Étude du comportement inclusionnaire dans les écoulements d'aluminium liquide

Emmanuel Pauty

▶ **To cite this version:**

Emmanuel Pauty. Étude du comportement inclusionnaire dans les écoulements d'aluminium liquide. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1994. Français. NNT : . tel-01340706

HAL Id: tel-01340706
https://hal.science/tel-01340706

Submitted on 1 Jul 2016

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.

THESE

présentée par

Emmanuel PAUTY

Pour obtenir le titre de DOCTEUR

de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : Science et Génie des Matériaux

ETUDE DU COMPORTEMENT INCLUSIONNAIRE DANS LES ECOULEMENTS D'ALUMINIUM LIQUIDE

Date de soutenance : 10 octobre 1994

Composition du jury :

M.	P. DESRE	Président
M.	D. ABLITZER	Rapporteur
M.	F. BARK	Rapporteur
M.	J.F. WADIER	
Mme	J. ETAY	

Thèse préparée au sein du Laboratoire Madylam

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée au laboratoire Madylam de l'Institut National Polytechnique de Grenoble. Je remercie Monsieur M.Garnier et Mademoiselle P.Gillon de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je tiens à remercier Monsieur P.Desre, professeur à l'INPG, pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie également Monsieur D.Ablitzer, professeur à l'INPL, et Monsieur F.Bark, professeur à KTH-Stockholm, qui ont mobilisé leurs temps et compétences pour être rapporteurs de ce travail.

Je remercie la société Pechiney pour son support financier, et plus particulièrement Monsieur J.F.Wadier, directeur adjoint de Pechiney CRV et directeur du secteur solidification et mise en forme, pour avoir accepté de participer au jury de thèse, pour avoir suivi avec intérêt cette étude et pour ses précieux conseils.

Je tiens à remercier vivement les ingénieurs de Pechiney CRV, Madame C.Sztur et Monsieur G.Pignault pour leurs aides et discussions très fructueuses tout au long de ce travail.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes de Pechiney CRV qui ont participé à cette étude et tout particulièrement Messieurs B.Laboudigue et P.Franquart, pour tous les conseils qu'ils m'ont prodigués.

Je souhaite ici exprimer ma reconnaissance à Monsieur Y.Fautrelle, directeur de l'ENSHMG, Monsieur R.Moreau, professeur à l'INPG et Monsieur P.Massé, professeur à l'INPG, pour les précieux conseils qu'ils m'ont apportés au cours de ces années passées à Madylam.

J'adresse mes sincères remerciements à toute l'équipe technique du laboratoire pour leur grande disponibilité et l'aide efficace qu'ils m'ont apportée.

A Madame Jacqueline Etay, j'adresse bien plus que des remerciements pour sa disponibilité à diriger cette thèse. Je lui exprime toute ma gratitude pour le soutien efficace et attentionné qu'elle a fait preuve à mon égard tout au long de cette étude. Pour tout cela et pour la confiance qu'elle m'a apportée, je l'en remercie très chaleureusement.

A vous tous qui m'avez soutenu et encouragé,
un grand merci.

SOMMAIRE

CHAPITRE I : INTRODUCTION 1

1. CONTEXTE INDUSTRIEL ET TECHNIQUE. 3
2. CONTEXTE SCIENTIFIQUE. 6
3. PRESENTATION DE L'ETUDE. 8

CHAPITRE II : MODELISATION EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE ET INCLUSIONNAIRE D'UN FOUR D'ALUMINIUM 11

