIMES SONT REPRESENTEES PAR DES ZONES GRISEES.....	11
FIGURE 3 : A) ÉVOLUTION DES LIMITES ENTRE LES REGIMES DE PISTONNAGE ET DE FLUIDISATION TURBULENTE (NOIR), ET ENTRE LES REGIMES DE FLUIDISATION TURBULENTE ET RAPIDE (BLEU), EN TERMES DE NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT ET EN FONCTION DE LA TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE INSOLEE DU RECEPTEUR. ....	12
FIGURE 4: SCHEMATIC REPRESENTATION OF A SOLAR RECEIVER ( $\approx 50 \text{ MW}_{\text{TH}}$ ), WHOSE THE GEOMETRY HAVE BEEN OPTIMIZED TO REACH AN EFFICIENCY OF 85 %. THE SURFACES IN RED ARE REPRESENTATIVES OF THE RECEIVER TUBES, AND THE SURFACES IN BLUES CONSTITUTE THE CAVITY.....	14
FIGURE 5: DIAGRAM OF THE FLUIDIZATION REGIMES IDENTIFIED IN THE RECEIVER AT AMBIENT TEMPERATURE. THE REGIMES ARE PLOTTED AS A FUNCTION OF THE LOCAL SLIP VELOCITY AND THE HEIGHT IN THE TUBE. TRANSITIONS BETWEEN REGIMES ARE IDENTIFIED BY GRAY ZONES. ....	15
FIGURE 6: A) EVOLUTION OF THE LIMITS BETWEEN THE SLUGGING AND TURBULENT FLUIDIZATION REGIMES (BLACK), AND BETWEEN THE TURBULENT AND FAST FLUIDIZATION REGIMES (BLUE), IN TERMS OF SLIP REYNOLDS NUMBER AND AS A FUNCTION OF THE MEAN PARTICLE TEMPERATURE IN THE IRRADIATED ZONE OF THE RECEIVER.....	16
FIGURE 7 : DESCRIPTION DES DIFFERENTS SYSTEMES A CONCENTRATION SOLAIRE [14].....	26
FIGURE 8 : PHOTO AERIENNE DE LA CENTRALE FRESNEL THERMODYNAMIQUE ELLO, DANS LES PYRENEES ORIENTALES (FRANCE).....	27
FIGURE 9 : PHOTO AERIENNE DE LA CENTRALE A TOUR THEMIS, SITUÉE A TARGASSONNE DANS LES PYRENEES ORIENTALES (FRANCE) [26]. ....	28
FIGURE 10 : PHOTO DU FOUR SOLAIRE D'1 MW D'ODEILLO, DANS LES PYRENEES ORIENTALES (FRANCE). ....	29
FIGURE 11 : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UNE CENTRALE SOLAIRE A CONCENTRATION POUR LA PRODUCTION D'ELECTRICITE, AVEC INTEGRATION D'UN STOCKAGE THERMIQUE ET D'UN ECHANGEUR DE CHALEUR.....	30
FIGURE 12 : SCHEMAS DE FONCTIONNEMENT DES RECEPTEURS SOLAIRES A PARTICULES A RIDEAUX TOMBANTS [42] (A) ET CENTRIFUGE [44] (B). ....	32
FIGURE 13 : SCHEMA DE FONCTIONNEMENT DU RECEPTEUR SOLAIRE A PARTICULES FLUIDISEES DANS DES TUBES [46].....	33
FIGURE 14 : REPRESENTATION DES DIFFERENTS REGIMES DE FLUIDISATION ASCENDANTS DANS UNE COLONNE [69].....	38
FIGURE 15 : EXEMPLE DE DISTRIBUTIONS DE PRESENCE, RELATIVE ET CUMULEE, D'UN ECHANTILLON DE PARTICULES SUIVANT UNE LOI NORMALE. ....	39
FIGURE 16 : CLASSIFICATION DES POUDRES EN QUATRE GROUPES D'APRES GELDART [72].....	41
FIGURE 17 : ILLUSTRATION DE LA VITESSE MINIMUM DE FLUIDISATION DES PARTICULES AVEC UN EXEMPLE DE L'ÉVOLUTION DE LA PERTE DE CHARGE SUBIE PAR UN GAZ A TRAVERS UN LIT DE PARTICULES EN FONCTION DE SA VITESSE SUPERFICIELLE [74]. ....	43
FIGURE 18 : REPRESENTATION DU TRAJET D'UNE BULLE ET DE SON SILLAGE DANS UN LIT FLUIDISE [77]. ....	45
FIGURE 19 : REPRESENTATION DE LA DIVISION D'UNE BULLE DANS UN LIT FLUIDISE [80].....	45
FIGURE 20 : REPRESENTATION DES DIFFERENTS TYPES DE PISTONS DANS UN LIT FLUIDISE [80].....	47

FIGURE 21 : EXEMPLE D'ÉVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE GAZ, POUR PLUSIEURS HAUTEURS, LE MAXIMUM INDIQUANT LA TRANSITION VERS LE RÉGIME DE FLUIDISATION TURBULENTE [86].	48
FIGURE 22 : EXEMPLE D'UN SYSTÈME FONCTIONNANT EN LIT FLUIDISÉ CIRCULANT, AVEC REINJECTION DES PARTICULES ÉJECTÉES DANS LE TUBE PRINCIPAL [91].	49
FIGURE 23 : SCHEMA DE FONCTIONNEMENT D'UN LIT FLUIDISÉ CIRCULANT EN RÉGIME DE FLUIDISATION TURBULENTE (C-TFB) [95].	50
FIGURE 24 : DIAGRAMMES DES RÉGIMES DE FLUIDISATION A) DE BI & GRACE [89,98], ET B) DE RABINOVICH & KALMAN [64].	51
FIGURE 25 : EXEMPLE D'IMAGES DE PISTONS DE PAROI POUR DEUX VITESSES D'AIR DIFFÉRENTES ENREGISTRÉES PAR CAMERA [61].	52
FIGURE 26 : EXEMPLE DE SIGNAUX TEMPORELS DE PRESSION, ENREGISTRÉS A PLUSIEURS HAUTEURS DANS UN LIT FLUIDISÉ.	54
FIGURE 27 : FONCTIONS DE CORRELATIONS CROISÉES ASSOCIÉES AUX SIGNAUX DE PRESSION PRÉSENTES EN FIGURE 26.	55
FIGURE 28 : SPECTRES INCOHÉRENTS ASSOCIÉS AUX SIGNAUX DE PRESSION PRÉSENTES EN FIGURE 26.	57
FIGURE 29 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU RECEPTEUR SOLAIRE (NOIR) ET DE SA CAVITE (BLEU), AVEC LES DIFFÉRENTS FLUX DE CHALEUR ÉCHANGÉS.	63
FIGURE 30 : SCHEMA D'UNE VUE DE DESSUS DU RECEPTEUR SOLAIRE ET DE SA CAVITE, CONSTITUÉE DE $M_{pan}$ = 5 PANNEAUX, REPARTIS SUR UN ARC DE CERCLE DE RAYON $r_{arc} = 11$ M ET UN ANGLE D'OUVERTURE $\theta_{arc} = \pi/2$ . SUR LE SCHEMA, L'OUVERTURE DE LA CAVITE A UNE LARGEUR $L_{ape} = 4$ M ET UNE DISTANCE DE $d_{ape} = 4$ M AVEC L'ABSORBEUR.	65
FIGURE 31 : SCHEMA D'UNE VUE DE CÔTÉ DU RECEPTEUR SOLAIRE (ROUGE) ET DE SA CAVITE, FERMÉE PAR LES SURFACES PASSIVES (BLEU).	67
FIGURE 32 : COORDONNÉES CARTESIENNES DE L'OUVERTURE DE LA CAVITE, AVEC UNE VUE FACE AU SYSTÈME (DEPUIS L'EXTÉRIEUR).	68
FIGURE 33 : DISCRETISATION DU RECEPTEUR EN $N$ SURFACES, AVEC DES TUBES REPARTIS SUR $M_{pan}$ PANNEAUX. LA NUMÉROTATION DES SURFACES EST EN BLEU, ET CELLE DE LEURS SOMMETS, EN NOIR.	69
FIGURE 34 : TEMPÉRATURE DE PAROI D'UN TUBE ISOLÉ DU RECEPTEUR SOLAIRE EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE FLUX SOLAIRE INCIDENT, D'APRÈS L'ÉQUATION (41).	72
FIGURE 35 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES GRANDEURS ENTRANT EN JEU DANS LE CALCUL DU FACTEUR DE FORME ENTRE UNE SURFACE $i$ ET UNE SURFACE $j$ .	73
FIGURE 36 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DÉPLACEMENT DE L'AIR PROVENANT DE L'EXTÉRIEUR AU SEIN D'UNE CAVITE, D'APRÈS LE MODÈLE DE CLAUSING [118].	76
FIGURE 37 : EXEMPLES DE GEOMETRIES DE RECEPTEUR VARIANT AVEC L'ANGLE $\theta_{arc}$ , VUE DE DESSUS.	78
FIGURE 38 : INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE L'ABSORBEUR (A TRAVERS L'ANGLE D'OUVERTURE DE L'ARC) SUR LES PERTES RADIATIVES (HAUT, GAUCHE) ET CONVECTIVES (HAUT, DROITE) NORMALISÉES PAR LA PUISSANCE SOLAIRE REÇUE, ET SUR LE RENDEMENT THERMIQUE (BAS).	79
FIGURE 39 : EXEMPLES DE GEOMETRIES DE RECEPTEUR VARIANT AVEC LA DISTANCE $d_{ape}$ , VUE DE DESSUS.	80
FIGURE 40 : INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE L'OUVERTURE DE LA CAVITE ET L'ABSORBEUR SUR LES PERTES RADIATIVES (HAUT, GAUCHE) ET CONVECTIVES (HAUT, DROITE) NORMALISÉES PAR LA PUISSANCE SOLAIRE REÇUE, ET SUR LE RENDEMENT THERMIQUE (BAS).	81
FIGURE 41 : EXEMPLES DE GEOMETRIES DE RECEPTEUR VARIANT AVEC L'ANGLE D'INCLINAISON $\alpha_{ape}$ , VUE DE CÔTÉ.	82
FIGURE 42 : INFLUENCE DE L'ANGLE D'INCLINAISON DE L'OUVERTURE DE LA CAVITE SUR LES PERTES RADIATIVES (HAUT, GAUCHE) ET CONVECTIVES (HAUT, DROITE) NORMALISÉES PAR LA PUISSANCE SOLAIRE REÇUE, ET SUR LE RENDEMENT THERMIQUE (BAS).	83
FIGURE 43 : INFLUENCE DE LA LARGEUR ET DE LA HAUTEUR DE L'OUVERTURE DE LA CAVITE SUR LES PERTES RADIATIVES (GAUCHE) ET CONVECTIVES (MILIEU) NORMALISÉES PAR LA PUISSANCE SOLAIRE REÇUE, ET SUR LE RENDEMENT THERMIQUE (DROITE).	84
FIGURE 44 : ÉVOLUTION DES PERTES RADIATIVES (BLEU) ET CONVECTIVES (VERT), ET DU RENDEMENT THERMIQUE (ROUGE) DU RECEPTEUR EN FONCTION DE L'AIRE DE L'OUVERTURE DE LA CAVITE.	85