1. DESCRIPTION DES MAQUETTES EXPERIMENTALES. 13
   1.1. Maquette 3D. 13
      1.1.1. Similitude hydrodynamique. 13
      1.1.2. Description générale de l'installation. 17
      1.1.3. Description du système de pilotage. 18
      1.1.4. Description du système de mesure. 20
      1.1.5. Mode opératoire. 21
   1.2. Maquette 2D. 21
      1.2.1. Description générale de l'installation. 22
      1.2.2. Mode opératoire. 23
2. PHENOMENOLOGIE. 24
   2.1. Hydrodynamique du four de verse. 24
      2.1.1. Phase de maintien. 24
         2.1.1.1. Principe de la convection naturelle. 24
         2.1.1.2. Application numérique. 27
         2.1.1.3. Conclusions. 28
      2.1.2. Phase de verse. 29
   2.2. Dynamique des inclusions. 32
      2.2.1. Entraînement par l'écoulement loin des parois. 32
      2.2.2. Entraînement par l'écoulement de fond. 34
         2.2.2.1. Remise en suspension par les contraintes pariétales. 34
         2.2.2.2. Formation d'un courant de gravité. 42
      2.2.3. Entraînement par l'écoulement de surface. 45
      2.2.4. Entraînement à une interface de stratification. 47
      2.2.5. Conclusions. 47
      2.2.6. Applications au four industriel. 48
3. EXPLOITATION DE LA MAQUETTE 3D. 52
   3.1. Courbes d'entraînement des inclusions, effet de la décantation. 52
   3.2. Plan d'expériences. 57
      3.2.1. Principe d'un plan d'expériences. 57
      3.2.2. Choix des paramètres. 59

3.2.2.1. Taille des particules. 59
3.2.2.2. Concentration initiale. 60
3.2.2.3. Temps d'attente avant la verse. 61
3.2.2.4. Rugosité au fond de la maquette. 62
3.2.2.5. Débit de verse. 62
3.2.2.6. Rapport de densité fluide / particule. 63
3.2.2.7. Tension de surface. 63
3.2.3. Résultats du plan d'expériences. 64
3.2.3.1. Effets moyens. 66
3.2.3.2. Interactions entre les paramètres. 70
3.2.3.3. Cas du paramètre tension de surface. 76
3.2.3.4. Interactions non confirmées. 80
3.2.3.5. Vérification des lois empiriques données par le plan. 80
3.2.3.6. Conclusions sur les résultats issus du plan. 82
3.3. Expériences complémentaires. 83
3.3.1. Effet du débit. 84
3.3.2. Effet d'une forte rugosité. 85
3.3.3. Effet du mode de verse. 86
3.3.4. Effet d'un barrage. 88
3.4. Synthèse. 90
4. EXTRAPOLATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AU CAS DES VERSES INDUSTRIELLES. 91
5. EXPLOITATION DE LA MAQUETTE 2D. 95
5.1. Visualisation de l'écoulement, rappel. 95
5.2. Photos de l'écoulement. 95
5.3. Champs de vitesse. 98
5.4. Lignes de courant. 99
5.5. Conclusions. 100

CHAPITRE III : SIMULATION NUMERIQUE **101**
1. INTRODUCTION. 103
2. SIMULATION DE L'HYDRODYNAMIQUE. 105
2.1. Equations. 105
2.2. Discrétisation des équations. 106
2.3. Méthodes de résolution. 106
2.3.1. Méthodes de résolution dans l'espace. 107
2.3.2. Méthodes de résolution dans le temps. 108
2.4. Simulation de la phase de verse. 110
2.4.1. Conditions aux limites. 110
2.4.2. Modélisation de la turbulence. 114
2.4.3. Résultats / Optimisation du maillage. 117

2.4.4. Comparaisons avec les résultats expérimentaux. 123
2.4.5. Essai de verse d'une tranche 2D de la taille d'un four. 126
2.4.6. Synthèse. 128
2.5. Simulation de la phase de maintien. 129
2.5.1. Conditions de simulation issues de la littérature. 129
2.5.2. Conditions choisies pour la simulation. 131
2.5.3. Résultats. 134
2.5.3.1. Influence du maillage. 134
2.5.3.2. Phase de maintien. 135
2.5.3.3. Ecoulement de thermoconvection pour différentes inclinaisons du four. 137
2.5.4. Synthèse. 140
2.6. Couplage entre les effets d'inertie et les effets thermique. 140
2.7. Conclusions 142
3. SIMULATION DE L'ENTRAINEMENT DES INCLUSIONS. 143
3.1. Introduction. 143
3.2. Equation de la trajectoire d'une particule. 143
3.3. Conditions de la simulation. 145
3.4. Courbes d'entraînement obtenues. 150
3.4.1. Particules dont la densité est identique à la densité du fluide. 150
3.4.2. Particules de carbure de silicium. 152
3.5. Conclusions et perspectives. 154