FIGURE 45 : CARTES DES GAMMES DES PARAMETRES <i>Sape</i> et <i>dape</i> QUI PERMETTENT D'ATTEINDRE LE RENDEMENT VISE DE 85 %, AVEC UN COEFFICIENT DE CONVECTION <i>hair</i> (A) DE 10 W/(M <sup>2</sup> K) ET (B) DE 5 W/(M <sup>2</sup> K). .....	87
FIGURE 46 : SCHEMA EN TROIS DIMENSIONS DU RECEPTEUR SOLAIRE ET DE SA CAVITE, DONT LA GEOMETRIE EST DIMENSIONNEE D'APRES LES RESULTATS DU MODELE THERMIQUE ETABLI POUR OBTENIR UN RENDEMENT DE 85 %. LES SURFACES ROUGES REPRESENTENT LES TUBES CONSTITUANT L'ABSORBEUR, ET LES SURFACES BLEUES CONSTITUENT LA CAVITE. ....	88
FIGURE 47 : CRISTAUX D'OLIVINE EXTRAITS DU SABLE DE KOKEE BEACH (HAWAII) [134]. ....	92
FIGURE 48 : PHOTO DES PARTICULES D'OLIVINE UTILISEES POUR LES EXPERIMENTATIONS DANS LE CADRE DE CETTE THESE.....	93
FIGURE 49 : DISTRIBUTIONS GRANULOMETRIQUES EN TAILLE DE L'ECHANTILLON D'OLIVINE, RELATIVE (NOIR) ET CUMULEE (ROUGE). ....	94
FIGURE 50 : POSITION DE L'ECHANTILLON D'OLIVINE SUR LA CLASSIFICATION DE GELDART [61]. LA SOUS-FIGURE EST UN ZOOM DU DOMAINE ENCADRE PAR LES POINTILLES. ....	95
FIGURE 51 : PHOTO DE LA COLONNE DE FLUIDISATION UTILISEE POUR CARACTERISER L'ECHANTILLON D'OLIVINE. ....	96
FIGURE 52 : ÉVOLUTION DE LA PERTE DE CHARGE SUBIE PAR L'AIR LORS DE LA TRAVERSEE DU LIT D'OLIVINE DANS LA COLONNE DE FLUIDISATION EN FONCTION DE SA VITESSE SUPERFICIELLE, DE MANIERE CROISSANTE (ROUGE) ET DECCROISSANTE (NOIR). ....	97
FIGURE 53 : ÉVOLUTION DE LA PERTE DE CHARGE SUBIE PAR L'AIR LORS DE LA TRAVERSEE DU LIT D'OLIVINE DANS LA COLONNE DE FLUIDISATION (NOIR) ET DES FLUCTUATIONS DE PRESSION ASSOCIEES (ROUGE) EN FONCTION DE LA VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR INJECTEE. ....	98
FIGURE 54 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL RALF CONÇU POUR UNE ETUDE A TEMPERATURE AMBIANTE. ....	100
FIGURE 55 : SCHEMA EN TROIS DIMENSIONS DU BANC EXPERIMENTAL RALF CONÇU POUR UNE ETUDE A TEMPERATURE AMBIANTE. ....	101
FIGURE 56 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL RALFI DESTINE AUX MESURES SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE.....	103
FIGURE 57 : A) PHOTO DU TUBE RECEPTEUR RALFI APRES UNE EXPERIMENTATION, ET B) SCHEMA DU TUBE RECEPTEUR (EN VERT) ET DE SA CAVITE. ....	104
FIGURE 58 : PHOTO D'UNE VUE EN FACE ARRIERE DU DISPOSITIF RALFI EN COURS D'EXPERIMENTATION AU FOYER DU FOUR SOLAIRE D'ODEILLO. ....	104
FIGURE 59 : SECTIONS 1 ET 3, A 0,6 ET 1,6 M AU-DESSUS DE L'AERATION, EN LIMITES DE LA ZONE IRRADIEE. ....	105
FIGURE 60 : SECTION 2, A 1,1 M AU-DESSUS DE L'AERATION, AU MILIEU DE LA ZONE IRRADIEE.....	106
FIGURE 61 : SCHEMA DE PRINCIPE DU FOUR SOLAIRE D'ODEILLO (FRANCE). ....	107
FIGURE 62 : DISTRIBUTIONS DE DENSITES DE FLUX SOLAIRE INCIDENTES A L'ENTREE DE LA CAVITE DU RECEPTEUR. LES COURBES EN POINTILLES MATERIALISENT LES INCERTITUDES DE MESURE. ....	108
FIGURE 63 : EXEMPLES DE PROFILS AXIAUX DE LA PRESSION RELATIVE DANS LE TUBE, SANS CIRCULATION DES PARTICULES (ROND ET TRIANGLE) ET AVEC CIRCULATION (CARRÉ). ....	109
FIGURE 64 : RESULTAT BRUT DE LA MESURE PAR CAMERA EN FONCTION DU TEMPS POUR UN ESSAI A 0,8 SM <sup>3</sup> /H D'AERATION ET 245 MBAR DE PRESSION TOTALE. ....	110
FIGURE 65 : REPRESENTATION DE LA HAUTEUR INSTANTANEE DE LA SUSPENSION D'APRES LES DONNEES BRUTES DE LA FIGURE 64, POUR UN ESSAI A 0,8 SM <sup>3</sup> /H D'AERATION ET 245 MBAR DE PRESSION TOTALE. ....	111
FIGURE 66 : COMPARAISON DES HAUTEURS DE SUSPENSION <i>Hlit</i> MEASUREES PAR PRESSIONS RELATIVES ET PAR CAMERA. LA CORRELATION PARFAITE EST REPRESENTEE EN POINTILLES.....	111
FIGURE 67 : ÉVOLUTIONS TEMPORELLES DE LA MASSE DE PARTICULES ECOULEES (NOIR) ET DU DEBIT INSTANTANNE ASSOCIE (ROUGE) POUR UN ESSAI A 0,8 SM <sup>3</sup> /H D'AERATION ET 367 MBAR DE PRESSION TOTALE.....	112
FIGURE 68 : EXEMPLE D'UN SIGNAL TEMPOREL DE PRESSION DIFFERENTIELLE MEASURE A 1,055 M DE HAUTEUR POUR UN ESSAI AVEC UN DEBIT D'AERATION DE 0,8 SM <sup>3</sup> /H ET UNE PRESSION TOTALE DE 367 MBAR. ....	114

FIGURE 69 : FRACTION VOLUMIQUE LOCALE EN FONCTION DU TEMPS PRIS EN COMPTE POUR CALCULER LA MOYENNE DU SIGNAL TEMPOREL DE PRESSION DIFFERENTIEL. ....	115
FIGURE 70 : HAUTEUR DE LA SUSPENSION EN FONCTION DE LA PRESSION DANS LE DISPENSER. CHAQUE COURBE (COULEUR ET MARQUEUR) CORRESPOND A UN DEBIT D'AERATION. ....	122
FIGURE 71 : FLUX MASSIQUE DE PARTICULES EN FONCTION DE LA PRESSION DANS LE DISPENSER. CHAQUE COURBE (COULEUR ET MARQUEUR) CORRESPOND A UN DEBIT D'AERATION. ....	123
FIGURE 72 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES GLOBALE EN FONCTION DE LA HAUTEUR DE LA SUSPENSION. CHAQUE COURBE (COULEUR ET MARQUEUR) CORRESPOND A UN DEBIT D'AERATION. ....	124
FIGURE 73 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES GLOBALE EN FONCTION DU FLUX MASSIQUE DE PARTICULES. CHAQUE COURBE (COULEUR ET MARQUEUR) CORRESPOND A UN DEBIT D'AERATION. ....	125
FIGURE 74 : COMPARAISON DES CALCULS DE FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES AVEC ET SANS PRISE EN COMPTE DU TERME DE PERTE DE CHARGE DU A L'ACCELERATION DES PARTICULES.....	126
FIGURE 75 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES GLOBALE EN FONCTION DE LA VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR EXCEDENTAIRE DANS LE TUBE, POUR TROIS FLUX MASSIQUES DE PARTICULES FIXES.....	127
FIGURE 76 : PHOTOS DE LA SUSPENSION SOUS DIFFERENTS REGIMES DE FLUIDISATION, POUR PLUSIEURS DEBITS D'AERATION. GAUCHE : FLUIDISATION HOMOGENE, SANS AERATION ; MILIEU : PISTONNAGE, POUR 0,8 SM <sup>3</sup> /H ; DROITE : FLUIDISATION RAPIDE, POUR 2,5 SM <sup>3</sup> /H.....	128
FIGURE 77 : PROFILS DE FRACTIONS VOLUMIQUES LOCALES DE PARTICULES SUR LA HAUTEUR DANS LE TUBE, SANS CIRCULATION, POUR DES ESSAIS REALISES AVEC PLUSIEURS DEBITS D'AERATION : A) 0 SM <sup>3</sup> /H, B) 0,8 SM <sup>3</sup> /H, C) 1,6 SM <sup>3</sup> /H, ET D) 2,5 SM <sup>3</sup> /H. ....	129
FIGURE 78 : DENSITES SPECTRALES DE PUISSANCE OBTENUES A PARTIR DU SIGNAL DE PRESSION ENREGISTRE DANS LE DISPENSER A) SANS CIRCULATION DES PARTICULES, ET B) ET C) AVEC CIRCULATION DES PARTICULES. ....	132
FIGURE 79 : SPECTRES FREQUENTIELS OBTENUS APRES ANALYSE D'INCOHERENCE A DIFFERENTES HAUTEURS, POUR UN ESSAI REALISE A UN DEBIT D'AERATION DE 0,8 SM <sup>3</sup> /H ET UN FLUX MASSIQUE DE PARTICULES DE 58 KG/(M <sup>2</sup> S).....	133
FIGURE 80 : ÉVOLUTIONS AVEC LA HAUTEUR DE GRANDEURS DETERMINEES D'APRES L'ESSAI PRESENTE SUR LA FIGURE 79 : A) FREQUENCE DOMINANTE DES SPECTRES FREQUENTIELS, ET B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT. ....	134
FIGURE 81 : SPECTRES FREQUENTIELS OBTENUS APRES ANALYSE D'INCOHERENCE A DIFFERENTES HAUTEURS, POUR UN ESSAI REALISE A UN DEBIT D'AERATION DE 2,5 SM <sup>3</sup> /H ET UN FLUX MASSIQUE DE PARTICULES DE 69 KG/(M <sup>2</sup> S).....	135
FIGURE 82 : ÉVOLUTIONS AVEC LA HAUTEUR DE GRANDEURS DETERMINEES D'APRES L'ESSAI PRESENTE SUR LA FIGURE 81 : A) FREQUENCE DOMINANTE DES SPECTRES FREQUENTIELS, ET B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT. ....	136
FIGURE 83 : SPECTRES FREQUENTIELS OBTENUS APRES ANALYSE D'INCOHERENCE A DIFFERENTES HAUTEURS, POUR UN ESSAI REALISE A UN DEBIT D'AERATION DE 1,7 SM <sup>3</sup> /H ET UN FLUX MASSIQUE DE PARTICULES DE 56 KG/(M <sup>2</sup> S).....	137
FIGURE 84 : ÉVOLUTIONS AVEC LA HAUTEUR DE GRANDEURS DETERMINEES D'APRES L'ESSAI PRESENTE SUR LA FIGURE 83 : A) FREQUENCE DOMINANTE DES SPECTRES FREQUENTIELS, ET B) RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT. ....	138
FIGURE 85 : FONCTIONS DE CORRELATIONS CROISEES CORRESPONDANT AUX QUATRES REGIMES IDENTIFIES SUR LES FIGURE 79 A FIGURE 83 : BULLAGE (A), PISTONNAGE (B), FLUIDISATION TURBULENTE (C) ET FLUIDISATION RAPIDE (D). ....	139
FIGURE 86 : DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION RENCONTRES DANS LE TUBE EN FONCTION DE LA HAUTEUR ET DE LA VITESSE DE GLISSEMENT LOCALE. LES REGIMES SONT IDENTIFIES PAR DES MARQUEURS ET COULEURS. ....	141
FIGURE 87 : DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION IDENTIFIES DANS LE TUBE RECEPTEUR. LES REGIMES SONT IDENTIFIES PAR DES MARQUEURS ET COULEURS, ET LES TRANSITIONS, PAR DES ZONES GRISEES.....	145
FIGURE 88 : DIAGRAMME SIMPLIFIE DES REGIMES DE FLUIDISATION, REPRESENTE EN TERMES DE NOMBRES ADIMENSIONNELS. LES ZONES DE TRANSITIONS ENTRE LES REGIMES SONT IDENTIFIES PAR DES AIRES GRISEES.....	146
FIGURE 89 : COMPARAISON DU DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION ETABLI DANS CETTE THESE AVEC DES ETUDES PRECEDENTES REALISEES A TEMPERATURE AMBIANTE AVEC LE CONCEPT DE RECEPTEUR SOLAIRE A PARTICULES FLUIDISEES. ....	148

FIGURE 90 : FRACTION VOLUMIQUE LOCALE DE PARTICULES EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT LOCAL. LES REGIMES DE FLUIDISATION SONT IDENTIFIES PAR DES MARQUEURS ET COULEURS. ....	149
FIGURE 91 : FLUCTUATIONS RELATIVES DE PRESSION LOCALES EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT LOCAL. LES REGIMES DE FLUIDISATION SONT IDENTIFIES PAR DES MARQUEURS ET COULEURS. ....	150
FIGURE 92 : FLUCTUATIONS RELATIVES DE PRESSION LOCALES EN FONCTION DES FRACTIONS VOLUMIQUES DE PARTICULES LOCALES. LES REGIMES DE FLUIDISATION SONT IDENTIFIES PAR DES MARQUEURS ET COULEURS. ....	151
FIGURE 93 : FLUX MASSIQUE DE PARTICULES EN FONCTION DE LA PRESSION RELATIVE TOTALE DANS LE DISPENSER, POUR DES DEBITS D'AERATION DE 0,4 (RONDS) ET 0,8 SM <sup>3</sup> /H (TRIANGLES), ET POUR LES DIFFERENTES CONFIGURATIONS DE FLUX SOLAIRES TESTEES. ....	157
FIGURE 94 : EXEMPLE DE PROFILS RADIAUX DES TEMPERATURES MESUREES A TROIS HAUTEURS : 0,64 M (NOIR), 1,14 M (ROUGE) ET 1,64 M (VERT). L'EPaisseur DU TUBE EST MATERIALISEE PAR LES POINTILLES NOIRS. ....	158
FIGURE 95 : EXEMPLE DE PROFILS SUR LA HAUTEUR DANS LE TUBE DE LA PRESSION RELATIVE (BLEU), DES TEMPERATURES DES PARTICULES (NOIR) ET DE PAROI (ROUGE). LA DISTRIBUTION DE FLUX SOLAIRE EST IDENTIFIEE EN VERT, ET LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR, PAR LES POINTILLES VERTICAUX JAUNES. ....	159
FIGURE 96 : ÉVOLUTION DES PROPRIETES DE L'AIR AVEC LA TEMPERATURE : LA MASSE VOLUMIQUE (BLEU), LA VISCOSITE (VERT) ET LE NOMBRE D'ARCHIMEDE (ORANGE) CALCULE POUR DES PARTICULES DE 61 μM DE DIAMETRE. UN ECOULEMENT D'AIR A UNE VITESSE DE 0,09 M/S A TEMPERATURE AMBIANTE VOIT SA VITESSE SUPERFICIELLE (ROUGE) ET LE NOMBRE DE REYNOLDS PARTICULAIRE ASSOCIE (NOIR) MODIFIES. ....	160
FIGURE 97 : EXEMPLE DE PROFILS SUR LA HAUTEUR DANS LE TUBE DE LA FRACTION VOLUMIQUE LOCALE (VERT), DE LA VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR (BLEU), DE LA VITESSE DE GLISSEMENT (ROUGE) ET DU NOMBRE DE REYNOLDS ASSOCIE (NOIR), POUR LE MEME ESSAI QU'EN FIGURE 95. LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR EST MATERIALISEE PAR LES POINTILLES VERTICAUX JAUNES. ....	161
FIGURE 98 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES MOYENNEE DANS LA ZONE IRRADIEE EN FONCTION DU FLUX MASSIQUE DE PARTICULES, POUR DES DEBITS D'AERATION DE 0,4 (RONDS) ET 0,8 SM <sup>3</sup> /H (TRIANGLES), ET DES TEMPERATURES MOYENNES DE PARTICULES COMPRISES ENTRE LA TEMPERATURE AMBIANTE ET ENVIRON 450 °C. ....	162
FIGURE 99 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES MOYENNEE DANS LA ZONE IRRADIEE EN FONCTION A) DE LA TEMPERATURE DES PARTICULES ET B) DE LA VITESSE SUPERFICIELLE D'AIR, MOYENNEES DANS LA ZONE IRRADIEE, POUR DES DEBITS D'AERATION DE 0,4 (RONDS) ET 0,8 SM <sup>3</sup> /H (TRIANGLES). ....	163
FIGURE 100 : ÉVOLUTIONS TEMPORELLES DE LA TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE IRRADIEE (ROUGE), ET DE LA MASSE DE PARTICULES ECOULEES (VERT) APRES UNE VARIATION DE PRESSION DANS LE DISPENSER (NOIR), POUR UN DEBIT D'AERATION ET UNE PUISSANCE SOLAIRE INCIDENTE CONSTANTES. ....	164
FIGURE 101 : ÉVOLUTIONS TEMPORELLES DE LA TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE IRRADIEE (ROUGE), ET DE LA MASSE DE PARTICULES ECOULEES (VERT) APRES PLUSIEURS VARIATIONS DU DEBIT D'AERATION (BLEU), POUR UNE PRESSION DANS LE DISPENSER (NOIR) ET UNE PUISSANCE SOLAIRE INCIDENTE CONSTANTES. ....	166
FIGURE 102 : A) AUGMENTATION DE TEMPERATURE DES PARTICULES, ET B) TEMPS DE RESIDENCE DES PARTICULES DANS LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR, EN FONCTION DE LEUR FLUX MASSIQUE ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. ....	168
FIGURE 103 : PUISSANCE ABSORBEE PAR LES PARTICULES EN FONCTION DE LEUR FLUX MASSIQUE ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. ....	169
FIGURE 104 : RENDEMENT THERMIQUE DU RECEPTEUR SOLAIRE EN FONCTION DU FLUX MASSIQUE DE PARTICULES ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. ....	170
FIGURE 105 : TEMPERATURE DES PARTICULES EN SORTIE DE LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR EN FONCTION DE LEUR FLUX MASSIQUE ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. LES POINTS SANS REMPLISSAGE CORRESPONDENT A DES PARTICULES PRECHAUFFEES DANS LE DISPENSER JUSQU'A 300 °C. ....	172
FIGURE 106 : INVERSE DE L'EFFICACITE THERMIQUE DU RECEPTEUR EN FONCTION DE L'INVERSE DE LA TEMPERATURE DE SORTIE DES PARTICULES, ET MISE EN EVIDENCE DU POINT DE FONCTIONNEMENT OPTIMAL SUR UN FRONT DE PARETO. ....	174

FIGURE 107 : COMPARAISONS ENTRE LES TEMPERATURES MESUREES PAR LE THERMOCOUPLE <i>Text10</i> , A 0,84 M DE HAUTEUR AU-DESSUS DE L'AERATION, ET CELLES DONNEES PAR LA CAMERA INFRAROUGE A LA MEME HAUTEUR, POUR DEUX CONFIGURATIONS DE FLUX SOLAIRE. ....	177
FIGURE 108 : DIFFERENCE DE TEMPERATURE ENTRE CELLE DONNEE PAR LE THERMOCOUPLE ET CELLE DONNEE PAR LA CAMERA INFRAROUGE, A PLUSIEURS HAUTEURS, EN FONCTION DE LA DENSITE DE FLUX SOLAIRE LOCALE. ....	178
FIGURE 109 : COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR GLOBAL ENTRE LES PAROIS INTERNES DU TUBE ET LES PARTICULES EN FONCTION DU FLUX MASSIQUE DE PARTICULES ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. ....	179
FIGURE 110 : COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR ADIMENSIONNEL ENTRE LES PAROIS INTERNES DU TUBE ET LES PARTICULES EN FONCTION DE LA TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR, ET POUR PLUSIEURS DENSITES DE FLUX SOLAIRES INCIDENTES. ....	181
FIGURE 111 : REGIMES DE FLUIDISATION IDENTIFIES DANS LE TUBE DU RECEPTEUR LORS DES EXPERIMENTATION SOLAIRES, REPRESENTES EN TERMES DE HAUTEUR EN FONCTION DE LA VITESSE DE GLISSEMENT LOCALE, A) DE MANIERE DIMENSIONNELLE, ET B) ADIMENSIONNELLE. ....	182
FIGURE 112 : DIAGRAMMES DES REGIMES DE FLUIDISATION IDENTIFIES DANS LE TUBE DU RECEPTEUR SOLAIRE, REPRESENTES EN TERMES DE GRANDEURS ADIMENSIONNELLES, ET CONDITIONNES PAR GAMMES DE TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE IRRADIEE. ....	184
FIGURE 113 : ÉVOLUTIONS DES LIMITES ENTRE LES REGIMES DE PISTONNAGE ET DE FLUIDISATION TURBULENTE (NOIR), ET ENTRE LES REGIMES DE FLUIDISATION TURBULENTE ET RAPIDE (BLEU), EN TERMES DE NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT ET EN FONCTION DE LA TEMPERATURE MOYENNE DES PARTICULES DANS LA ZONE INSOLEE DU RECEPTEUR. ....	185
FIGURE 114 : COMPARAISON DES LIMITES DE TRANSITIONS ENTRE LES REGIMES DE PISTONNAGE ET DE FLUIDISATION TURBULENTE (NOIR), ET ENTRE LES REGIMES DE FLUIDISATION TURBULENTE ET RAPIDE (BLEU) AVEC LA LITTERATURE, EN TERMES DE NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT ET EN FONCTION DU NOMBRE D'ARCHIMEDE. ....	187
FIGURE 115 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES LOCALE EN FONCTION DE LA VITESSE DE GLISSEMENT LOCALE, POUR LES DIFFERENTS REGIMES DE FLUIDISATION IDENTIFIES. ....	188
FIGURE 116 : FRACTION VOLUMIQUE DE PARTICULES LOCALE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DES PARTICULES, POUR TROIS GAMMES DE VITESSE DE GLISSEMENT. ....	189
FIGURE 117 : COEFFICIENT ADIMENSIONNEL DE TRANSFERT DE CHALEUR PAROI-PARTICULES EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT, MOYENNE DANS LA ZONE IRRADIEE DU RECEPTEUR, POUR LES DIFFERENTS REGIMES DE FLUIDISATION OBSERVES. ....	190
FIGURE 118 : REPRESENTATION DU COEFFICIENT ADIMENSIONNEL DE TRANSFERT DE CHALEUR EN FONCTION DU REGIME DE FLUIDISATION, POUR PLUSIEURS GAMMES DE TEMPERATURE DES PARTICULES. ....	191
FIGURE 119 : SCHEMA DES DISTRIBUTEURS D'AIR UTILISES POUR LA FLUIDISATION DANS LE DISPENSER DU BANC EXPERIMENTAL A TEMPERATURE AMBIANTE. ....	230
FIGURE 120 : PERTE DE CHARGE SUBIE PAR L'AIR LORS DE LA TRAVERSEE DES DISTRIBUTEURS POREUX (NOIR), TUBULAIRE (ROUGE), ET DE L'ENSEMBLE DES DEUX (BLEU), EN FONCTION DU DEBIT D'AIR INJECTE. ....	231
FIGURE 121 : COURBE D'ETALONNAGE DU MOTEUR A PALETTES DISPONIBLE SUR LE BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS A TEMPERATURE AMBIANTE. ....	232
FIGURE 122 : COURBE D'ETALONNAGE DU MOTEUR A PALETTES DISPONIBLE SUR LE BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS SOUS FLUX SOLAIRE. ....	233

## Liste des Tableaux

TABLEAU 1 : DONNEES DE PUISSANCES INSTALLEES (EN 2021) ET D'ENERGIES PRODUITES (EN 2020) EN ELECTRICITE A PARTIR D'ENERGIES RENOUVELABLES, EN PARTICULIER DE SOURCE SOLAIRE [2]. .....	24
TABLEAU 2 : COMPARAISON DES PRECEDENTES ETUDES LIEES AU CONCEPT DE RECEPTEUR SOLAIRE A PARTICULES FLUIDISEES. ....	36
TABLEAU 3 : PROPRIETES OPTIQUES ET THERMIQUES DES MATERIAUX UTILISES DANS LE MODELE THERMIQUE DE RECEPTEUR SOLAIRE. ....	64
TABLEAU 4 : NUMEROTATION DES SURFACES ET DES COORDONNEES DES SOMMETS DU RECEPTEUR.....	69
TABLEAU 5 : PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DE L'OLIVINE. ....	92
TABLEAU 6 : PROPRIETES GRANULOMETRIQUES DE L'ECHANTILLON D'OLIVINE. LES DIAMETRES MOYENS SONT EXPRIMES EN $\mu\text{m}$ . ....	94
TABLEAU 7 : VITESSES CARACTERISTIQUES DE FLUIDISATION DE L'ECHANTILLON D'OLIVINE ETUDIE.....	99
TABLEAU 8 : GAMMES DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX BALAYES LORS DES EXPERIMENTATIONS A TEMPERATURE AMBIANTE. ....	122
TABLEAU 9 : COMBINAISONS DES PARAMETRES $M$ (NOMBRE DE GROUPES) ET $N$ (NOMBRE DE POINTS PAR GROUPE) POSSIBLES POUR L'ANALYSE DE COHERENCE, D'APRES LES CONTRAINTES FIXEES SUR LE NOMBRE TOTAL DE POINTS A ENREGISTRER. ....	131
TABLEAU 10 : VALEURS FINALES DES NOMBRES DE POINTS OBTENUES DANS CHAQUE ZONE DU DIAGRAMME DES REGIMES DE FLUIDISATION. ....	144
TABLEAU 11 : COMPARAISON DES TRANSITIONS VERS LES REGIMES DE FLUIDISATION TURBULENTE ET RAPIDE, EXPRIMEES EN NOMBRE DE REYNOLDS DE GLISSEMENT, ENTRE L'ETUDE ACTUELLE ET DEUX ETUDES PORTANT SUR DES LITS FLUIDISES CLASSIQUE. ....	147
TABLEAU 12 : GAMMES DES GRANDEURS ADIMENSIONNELLES ASSOCIEES AUX DIFFERENTS REGIMES DE FLUIDISATION ET A LEURS TRANSITIONS. ....	150
TABLEAU 13 : COMPARAISON DE PLUSIEURS TESTS EFFECTUES DANS DES CONDITIONS EXPERIMENTALES SIMILAIRES EN TERMES DE DENSITE DE FLUX SOLAIRE INCIDENTE, DE DEBIT D'AERATION ET DE FLUX MASSIQUE DE PARTICULES. LA TEMPERATURE DES PARTICULES DANS LE DISPENSER VARIE, CE QUI AMENE A DES VARIATIONS DES PERFORMANCES THERMIQUES. ....	173
TABLEAU 14 : CORRELATIONS ETABLIES DANS LES ETUDES DE REFERENCE SUR LES TRANSITIONS ENTRE REGIMES DE FLUIDISATION. .	187
TABLEAU 15 : HAUTEURS DES 11 PRISES DE PRESSION POSITIONNEES SUR LE BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS A TEMPERATURE AMBIANTE, EXPRIMEES AU-DESSUS DE L'INJECTION D'AERATION. ....	227
TABLEAU 16 : INSTRUMENTATION DU BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS A TEMPERATURE AMBIANTE.....	227
TABLEAU 17 : HAUTEURS DES 9 PRISES DE PRESSION POSITIONNEES SUR LE BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS SOUS FLUX SOLAIRE, EXPERIMEES AU-DESSUS DE L'INJECTION DE L'AERATION. ....	228
TABLEAU 18 : INSTRUMENTATION DU BANC EXPERIMENTAL DESTINE AUX EXPERIMENTATIONS SOUS FLUX SOLAIRE.....	228
TABLEAU 19 : POSITIONS DES THERMOCOUPLES DANS LE TUBE ET LE DISPENSER, EN COORDONNEES CARTESIENNES. ....	229
TABLEAU 20 : LISTE DES EXPERIMENTATIONS REALISEES A TEMPERATURE AMBIANTE ET DES PARAMETRES OPERATOIRES ASSOCIES..	234
TABLEAU 21 : LISTE DES EXPERIMENTATIONS REALISEES SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE ET DES PARAMETRES OPERATOIRES ASSOCIES. ....	237



# Annexes

## SOMMAIRE

<b>A.</b>	<b>CONDITIONS EXPERIMENTALES SUR LE SITE D’ODEILLO .....</b>	<b>225</b>
A.1.	PRESSION ATMOSPHERIQUE.....	225
A.2.	PROPRIETES DE L’AIR.....	225
<b>B.</b>	<b>INSTRUMENTATION ET CARACTERISATION DES BANCS EXPERIMENTAUX .....</b>	<b>226</b>
B.1.	INSTRUMENTATIONS .....	226
B.1.1.	<i>RALF : à température ambiante.....</i>	<i>226</i>
B.1.2.	<i>RALFI : sous flux solaire concentré.....</i>	<i>227</i>
B.2.	CARACTERISATIONS DES BANCS EXPERIMENTAUX .....	229
B.2.1.	<i>RALF : à température ambiante.....</i>	<i>229</i>
B.2.2.	<i>RALFI : sous flux solaire concentré.....</i>	<i>232</i>
<b>C.</b>	<b>LISTE DES EXPERIMENTATIONS.....</b>	<b>233</b>
C.1.	RALF : A TEMPERATURE AMBIANTE .....	234
C.2.	RALFI : SOUS FLUX SOLAIRE CONCENTRE.....	237
<b>D.</b>	<b>INCERTITUDE SUR LE COEFFICIENT DE TRANSFERT DE CHALEUR .....</b>	<b>242</b>

## A. Conditions expérimentales sur le site d'Odeillo

Cette annexe présente les calculs des propriétés de l'air sur le site d'Odeillo (Pyrénées Orientales, France), où les expérimentations ont été effectuées.

### A.1. Pression atmosphérique

L'altitude moyenne de ce site et des bancs expérimentaux est d'environ 1550 m. A cette altitude, la formule du nivellement barométrique permet de calculer une pression atmosphérique moyenne  $P_{atm}$  de 845 mbar (Équation (99)). Dans cette équation, l'air est considéré comme un gaz parfait,  $M_{air} = 0,02895$  kg/mol est la masse molaire de l'air,  $g = 9,81$  m/s<sup>2</sup> est la constante d'accélération de la pesanteur,  $R = 8,3144621$  J/K/mol est la constante universelle des gaz parfait, et  $T$  est la température de l'air en Kelvin, fixée ici à 20 °C.

La différence obtenue par rapport à la pression atmosphérique classique au niveau de la mer (1 013 mbar) est importante car nous travaillons à des niveaux de pressions relatives allant jusqu'à environ 300 – 400 mbar. En pression absolue, cela correspond donc à des variations de plus de 10 %. En revanche, la valeur de 845 mbar est amenée à changer en fonctions des conditions météorologiques. Les variations associées étant de quelques dizaines de mbar, une moyenne de 850 mbar a été retenue.

$$P_{atm}(z) = P_{atm_{z=0}} * \exp\left(-z \frac{M_{air}g}{RT}\right) \quad (99)$$

### A.2. Propriétés de l'air

Pour prendre en compte l'influence de pression absolue et de la température sur la masse volumique de l'air  $\rho_{air}$ , cette dernière est calculée par l'Équation (100) en considérant simplement l'air comme étant un gaz parfait. Ainsi, à une température de 20 °C et une pression atmosphérique de 850 mbar calculée plus haut, la masse volumique de l'air est de 1,01 kg/m<sup>3</sup>.

$$\rho_{air} = \frac{PM_{air}}{RT} \quad (100)$$

La viscosité dynamique de l'air  $\mu_{air}$  varie très peu avec la pression mais dépend fortement de la température. Aussi, pour les besoins des calculs de nombres adimensionnels lors des expérimentations sous flux solaire concentré, il est nécessaire de prendre en compte cette dépendance. L'Équation (101) est alors utilisée, avec la température en Kelvin [134,150]. Pour une température de 20 °C, la valeur correspondante est de  $1,8 \cdot 10^{-5}$  Pa.s, ou kg/m.s. De la même manière, la capacité thermique de l'air,  $C_{p,air}$  est donnée en J/(kgK) par l'Équation (102) avec la température en Kelvin.

$$\mu_{air} = 8,8848.10^{-15}T^3 - 3,2398.10^{-11}T^2 + 6,2657.10^{-8}T + 2,3543.10^{-6} \quad (101)$$

$$C_{p,air} = 1,9327.10^{-10}T^4 - 7,9999.10^{-7}T^3 + 1,1407.10^{-3}T^2 - 0,44890T + 1057,5 \quad (102)$$

Suite à la modification de ces propriétés, la vitesse superficielle de l'air ( $U_{air}$ ) va également être modifiée. En considérant l'air comme un gaz parfait à pression constante, son calcul est rappelé ici par l'Équation (103) (cf. [Section 3.5.4](#) pour plus le développement du calcul). Dans cette équation  $U_{air,amb}$  est la vitesse superficielle d'air qui correspond à la température ambiante. Cette vitesse peut servir à calculer un nombre de Reynolds particulière associé,  $Re_{air}$ , par l'Équation (104). De plus, pour un écoulement de particules, la modification des propriétés de l'air modifie leur nombre d'Archimède  $Ar$  (Équation (105)).

$$U_{air} = U_{air,amb} \frac{T_i}{T_{amb}} \quad (103)$$

$$Re_{air} = \frac{\rho_{air} U_{air} d_{sv}}{\mu_{air}} \quad (104)$$

$$Ar = \frac{\rho_{air} (\rho_{part} - \rho_{air}) g d_{sv}^3}{\mu_{air}^2} \quad (105)$$

## B. Instrumentation et caractérisation des bancs expérimentaux

Cette annexe précise les instrumentations et présente les méthodes de caractérisations liées aux deux bancs expérimentaux utilisés pour les travaux à température ambiante et sous flux solaire concentré.

### B.1. Instrumentations

#### B.1.1. RALF : à température ambiante

Comme introduit en [Section 3.3](#), le banc expérimental « RALF » destiné aux expérimentations à température ambiante est instrumenté par 11 prises de pression le long du tube. Leurs positions sont récapitulées dans le [Tableau 15](#) et exprimées en hauteur au-dessus de l'injection d'aération.

**Tableau 15** : Hauteurs des 11 prises de pression positionnées sur le banc expérimental destiné aux expérimentations à température ambiante, exprimées au-dessus de l'injection d'aération.

N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Hauteur (m)	0,18	0,43	0,68	0,93	1,18	1,43	1,68	1,93	2,18	2,43	2,68

Les prises de pression sont connectées à des capteurs de pression relatifs et différentiels, sélectionnés d'après leurs temps de réponse et précision de mesure. Les différents débits d'air sont injectés grâce à des débitmètres. En fonction de la pression dans le dispenser et du débit d'air injecté, les particules s'écoulent dans une bassine connectée à une balance pour en mesurer le débit. Enfin, les données fournies par ces différents appareils sont enregistrées par deux appareils d'acquisition et transmises au logiciel Labview®. Le **Tableau 16** récapitule les détails concernant l'instrumentation du système.

**Tableau 16** : Instrumentation du banc expérimental destiné aux expérimentations à température ambiante.

Appareil	Marque	Modèle	Précision de Mesure	Gamme de Mesure	Fréquence d'Acquisition	Utilisation
Capteur de pression relative	Keller	PR33X	1 mbar	0 – 500 mbar	Temps de réponse de 5 ms, acquisition à 20 Hz	Pression dans le dispenser $P_{tot}$
	Siemens	7MF1641	3 mbar	0 – 600 mbar		Pressions dans le tube $P_1 - P_{11}$
Capteur de pression différentielle	Rosemont	2051C	0,05 mbar	0 – 50 mbar	Temps de réponse de 270 ms, acquisition à 4 Hz	Perte de charge dans le dispenser $\Delta P_{disp}$ et Pressions dans le tube $\Delta P_1 - \Delta P_{10}$
Débitmètres	Brooks	5853E	0,01 sm <sup>3</sup> /h	0 – 4,17 sm <sup>3</sup> /h	∅	Débit d'aération $q_{ae}$
	Brooks	5853S	1,7 sm <sup>3</sup> /h	0 – 16,8 sm <sup>3</sup> /h	∅	Débit de fluidisation $q_f$
Balance	Sérénité	S601	0,01 kg	0 – 60 kg	Acquisition à 1 Hz	Masse de particules
Système d'acquisition	Graphtec	Midi Logger GL840	Jusqu'à 20 voies possibles à 1 Hz d'acquisition chacune		Acquisition à 4 Hz	Enregistrement des pressions différentielles
	National Instruments	USB-6218	Jusqu'à 16 voies possibles à 15,625 KHz d'acquisition chacune		Acquisition à 20 Hz	Enregistrement des pressions relatives

### B.1.2. RALFI : sous flux solaire concentré

Le banc expérimental « RALFI » destiné aux expérimentations sous flux solaire, présenté en [Section 3.4](#), est instrumenté par 9 prises de pression le long du tube. Leurs positions sont récapitulées dans le **Tableau 17** et exprimées en hauteur au-dessus de l'injection d'aération.

**Tableau 17** : Hauteurs des 9 prises de pression positionnées sur le banc expérimental destiné aux expérimentations sous flux solaire, expérimentées au-dessus de l'injection de l'aération.

N°	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	P9
Hauteur $z$ (m)	0.08	0.84	1.04	1.24	1.44	1.84	2.04	2.24	2.44

Les prises de pression sont connectées à des capteurs de pression relatifs et différentiels, les mêmes que dans le cas des expérimentations à température ambiante. Les débitmètres et systèmes d'acquisitions associés sont également les mêmes. La balance a en revanche été modifiée afin de permettre une meilleure fréquence d'acquisition, et donc une meilleure précision sur le débit mesuré. Le **Tableau 18** récapitule les détails concernant l'instrumentation du système.

**Tableau 18** : Instrumentation du banc expérimental destiné aux expérimentations sous flux solaire.

Appareil	Marque	Modèle	Précision de Mesure	Gamme de Mesure	Fréquence d'Acquisition	Utilisation
Capteur de pression relative	Keller	PR33X	1 mbar	0 – 500 mbar	Temps de réponse de 5 ms, acquisition à 20 Hz	Pression dans le dispenser $P_{tot}$
	Siemens	7MF1641	3 mbar	0 – 600 mbar		Pressions dans le tube $P_1 - P_9$
Capteur de pression différentielle	Rosemont	2051C	0,05 mbar	0 – 50 mbar	Temps de réponse de 270 ms, acquisition à 4 Hz	Perte de charge dans le dispenser $\Delta P_{disp}$ et Pressions dans le tube $\Delta P_1 - \Delta P_7$
Débitmètres	Brooks	5853E	0,01 sm <sup>3</sup> /h	0 – 4,17 sm <sup>3</sup> /h	∅	Débit d'aération $q_{ae}$
	Brooks	5853S	1,7 sm <sup>3</sup> /h	0 – 16,8 sm <sup>3</sup> /h	∅	Débit de fluidisation $q_f$
Balance	Radwag	C315	0,01 kg	0 – 150 kg	Acquisition à 10 Hz	Masse de particules
	Graphtec	Midi Logger GL840	Jusqu'à 20 voies possibles à 1 Hz d'acquisition chacune		Acquisition à 4 Hz	Enregistrement des pressions différentielles
Système d'acquisition	Graphtec	Midi Logger GL800	Jusqu'à 60 voies possibles à 1 Hz d'acquisition chacune		Acquisition à 1 Hz	Enregistrement des températures
	National Instruments	USB-6218	Jusqu'à 16 voies possibles à 15,625 KHz d'acquisition chacune		Acquisition à 20 Hz	Enregistrement des pressions relatives
Chauffeur d'air	SureHeat	F074719	Jusqu'à 700 °C à $q_f$		∅	Préchauffage des particules dans le dispenser

Un gros changement par rapport à l'étude à température ambiante est la présence de 59 thermocouples de type K positionnés dans le dispenser, dans le tube récepteur, et soudés sur le tube. Ils sont enregistrés avec une précision de 3 °C par un système d'acquisition Graphtec®, à une fréquence de 1 Hz. Leurs positions sont précisées dans le **Tableau 19** sous la forme de coordonnées cartésiennes  $\{x, y, z\}$ , l'origine du repère étant le centre du tube au niveau de l'injection d'aération.

Tableau 19 : Positions des thermocouples dans le tube et le dispenser, en coordonnées cartésiennes.

	$x$ (m)	$y$ (m)	$z$ (m)		$x$ (m)	$y$ (m)	$z$ (m)		$x$ (m)	$y$ (m)	$z$ (m)
$T_{disp}^{Est}$	0,25	0,24	-0,35	$T_{int}^{18}$	-0,016	-0,016	1,64	$T_{ext}^{14}$	0,025	0,009	1,16
$T_{disp}^{Milieu}$	0	0	-0,35	$T_{int}^{19}$	-0,016	0,016	1,64	$T_{ext}^{15}$	0,016	-0,022	1,16
$T_{disp}^{Ouest}$	-0,25	0,12	-0,35	$T_{int}^{20}$	-0,015	0,015	1,64	$T_{ext}^{16}$	0,001	-0,027	1,16
$T_{int}^1$	0	0	0,31	$T_{int}^{21}$	0	0	1,64	$T_{ext}^{17}$	-0,020	-0,018	1,16
$T_{int}^2$	-0,023	0	0,31	$T_{int}^{22}$	0,016	-0,016	1,64	$T_{ext}^{18}$	-0,013	0,024	1,24
$T_{int}^3$	0,016	0,016	0,64	$T_{int}^{23}$	0	0	2,54	$T_{ext}^{19}$	0	-0,027	1,44
$T_{int}^4$	0,006	0,006	0,64	$T_{int}^{24}$	-0,023	0	2,54	$T_{ext}^{20}$	0,001	0,027	1,61
$T_{int}^5$	-0,006	-0,006	0,64	$T_{ext}^1$	0	-0,027	0,31	$T_{ext}^{21}$	0,018	0,020	1,61
$T_{int}^6$	-0,016	-0,016	0,64	$T_{ext}^2$	0	0,027	0,66	$T_{ext}^{22}$	0,027	0,004	1,61
$T_{int}^7$	-0,016	0,016	0,64	$T_{ext}^3$	0,019	0,019	0,66	$T_{ext}^{23}$	0,021	-0,017	1,61
$T_{int}^8$	-0,015	0,015	0,64	$T_{ext}^4$	0,027	0	0,66	$T_{ext}^{24}$	0,004	-0,027	1,61
$T_{int}^9$	0	0	0,64	$T_{ext}^5$	0,019	-0,019	0,66	$T_{ext}^{25}$	-0,016	-0,022	1,62
$T_{int}^{10}$	0,016	-0,016	0,64	$T_{ext}^6$	-0,002	-0,027	0,66	$T_{ext}^{26}$	-0,027	-0,001	1,62
$T_{int}^{11}$	0	0,023	1,14	$T_{ext}^7$	-0,017	-0,021	0,66	$T_{ext}^{27}$	-0,020	0,018	1,62
$T_{int}^{12}$	0	0,008	1,14	$T_{ext}^8$	-0,027	0	0,66	$T_{ext}^{28}$	0	-0,027	1,84
$T_{int}^{13}$	0	-0,008	1,14	$T_{ext}^9$	-0,021	0,017	0,66	$T_{ext}^{29}$	0	-0,027	2,04
$T_{int}^{14}$	0	-0,023	1,14	$T_{ext}^{10}$	0	-0,027	0,84	$T_{ext}^{30}$	0	-0,027	2,24
$T_{int}^{15}$	0,016	0,016	1,64	$T_{ext}^{11}$	0,001	-0,027	1,04	$T_{ext}^{31}$	0	-0,027	2,44
$T_{int}^{16}$	0,006	0,006	1,64	$T_{ext}^{12}$	-0,018	0,020	1,16	$T_{ext}^{32}$	0	-0,027	2,54
$T_{int}^{17}$	-0,006	-0,006	1,64	$T_{ext}^{13}$	0,025	0,010	1,16				

## B.2. Caractérisations des bancs expérimentaux

### B.2.1. RALF : à température ambiante

Avant de passer aux expérimentations à température ambiante, il est nécessaire de caractériser le banc expérimental présenté en [Section 3.3](#). Tout d'abord, il faut s'assurer de la « qualité » de la fluidisation dans le dispenser. En effet, [151,152] estiment qu'une fluidisation est de bonne qualité si la perte de charge subie par l'air lors de la traversée du distributeur est entre 0,02 et 1 fois la perte de charge subie à travers le lit fluidisé. Sur le banc expérimental présenté plus haut, le distributeur dans le dispenser est en réalité constitué de deux distributeurs successifs, comme schématisé sur la [Figure 119](#). Le premier distributeur est composé de tubes parallèles, dans lesquels l'air circule directement et sort par des interstices alternés à droite et à gauche de chaque tube, espacés de 20 cm les uns des autres et inclinés de 20° vers le bas. C'est un système classique pour la

fluidisation de particules, qui permet d'assurer la perte de charge nécessaire. Le second distributeur est une plaque rectangulaire en bronze fritté, de même dimension que le dispenser. La porosité de cette plaque permet d'assurer une bonne distribution de l'air dans le lit de particules, et ainsi une homogénéité de la fluidisation.

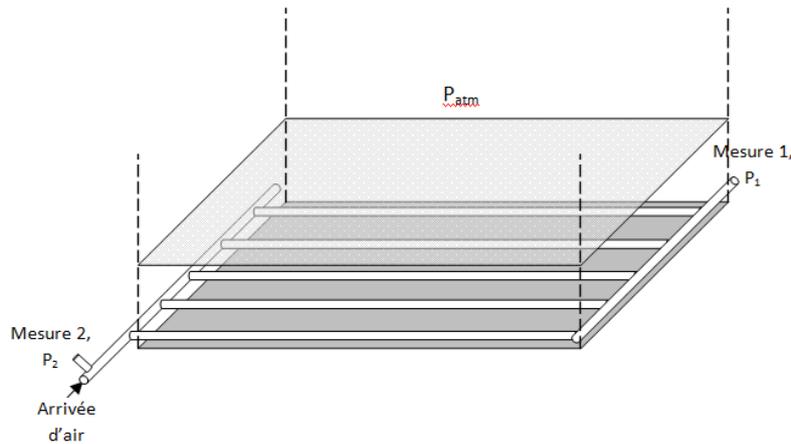


Figure 119 : Schéma des distributeurs d'air utilisés pour la fluidisation dans le dispenser du banc expérimental à température ambiante.

Pour caractériser les distributeurs, des mesures ont été effectuées à vide, c'est-à-dire sans particules, en envoyant de l'air à travers les distributeurs et en relevant les pressions  $P_1$  et  $P_2$ . A vide, la pression au-dessus du système est la pression atmosphérique  $P_{atm}$ . Ainsi, en utilisant des capteurs de pressions relatives (différence entre pression absolue et  $P_{atm}$ ),  $P_1$  représente directement la perte de charge à travers le distributeur poreux, et  $P_2$  représente la perte de charge à travers l'ensemble des distributeurs. De même, la différence  $P_2 - P_1$  représente la perte de charge à travers le distributeur tubulaire. Les évolutions de ces valeurs sont présentées en Figure 120 en fonction du débit d'air envoyé.

On peut voir que l'évolution de la perte de charge subie par l'air à travers le distributeur tubulaire suit une courbe de second degré, tandis que celle à travers le distributeur poreux est linéaire et bien plus faible. Ces résultats suivent les prédictions faites par [152] et confirment les rôles des deux distributeurs. Un débit constant de  $20 \text{ m}^3/\text{h}$  d'air sera injecté dans le dispenser pour toutes les expérimentations. Ce débit correspond – en extrapolant les résultats – à une perte de charge de 157 mbar lors de la traversée des distributeurs. Pour assurer une bonne qualité de la fluidisation dans le tube, cela signifie qu'il faudra travailler avec une perte de charge dans le lit fluidisé supérieure à cette valeur. Nous verrons plus loin que cela correspond bien à la gamme de travail de la pression  $P_{tot}$ .

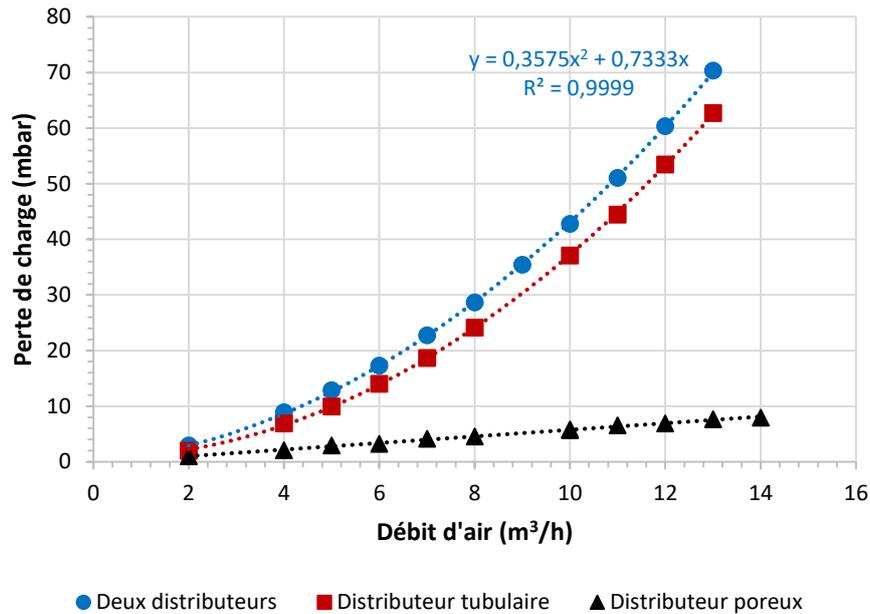


Figure 120 : Perte de charge subie par l'air lors de la traversée des distributeurs poreux (noir), tubulaire (rouge), et de l'ensemble des deux (bleu), en fonction du débit d'air injecté.

Durant les expérimentations, le seul moyen de contrôler la quantité de particules présentes dans le dispenser est par l'intermédiaire de la perte de charge  $\Delta P_{disp}$  mesurée. Cette valeur doit rester approximativement constante pour deux raisons principales. Premièrement, afin de ne pas diminuer la pression totale  $P_{tot}$ , ce qui diminuerait également le débit de particules, et donc de travailler dans des conditions stationnaires de pression. Deuxièmement, si la surface du lit fluidisé dans le dispenser devient trop basse, il risque d'y avoir des phénomènes d'aspiration d'air dans le tube principal, ce qui peut entraîner des « explosions » de particules hors du système. Pour éviter ces phénomènes, le dispenser est relié à une cuve de stockage par l'intermédiaire d'un moteur à palette. La vitesse de rotation de ce dernier est contrôlée par un potentiomètre, ce qui permet de faire varier le débit d'alimentation en particules. L'étalonnage de ce dernier est présenté en Figure 121. La consigne du potentiomètre maximale, en unités arbitraires, est de 1500. Cela correspond à un débit d'alimentation maximal de 0,6 kg/s, soit 2150 kg/h, soit encore 375 kg/(m²s) (normalisé par la section du tube). Ces valeurs limites correspondent donc à un débit d'écoulement maximal si on souhaite conserver des conditions stationnaires.

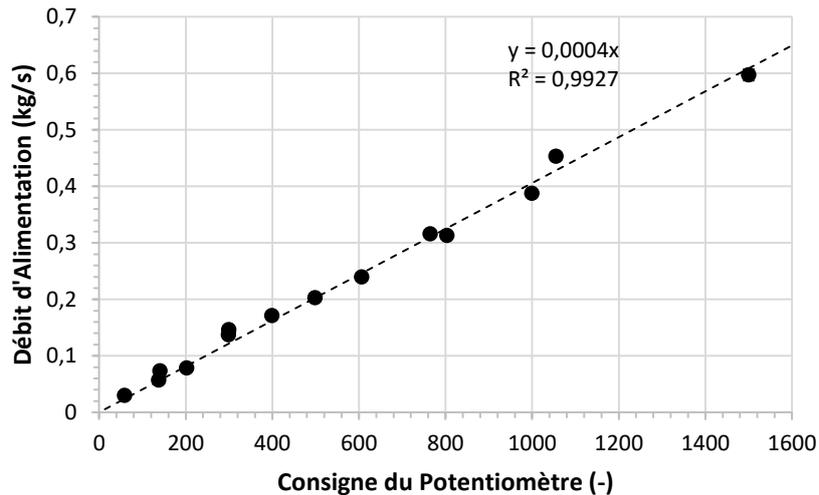


Figure 121 : Courbe d'étalonnage du moteur à palettes disponible sur le banc expérimental destiné aux expérimentations à température ambiante.

### B.2.2. RALFI : sous flux solaire concentré

De la même manière que précédemment, le seul moyen de contrôler la quantité de particules présentes dans le dispenser, et d'essayer de la conserver constante pendant les expérimentations pour travailler en conditions stationnaires, est d'alimenter le dispenser en particules depuis la cuve de stockage par l'intermédiaire du moteur à palette. La vitesse de rotation de ce dernier est contrôlée par un potentiomètre dont la consigne – en unité arbitraire – permet de modifier le débit d'alimentation. L'étalonnage de ce débit d'alimentation est présenté en Figure 122. La consigne maximale du moteur permet une alimentation de 0,11 kg/s, soit environ 400 kg/h, soit encore 61,5 kg/(m<sup>2</sup>s). Ces valeurs limites correspondent donc au débit de particules maximal atteignable en conditions stationnaires, ce qui est bien inférieur aux conditions disponibles à températures ambiante (de 375 kg/(m<sup>2</sup>s), c'est-à-dire six fois moins).

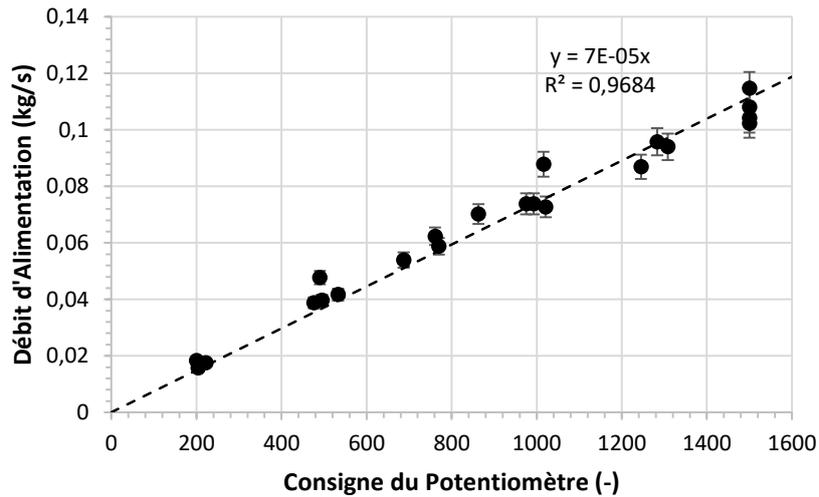


Figure 122 : Courbe d'étalonnage du moteur à palettes disponible sur le banc expérimental destiné aux expérimentations sous flux solaire.

## C. Liste des expérimentations

Cette annexe regroupe les conditions expérimentales des essais présentés dans le présent manuscrit, réalisés dans des conditions stationnaires de pression et de flux massique de particules, à température ambiante puis sous flux solaire concentré.

Pour ne pas surcharger les tableaux, les unités des variables associées à chaque essai (identifiés par leurs numéros) ne sont pas précisées, ce sont celles utilisées classiquement. Hormis pour les vitesses d'air, exprimées en cm/s, et pour la puissance absorbée  $\phi_{part}$  et le coefficient de transfert de chaleur  $h_{paroi,part}$  dans les expérimentations sous irradiations, qui sont exprimés respectivement en kW et kW/(m<sup>2</sup>K).

## C.1. RALF : à température ambiante

Ici, la perte de charge à travers le lit fluidisé dans le dispensier,  $\Delta P_{disp}$ , variait entre 15 et 25 mbar sur tous les essais, avec une moyenne et un écart-type de 16,85 et 3,85 mbar respectivement. Des essais sans et avec circulation des particules sont représentés, de sorte que la hauteur de la suspension,  $H_{lit}$ , est précisée.

Tableau 20 : Liste des expérimentations réalisées à température ambiante et des paramètres opératoires associés.

N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$
1	1,6	35,9	215,9	2,03	0	0,23	60	1,4	31,4	232,3	2,09	0	0,25	119	1,4	31,4	262,9	2,52	0	0,24
2	0,8	18,2	317,4	2,73	0	0,3	61	1,4	31,4	256	2,5	0	0,24	120	1,2	25,3	263,6	2,3	0	0,27
3	1	22,6	337,6	2,99	27,6	0,29	62	1,4	31,4	285	2,78	3	0,25	121	1	22,6	263,9	2,25	0	0,28
4	2,1	44,7	238,3	2,59	5,9	0,2	63	1,4	31,4	318,5	2,96	69	0,27	122	0,8	18,2	263,9	2,08	0	0,3
5	2,5	53,5	231,5	2,79	27,1	0,19	64	1,4	31,4	300,8	2,89	26,9	0,26	123	0,6	13,8	264	1,99	0	0,32
6	0	0,6	325,8	2,14	0	0,39	65	1,4	31,4	309,9	2,92	43,7	0,26	124	0,4	9,4	264	1,87	0	0,33
7	0,4	9,4	328,9	2,51	0	0,34	66	1,4	31,4	322,2	2,96	78,1	0,27	125	0,2	5	264	1,77	0	0,36
8	0,6	13,8	328,9	2,64	0	0,32	67	1,4	31,4	312,7	2,93	49,2	0,26	126	0	0,6	264	1,65	0	0,38
9	0,8	18,2	309,3	2,6	0	0,3	68	1,4	31,4	324	2,97	81,8	0,27	127	0,8	18,2	321,8	2,74	0	0,3
10	1,2	25,3	307,6	2,83	0	0,27	69	1,4	31,4	327,3	2,98	100,2	0,28	128	1	22,6	321,8	2,86	0	0,28
11	1,6	35,9	242,9	2,36	0	0,23	70	0,8	18,2	350,2	2,96	6,7	0,31	129	0,6	13,8	321,8	2,53	0	0,32
12	0,8	18,2	189,4	1,37	0	0,3	71	0,8	18,2	355,7	3,01	13	0,31	130	0,4	9,4	321,6	2,4	0	0,34
13	0,4	9,4	185,5	1,23	0	0,33	72	0,8	18,2	359,1	3,02	21,9	0,31	131	0,2	5	321,5	2,27	0	0,36
14	1	22,6	182,8	1,36	0	0,28	73	0,8	18,2	360,3	3,04	28,5	0,31	132	0	0,6	321,4	2,06	0	0,4
15	0,6	13,8	184,8	1,27	0	0,32	74	0,8	18,2	366,8	3,05	42,5	0,31	133	1,2	25,3	320,3	2,89	10,5	0,28
16	0,4	9,4	186,5	1,23	0	0,33	75	0,8	18,2	368,8	3,06	58,2	0,31	134	1,4	31,4	314,5	2,92	57,6	0,27

N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$
17	1,6	35,9	88,8	0,32	0	0,12	76	0,4	9,4	339,8	2,57	0	0,34	135	1,4	31,4	190,8	1,59	0	0,25
18	1,6	35,9	113,2	0,63	0	0,24	77	0,4	9,4	351,1	2,67	0	0,34	136	1,4	31,4	214,5	1,86	0	0,25
19	1,6	35,9	141,2	1,01	0	0,24	78	0,4	9,4	360,5	2,77	0	0,34	137	1,4	31,4	271,7	2,6	0	0,25
20	1,6	35,9	148,6	1,1	0	0,24	79	0,4	9,4	370	2,86	0	0,34	138	1,4	31,4	287,3	2,81	5,8	0,25
21	1,6	35,9	179,9	1,53	0	0,23	80	0,4	9,4	375,2	2,9	0	0,34	139	1,4	31,4	292,4	2,84	14,3	0,25
22	1,6	35,9	199,3	1,79	0	0,23	81	0,4	9,4	382,5	2,97	0	0,34	140	1,4	31,4	296,9	2,85	19,8	0,26
23	1,6	35,9	212,6	2,01	0	0,23	82	0,4	9,4	391,7	3,04	2,2	0,34	141	1,4	31,4	300	2,88	18,3	0,26
24	1,6	35,9	230,9	2,26	0	0,23	83	0,4	9,4	343,8	2,59	0	0,36	142	1,4	31,4	304,6	2,88	35,1	0,26
25	1,6	35,9	248,8	2,52	0	0,23	84	0,4	9,4	353,1	2,67	0	0,34	143	1,4	31,4	308,1	2,91	38,1	0,26
26	1,6	35,9	267,7	2,77	0	0,24	85	0,4	9,4	363,5	2,78	0	0,34	144	1,4	31,4	312,9	2,93	49,2	0,27
27	1,6	35,9	293,1	2,9	42,8	0,25	86	0,4	9,4	372,2	2,86	0	0,34	145	1,4	31,4	316,9	2,94	62,5	0,27
28	2,5	53,5	181,1	1,88	0	0,19	87	0,4	9,4	379,2	2,92	0	0,34	146	1,4	31,4	319,6	2,95	74,2	0,27
29	0	0,6	181,3	1,01	0	0,39	88	0,4	9,4	391,5	3,03	0	0,34	147	1,4	31,4	323,3	2,97	81,1	0,27
30	1,2	25,3	181,4	1,37	0	0,27	89	0,4	9,4	402	3,09	12,1	0,35	148	0,2	5	380,3	2,74	0	0,37
31	0,6	13,8	391,5	3,09	85,1	0,33	90	0,4	9,4	403,6	3,1	37,1	0,34	149	0,2	5	381,4	2,76	0	0,36
32	0	0,6	427,9	2,92	0	0,4	91	0,4	9,4	407,2	3,12	80,5	0,35	150	0,2	5	389,3	2,82	0	0,37
33	0	0,6	283,5	1,79	0	0,39	92	0,4	9,4	407,4	3,11	59,2	0,35	151	0,2	5	390,5	2,82	0	0,37
34	0,2	5	273,8	1,87	0	0,36	93	1,2	25,3	331,2	2,94	35,9	0,28	152	0,6	13,8	341,3	2,74	0	0,32
35	0,4	9,4	253,5	1,8	0	0,34	94	1,2	25,3	322,8	2,91	17,9	0,28	153	0,6	13,8	345,5	2,77	0	0,32
36	0,6	13,8	251,7	1,86	0	0,32	95	1,2	25,3	312,7	2,85	4,5	0,27	154	0,6	13,8	352,8	2,83	0	0,32
37	0,8	18,2	239,6	1,85	0	0,3	96	1,2	25,3	307,9	2,81	2,6	0,27	155	0,6	13,8	357,3	2,87	0	0,32
38	1	22,6	226,7	1,82	0	0,28	97	1,2	25,3	334,9	2,96	41,1	0,28	156	2,1	44,7	259,4	2,8	26,5	0,22
39	1,2	25,3	227	1,86	0	0,27	98	1,2	25,3	336,5	2,97	50,6	0,29	157	2,1	44,7	262,2	2,82	34,9	0,22
40	1,4	31,4	218,4	1,9	0	0,25	99	1,2	25,3	339,8	2,99	56,3	0,29	158	2,1	44,7	268,1	2,84	45,2	0,23

N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$	N°	$q_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$H_{lit}$	$G_p$	$\alpha_h$
41	1,6	35,9	210	1,88	0	0,24	100	1,2	25,3	337,5	2,97	54,2	0,29	159	2,1	44,7	270	2,85	52	0,23
42	2,1	44,7	214	2,1	0	0,22	101	1,6	35,9	291,9	2,88	32,2	0,25	160	1,6	35,9	271,5	2,8	8,7	0,24
43	2,5	53,5	184	1,9	0	0,19	102	1,6	35,9	284,4	2,84	20,7	0,24	161	1,6	35,9	279	2,83	17,7	0,24
44	0	0,6	176,5	0,93	0	0,39	103	1,6	35,9	294,3	2,89	43,6	0,25	162	2,1	44,7	196,2	1,88	0	0,22
45	0,2	5	160,6	0,87	0	0,35	104	1,6	35,9	300,3	2,92	56,8	0,25	163	0,8	18,2	377,1	3,09	71,8	0,32
46	0,4	9,4	149,6	0,82	0	0,33	105	1,6	35,9	299,6	2,9	56,4	0,25	164	1,2	25,3	354,2	3,04	106,6	0,32
47	0,6	13,8	154,4	0,9	0	0,31	106	1,6	35,9	318,8	2,99	107,3	0,27	165	0,4	9,4	410,9	3,12	56,7	0,35
48	0,8	18,2	153,2	0,93	0	0,3	107	1,6	35,9	324,6	3	128,1	0,27	166	0,4	9,4	407,8	3,11	37,9	0,35
49	1,2	25,3	139,9	0,83	0	0,28	108	2,5	53,5	196,2	2,28	0,2	0,18	167	0,4	9,4	413,5	3,13	107,1	0,35
50	1,4	31,4	136,9	0,84	0	0,26	109	2,5	53,5	206,1	2,36	2,1	0,19	168	0,8	18,2	382,2	3,11	122	0,33
51	1,6	35,9	127,9	0,79	0	0,23	110	2,5	53,5	213,2	2,55	4	0,18	169	1,6	35,9	314,5	2,98	98,9	0,27
52	2,5	53,5	130,3	0,9	0	0,22	111	2,5	53,5	219,1	2,56	6,4	0,18	170	1,4	31,4	331,8	3,01	103,3	0,28
53	1,4	31,4	91,9	0,34	0	0,16	112	2,5	53,5	226,8	2,62	16,2	0,19	171	0,8	18,2	397,9	3,14	347,4	0,34
54	1,4	31,4	110,8	0,57	0	0,26	113	2,5	53,5	235,7	2,79	27,4	0,2	172	2,5	53,5	307,6	3,03	198,7	0,26
55	1,4	31,4	138,3	0,87	0	0,26	114	2,5	53,5	240,7	2,81	33,9	0,2	173	1,4	31,4	357,2	3,09	235,6	0,3
56	1,4	31,4	162,7	1,27	0	0,25	115	2,5	53,5	244	2,81	38,9	0,2	174	1,4	31,4	375,2	3,14	392	0,31
57	1,4	31,4	167	1,3	0	0,25	116	2,5	53,5	260,2	2,89	69,1	0,22	175	2,1	44,7	221	2,08	0	0,23
58	1,4	31,4	188,6	1,55	0	0,25	117	1,6	35,9	275,2	2,82	12,9	0,24	176	2,1	44,7	292,3	2,95	99,2	0,24
59	1,4	31,4	203	1,77	0	0,24	118	2,5	53,5	276	2,93	116,8	0,23	177	2,1	44,7	271,8	2,87	51,5	0,23

## C.2. RALFI : sous flux solaire concentré

Ici, la perte de charge à travers le lit fluidisé dans le dispenser,  $\Delta P_{disp}$ , est de  $26,14 \pm 2,67$  mbar sur tous les essais. Très peu d'essais sans circulation des particules ont été réalisés pour éviter de surchauffer le tube irradié. Aussi, la hauteur de la suspension n'est pas précisée. Lorsque le flux massique de particules,  $G_p$ , est nul, cela signifie que la suspension est à la limite de la circulation,  $H_{lit} \approx H_t$ . Les essais numéros 20 à 28 ne sont pas détaillés pour cause d'instrumentation défectueuse.

Tableau 21 : Liste des expérimentations réalisées sous flux solaire concentré et des paramètres opératoires associés.

N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q'_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{paroi,part}$	N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q'_{ae}$	$U_{air,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{paroi,part}$
1	0	0	5	0,4	8,1	277	0	0,37	0	0	0	104	786	B	28	0,4	8,6	305,6	18,96	0,31	12	0,48	0,82
2	0	0	5	0,8	15,8	267	0	0,35	0	0	0	105	791	B	28	0,6	11,7	304,3	25,06	0,33	12,4	0,49	0,79
3	0	0	6	1,6	31,1	223	0	0,32	0	0	0	106	796	B	28	0,8	16,3	301,5	41,52	0,33	14,8	0,59	1,06
4	0	0	17	0,4	8,1	357	0,38	0,35	0	0	0	107	800	B	28	1	19,3	300,6	47,45	0,33	15,2	0,6	1,14
5	0	0	15	0,8	15,8	346	54	0,33	0	0	0	108	809	B	28	1,1	22,4	299,2	56,1	0,31	15,6	0,6	0,93
6	0	0	14	0,4	8,1	369	46	0,34	0	0	0	109	890	B	24	0,1	2,8	329,3	3,17	0,34	4,5	0,16	0,41
7	0	0	13	0,4	8,1	365	22	0,34	0	0	0	110	895	B	24	0,1	3,3	329,2	4,49	0,32	5,7	0,2	0,38
8	0	0	6	0,8	15,8	333	13	0,33	0	0	0	111	900	B	24	0,1	3,7	328,5	10,35	0,32	11,3	0,39	0,68
9	0	0	6	0,8	15,8	350	49	0,33	0	0	0	112	902	B	24	0,2	4	328,3	12	0,32	12,4	0,43	0,74
10	0	0	6	1,6	31,1	255	22	0,32	0	0	0	113	914	B	24	0,2	5,6	327,9	18,33	0,32	13,2	0,45	0,7
11	0	0	7	1,6	31,1	274	40	0,32	0	0	0	114	918	B	24	0,3	7,1	326,9	23,85	0,32	14,6	0,5	0,75
12	0	0	8	1,2	21,9	228	0	0,32	0	0	0	115	923	B	24	0,4	8,6	326,4	32	0,33	16,6	0,57	0,85
13	0	0	7	1,2	21,9	302	27	0,32	0	0	0	116	925	B	24	0,6	11,7	323,8	42,38	0,33	17,7	0,6	0,92
14	0	0	7	1,2	21,9	314	44	0,31	0	0	0	117	930	B	24	0,8	16,3	321,3	61,9	0,36	18,4	0,62	0,95
15	0	0	7	2,5	46,5	184	0	0,26	0	0	0	118	881	B	224	0,6	11,7	227,9	12,4	0,23	8,9	0,32	0,91
16	0	0	7	2,5	46,5	200	18	0,29	0	0	0	119	883	B	232	0,5	10,9	227,3	7,65	0,23	6,4	0,23	0,76

N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$	N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$
17	0	0	8	2,5	46,5	228	46	0,3	0	0	0	120	883	B	219	0,8	17	215,4	22,9	0,23	12,5	0,44	1,14
18	0	0	0	0,1	2	339	20	0,33	0	0	0	121	886	B	189	1,1	23	193,5	20,52	0,2	11,5	0,41	1,06
19	0	0	0	1,6	31,1	276	42	0,29	0	0	0	122	887	B	155	1,4	27,5	176,9	18,4	0,18	11,5	0,41	1,06
29	1022	A	55	0,6	13	234	10,68	0,18	8,6	0,39	0,87	123	887	B	150	1,4	29	165,1	15,91	0,16	10,7	0,38	1,03
30	1025	A	42	0,5	10,6	234,7	5,7	0,15	6,1	0,27	0,73	124	890	B	156	1,5	30,5	153,1	13,67	0,15	9,9	0,35	0,99
31	1028	A	34	0,6	11,8	233,9	7,14	0,26	7,2	0,32	0,79	125	891	B	158	1,6	32,1	145,5	14,08	0,14	10	0,35	0,98
32	1024	A	47	0,6	13	219	6,24	0,25	6,1	0,27	0,68	126	944	C	23	0,4	8,6	294,4	17,43	0,29	16,6	0,43	1,06
33	1024	A	42	0,7	14,4	218,7	8,37	0,19	7,8	0,35	0,79	127	948	C	23	0,5	10,2	293,4	23,1	0,29	17,3	0,45	1,02
34	1022	A	39	0,8	15,4	218,6	9,28	0,18	8,2	0,37	0,82	128	952	C	23	0,6	11,7	292,5	28,55	0,29	18,9	0,48	1,08
35	1023	A	36	0,8	16,3	218,4	11,92	0,17	10,3	0,46	1	129	956	C	23	0,7	13,2	291,8	32,38	0,3	19,3	0,49	1,07
36	1021	A	34	0,9	17,3	218,3	11,96	0,16	9,6	0,43	0,91	130	960	C	23	0,7	14,8	291,3	38,02	0,29	20,7	0,53	1,12
37	1021	A	33	0,9	18,2	217,9	13,24	0,15	9,6	0,43	0,87	131	963	C	24	0,8	16,3	291,2	41,43	0,29	21,1	0,54	1,15
38	1022	A	32	1	19,2	217,4	11,51	0,15	8,1	0,36	0,73	132	939	A	163	0,2	5,6	267,3	0,18	0,29	0,2	0,01	0,02
39	1022	A	31	1	20,2	216,7	17,7	0,15	11,9	0,53	1,04	133	943	A	161	0,3	7,1	270,3	9,9	0,27	9,7	0,47	0,86
40	1019	A	31	0,7	14,4	217,5	4,91	0,14	4,5	0,2	0,51	134	944	A	160	0,4	8,6	272,3	15,4	0,27	11,3	0,54	0,85
41	1020	A	30	0,6	13	217,4	3,36	0,13	3,5	0,16	0,44	135	957	B	199	0,2	4,8	286,4	5,01	0,28	4,1	0,13	0,75
42	1019	A	30	0,6	11,8	217,6	1,95	0,13	2,3	0,1	0,31	136	954	B	177	0,2	5,6	287,8	8,83	0,28	6,4	0,21	0,96
43	1018	A	29	0,6	11,8	224,8	5,26	0,13	5,9	0,27	0,74	137	963	C	175	0,2	4,8	296,4	15,25	0,3	15,4	0,39	1,06
44	937	A	88	0,8	16,3	207,7	5,58	0,24	3,5	0,17	0,5	138	965	C	158	0,2	5,6	293,5	16,62	0,3	16,6	0,42	4,41
45	943	A	82	0,6	11,7	208,3	8,43	0,24	5	0,24	0,68	139	970	C	136	0,3	7,1	290,2	18,18	0,29	17,1	0,43	1,09
46	946	A	78	1	19,3	209,5	10,41	0,23	6	0,29	0,79	140	988	E	163	0,3	7,1	294,8	21,62	0,3	18,2	0,58	1,17
47	947	A	73	1,1	20,9	209,3	13,3	0,23	7,4	0,36	0,92	141	936	C	15	0,6	11,7	254	13,71	0,26	14,4	0,38	1,17
48	950	A	66	1,1	22,4	209,7	15,67	0,23	8,2	0,4	0,97	142	941	C	15	0,8	16,3	253,3	24,6	0,26	17,4	0,45	1,23
49	953	A	59	1,2	23,9	209,9	16,01	0,23	8,4	0,4	0,96	143	947	C	15	0,8	16,3	288,2	42,62	0,29	21,1	0,55	1,3

N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$	N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$
50	954	A	53	1,3	25,5	210	17,72	0,23	8,7	0,42	0,96	144	952	C	15	0,6	11,7	290,9	29,03	0,3	19,5	0,5	1,29
51	955	A	45	1,4	27	209,7	18,59	0,23	9	0,43	0,97	145	956	C	15	0,6	11,7	320,7	45,8	0,32	22	0,56	1,26
52	954	A	49	1,1	22,4	210,4	13,81	0,24	7,5	0,36	0,85	146	959	C	15	0,8	16,3	317,5	67,11	0,32	23,8	0,61	1,3
53	952	A	56	1	19,3	211,8	11,41	0,24	6,8	0,32	0,8	147	961	C	15	0,4	8,6	324,6	29,18	0,32	18,3	0,47	1,03
54	957	A	72	0,8	16,3	214	7,42	0,24	5,1	0,24	0,64	148	952	A	18	0,7	13,2	234	6,46	0,25	5,1	0,25	1,1
55	959	A	83	0,7	14,8	216	6,23	0,24	4,5	0,22	0,6	149	955	A	19	0,8	16,3	232,4	9,6	0,25	6,4	0,31	1,21
56	964	A	90	0,7	13,2	218,1	5,44	0,24	4,2	0,2	0,55	150	958	A	20	1	19,3	231,2	14,15	0,26	8,1	0,39	1,34
57	965	A	97	0,6	11,7	220,4	3,59	0,25	3	0,14	0,42	151	968	A	47	0,7	13,2	231,7	7,57	0,25	5,8	0,27	1,11
58	905	A	89	0,4	8,6	247,8	2,19	0,26	1,8	0,09	0,3	152	972	A	24	0,2	5,6	304,3	8,95	0,29	7,9	0,37	1,23
59	904	A	94	0,5	10,2	247,3	4,46	0,26	3,3	0,17	0,49	153	974	A	92	0,1	2,5	331,3	0	0,37	-0,2	-0,01	-0,02
60	907	A	83	0,6	11,7	246,6	8,08	0,28	5,5	0,28	0,73	154	977	A	105	0,1	2,5	367	0,59	0,42	0,7	0,03	0,09
61	911	A	64	0,7	13,2	246,9	9,84	0,28	6,1	0,31	0,78	155	977	A	19	0,2	5,6	360,2	32,75	0,36	12,5	0,58	1,13
62	922	A	51	0,7	14,8	246,3	11,06	0,27	6,6	0,32	0,78	156	979	A	18	0,4	8,6	358,2	50,81	0,36	13,2	0,62	1,26
63	929	A	40	0,8	16,3	245,8	13,16	0,27	7,4	0,36	0,84	157	981	A	18	0,1	2,5	353,7	75,61	0,35	15,5	0,72	1,38
64	929	A	38	0,7	13,2	245,6	8,33	0,28	5,6	0,27	0,69	158	1007	B	38	0,6	11,7	229,7	8,39	0,24	9,8	0,31	1,6
65	925	A	45	0,5	10,2	245,6	5,23	0,27	4,7	0,23	0,7	159	881	B	26	0,6	11,7	300	31,98	0,31	16,8	0,6	1,49
66	930	A	50	0,4	8,6	245,6	5,27	0,26	5,5	0,27	0,87	160	935	B	26	0,8	16,3	297,4	44,23	0,3	18,4	0,62	1,62
67	934	A	37	0,4	8,6	256,1	6,27	0,26	6,2	0,3	0,87	161	916	B	26	0,2	4	339	83,95	0,34	21,5	0,74	1,58
68	935	A	36	0,3	7,1	256,7	2,16	0,26	2,4	0,12	0,42	162	819	B	25	0,4	8,6	346,9	39,17	0,34	16,1	0,62	1,24
69	936	A	35	0,2	5,6	257	0	0,27	-1,8	-0,09	-0,35	163	996	E	29	0,8	16,3	240,3	23,94	0,24	20,4	0,41	1,82
70	939	A	34	0,4	8,6	266,1	8,64	0,27	7,7	0,38	0,91	164	995	E	25	0,6	11,7	269,7	21,88	0,28	18,8	0,38	1,63
71	935	A	33	0,3	7,1	266,8	3,76	0,26	3,9	0,19	0,57	165	993	E	25	0,8	16,3	268	34,82	0,27	22,2	0,45	1,74
72	926	A	34	0,2	5,6	267,3	0	0,27	-2,6	-0,13	-0,49	166	992	E	25	0,6	11,7	300,1	38,14	0,31	23,7	0,48	1,68
73	929	A	32	0,5	10,2	262,9	10,53	0,27	8,5	0,42	0,95	167	990	E	25	0,8	16,3	297,4	53,03	0,3	25,2	0,51	1,75

N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$	N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$
74	928	A	32	0,6	11,7	263,2	12,02	0,29	8,3	0,41	0,9	168	991	E	25	0,6	11,7	328,5	51,48	0,33	23,5	0,47	1,5
75	938	A	31	0,6	13,2	262,6	15,42	0,29	9,5	0,46	0,98	169	992	E	25	0,8	16,3	324,8	73,9	0,33	25,3	0,51	1,67
76	939	A	31	0,8	16,3	261,7	18,36	0,28	9,5	0,46	0,92	170	931	D	18	1	19,3	294	61,31	0,3	26,6	0,47	1,33
77	947	A	27	0,4	8,6	243,5	1,98	0,25	2,1	0,1	0,48	171	934	D	19	0,8	16,3	331,7	83,78	0,34	27	0,48	1,36
78	949	A	27	0,5	10,2	242,3	5	0,26	4,8	0,23	0,85	172	858	D	17	0,6	11,7	300,5	35,61	0,3	22,8	0,44	1,4
79	947	A	27	0,7	13,2	241,6	8,43	0,27	6,1	0,29	0,89	173	866	D	17	0,7	13,2	299,5	42,92	0,3	24	0,46	1,44
80	955	A	27	0,8	16,3	241,5	11,8	0,27	7,2	0,34	0,95	174	872	D	17	0,8	16,3	298	55,32	0,3	25,9	0,49	1,58
81	960	A	26	0,9	17,8	241,7	14	0,27	7,8	0,37	0,96	175	876	D	17	1	19,3	295,8	69,02	0,3	27,2	0,52	1,65
82	964	A	26	1	19,3	241,4	17,01	0,28	8,5	0,4	0,96	176	878	D	17	1,2	22,4	293,6	79,73	0,29	27,9	0,53	1,68
83	929	A	26	1,1	20,9	240,6	19,07	0,27	9	0,44	0,98	177	871	D	22	1,2	22,4	257,5	45,94	0,26	24,3	0,46	2,27
84	931	A	26	1,1	22,4	240,5	18,9	0,27	8,7	0,43	0,96	178	885	D	24	1,6	31,6	294,5	49,48	0,3	24,8	0,47	2,1
85	934	A	26	1,2	23,9	239,8	21,87	0,26	9,3	0,46	0,99	179	891	D	24	0,9	17,8	294,2	55,96	0,3	25,6	0,48	2,08
86	939	A	26	1,3	25,5	239,7	22,82	0,26	9,5	0,46	0,97	180	812	D	17	0,6	11,7	304,5	39,13	0,31	22,9	0,47	1,66
87	943	A	26	1,4	27	239,1	26,21	0,26	10,1	0,49	1	181	860	D	17	0,4	8,6	342,9	50,06	0,34	24,2	0,47	1,55
88	948	A	26	1,6	31,6	237,8	35,21	0,26	11,3	0,54	1,07	182	908	D	17	0,2	4	382,1	60,94	0,39	28,9	0,53	1,43
89	949	A	27	0,8	16,3	239,8	10,32	0,28	6,3	0,3	0,76	183	873	A	32	0,4	8,6	226,2	0	0,28	-2,3	-0,12	-0,67
90	752	B	24	0,2	5,6	271,8	4,05	0,27	5,7	0,24	0,79	184	885	A	56	0,4	8,6	251,6	3,85	0,25	3,9	0,2	1
91	761	B	24	0,3	7,1	271,3	8,27	0,27	8,9	0,37	0,8	185	955	B	119	2,5	47,3	219,5	92,98	0,21	17,8	0,59	1,61
92	768	B	24	0,4	8,6	271,1	11,71	0,28	10,8	0,44	0,88	186	987	E	232	0,8	17	257,8	60,12	0,26	19,2	0,39	1,46
93	771	B	25	0,5	10,2	271,4	14,09	0,28	10,6	0,43	0,82	187	985	E	199	0,7	15,4	253,8	37,87	0,26	18,8	0,38	1,44
94	781	B	24	0,6	11,7	272,2	17,4	0,29	11,9	0,48	0,87	188	975	E	187	0,4	9,2	291,5	31,84	0,29	17,8	0,36	1,21
95	786	B	24	0,6	13,2	272	19,7	0,29	12	0,48	0,82	189	977	E	166	0,6	12,2	284,6	40,82	0,29	19,1	0,39	1,28
96	797	B	24	0,7	14,8	271,7	23,35	0,29	12,9	0,51	0,85	190	975	E	148	0,8	16,7	275,5	52,45	0,28	20,1	0,41	1,3
97	803	B	24	0,8	16,3	271,5	25,48	0,3	12,8	0,5	0,82	191	992	B	209	0,2	5,5	291,2	13,61	0,29	12,7	0,4	0,84

Annexes

N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q'_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$	N°	DNI	Config	$T_{disp}$	$q'_{ae}$	$U_{atr,0}$	$P_{tot}$	$G_p$	$\alpha_{irr}$	$\phi_{part}$	$\eta_{th}$	$h_{parot,part}$
98	814	B	25	0,3	7,1	290,2	15,64	0,32	11,6	0,45	0,77	192	993	B	212	0,2	6,2	291,4	19,46	0,28	14,5	0,46	0,84
99	817	B	25	0,6	11,7	289,8	22,52	0,31	13	0,5	0,79	193	997	B	297	0,2	5,7	281,7	12,18	0,29	10,1	0,32	0,71
100	819	B	25	0,8	16,3	289	35,15	0,31	15,3	0,59	0,87	194	995	B	271	0,2	6,4	275,8	12,4	0,28	10,2	0,32	0,69
101	767	B	27	0,2	4	308,2	3,77	0,3	5	0,2	0,55	195	980	B	263	0,3	7,9	271,2	22,04	0,29	17,6	0,36	1,22
102	775	B	27	0,2	5,6	306	11,98	0,29	10,5	0,43	0,79	196	977	B	234	0,4	8,6	263,1	17,51	0,28	15,7	0,32	1,11
103	781	B	27	0,3	7,1	306,1	13,53	0,3	9,8	0,4	0,71												

## D. Incertitude sur le coefficient de transfert de chaleur

Cette annexe détaille le calcul d'incertitude sur le coefficient de transfert de chaleur paroi particules,  $h_{paroi,part}$ , présenté en [Section 5.4.1](#) (cf. Équations (89) et (91)). Son calcul est relativement simple, mais fait intervenir une moyenne logarithmique des différences de température entre les paroi internes du tube et les particules, entre l'entrée et la sortie de la zone irradiée,  $\Delta T_{paroi,part}$ . Le calcul de cette moyenne est rappelé en Équation (106).

$$\Delta T_{paroi,part} = \frac{\Delta T_{paroi,part}^{in} - \Delta T_{paroi,part}^{out}}{\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right)} = \frac{(T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}) - (T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out})}{\ln\left(\frac{T_{paroi,int}^{in} - T_{part}^{in}}{T_{paroi,int}^{out} - T_{part}^{out}}\right)} \quad (106)$$

Le calcul de l'incertitude associée,  $\delta(\Delta T_{paroi,part})$ , est complexe à cause de la fonction logarithme népérien. Pour la déterminer, on utilise la méthode du calcul de la différentielle de la fonction,  $d(\Delta T_{paroi,part})$ . Cette fonction dépend de quatre variables :  $T_{part}^{in}$ ,  $T_{part}^{out}$ ,  $T_{paroi,int}^{in}$  et  $T_{paroi,int}^{out}$ . Pour simplifier les calculs, regardons simplement la dépendance avec les différences de températures paroi/particules à l'entrée et à la sortie de la zone irradiée :  $\Delta T_{paroi,part}^{in}$  et  $\Delta T_{paroi,part}^{out}$  (Équation (107)). Cette différentielle fait intervenir les dérivées partielles de la fonction par rapport à chacun des deux variables, données par les Équations (108) et (109).

$$d(\Delta T_{paroi,part}) = \left| \frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{in})} \right| d(\Delta T_{paroi,part}^{in}) + \left| \frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{out})} \right| d(\Delta T_{paroi,part}^{out}) \quad (107)$$

$$\frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{in})} = \frac{\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right) - \frac{\Delta T_{paroi,part}^{in} - \Delta T_{paroi,part}^{out}}{\Delta T_{paroi,part}^{in}}}{\left(\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right)\right)^2} \quad (108)$$

$$\frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{out})} = \frac{-\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right) + \frac{\Delta T_{paroi,part}^{in} - \Delta T_{paroi,part}^{out}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}}{\left(\ln\left(\frac{\Delta T_{paroi,part}^{in}}{\Delta T_{paroi,part}^{out}}\right)\right)^2} \quad (109)$$

Combiner toutes les équations précédentes permet d'obtenir l'incertitude recherchée (Équation (110)), avec l'expression des incertitudes sur les différences de températures paroi/particules (Équations (111) et (112)).

$$\delta(\Delta T_{paroi,part}) = \left| \frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{in})} \right| \delta(\Delta T_{paroi,part}^{in}) + \left| \frac{\partial(\Delta T_{paroi,part})}{\partial(\Delta T_{paroi,part}^{out})} \right| \delta(\Delta T_{paroi,part}^{out}) \quad (110)$$

$$\delta(\Delta T_{paroi,part}^{in}) = \delta T_{paroi,int}^{in} + \delta T_{part}^{in} \quad (111)$$

$$\delta(\Delta T_{paroi,part}^{out}) = \delta T_{paroi,int}^{out} + \delta T_{part}^{out} \quad (112)$$

Pour finir, en ce qui concerne les températures de parois internes,  $T_{paroi,int}^{in,out}$ , calculées par bilan thermique de conduction dans le tube et rappelé par l'Équation (113). Le calcul d'incertitude associée fait intervenir les incertitudes relatives de chaque terme. Celles de l'épaisseur du tube  $e_t$ , de la conductivité thermique du métal  $\lambda_{inconel}$  et de l'absorptivité du Pyromark  $\alpha_{pyro}$  sont très faibles devant celles de la densité de flux solaire incidente  $\varphi_{sol}$ , de sorte que les calculs de  $\delta T_{paroi,int}^{in,out}$  sont simplifiés (Équation (114)).

$$T_{paroi,int}^{in,out} = T_{paroi,ext}^{in,out} - \frac{e_t}{\lambda_{inconel}^{in,out}} \alpha_{pyro} \varphi_{sol} \quad (113)$$

$$\delta T_{paroi,int}^{in,out} = \delta T_{paroi,ext}^{in,out} + \frac{e_t}{\lambda_{inconel}^{in,out}} \alpha_{pyro} \delta \varphi_{sol} \quad (114)$$





« *Victoriae mundis et mundis lacrima. Bon, ça ne veut absolument rien dire, mais je trouve que c'est assez dans le ton.* »

Le Roi Loth

François Rollin dans *Kaamelott*, d'Alexandre Astier