CHAPITRE IV : CONCLUSIONS **157**

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES **165**

NOMENCLATURE **171**

ANNEXE I : MISE AU POINT DE LA CELLULE DE MESURE **173**
1. RAPPEL. 175
2. SYSTEME DE DETECTION. 175
3. REDUCTION DES RECIRCULATIONS ET DU BRUIT DE FOND. 179
3.1. Mise en place d'un convergent. 179
3.2. Mise en place de brise-jet. 180
3.3. Modification de la hauteur d'eau dans l'ampoule. 181
3.4. Solution adoptée. 183
3. ETALONNAGE DE LA CELLULE. 186
3.1. Loi d'étalonnage. 186
3.2. Mode opératoire. 186
3.3. Résultats. 187
3.4. Limitations du système de mesure. 191
4. CONCLUSIONS. 191

ANNEXE II : DECANTATION **193**
1. INTRODUCTION. 195
2. PHENOMENOLOGIE. 196
3. EXPERIENCES DE DECANTATION. 199
4. APPROCHE ANALYTIQUE. 201
5. COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET ANALYTIQUES. 202
6. CONCLUSIONS. 203

ANNEXE III : MODELISATION DE LA TURBULENCE **205**
1. INTRODUCTION. 207
2. EQUATIONS DE LA TURBULENCE 208
3. PROBLEME DE FERMETURE. 209
3.1. Fermeture en un point. 210
3.1.1. Modèles à zéro équation de transport. 210
3.1.2. Modèle à une équation de transport. 210
3.1.3. Modèle à deux équations de transport. 210
3.1.4. Modèles de 3 à 7 équations de transport. 211
3.2. Fermeture en deux points. 211
4. SIMULATION DIRECTE DE LA TURBULENCE. 211
5. RETOUR SUR LE MODELE DE LONGUEUR DE MELANGE. 212
5.1. Présentation du modèle. 212
5.2. Performance du modèle. 214
5.3. Limitation du modèle. 219

ANNEXE IV : RESULTATS BRUTS DU PLAN D'EXPERIENCES **221**

CHAPITRE I

INTRODUCTION

1. CONTEXTE INDUSTRIEL ET TECHNIQUE.

Pour certains domaines d'application, la présence d'inclusions dans le métal liquide peut avoir des conséquences dramatiques.

Par exemple, en aéronautique, en modifiant les propriétés mécaniques de la pièce, une inclusion peut être à l'origine d'accidents. D'ailleurs, les exigences en terme de propreté inclusionnaire sont extrêmement strictes dans ce domaine. Ainsi, aucun défaut n'est accepté dans des pièces forgées de plusieurs mètres de longueur.

De même, le métal utilisé pour la fabrication des boîtes de boisson est très propre afin de limiter les rebuts. En effet, la présence d'inclusions, même en très faible teneur et de petite taille dans le métal liquide, peut provoquer des taux de rebut inacceptables pour le client.

Les recherches sur la propreté inclusionnaire ont donc un enjeu économique très important. L'absence d'inclusion dans le métal permet de limiter les rebuts ou de faire des économies de matière, notamment en réduisant l'épaisseur des boîtes de boisson.

Ces quelques exemples montrent que pour satisfaire les exigences en termes de fiabilité et de reproductibilité des propriétés mécaniques du matériau métallique, il est nécessaire de maîtriser la propreté inclusionnaire du métal.

Les recherches concernent aussi bien les étapes de formation des inclusions que celles liées à leur élimination. Nous ne nous intéresserons pas ici à la formation de ces inclusions. Ceci fait l'objet notamment de la thèse de L. Rault au Laboratoire de Thermodynamique et Physico-Chimie Métallurgique, sous la direction de Michel Allibert. Notre travail concerne la dynamique des inclusions dans les écoulements d'aluminium liquide.

Au cours de son élaboration, l'aluminium subit de nombreux traitements. Cette chaîne de l'élaboration d'alliages d'aluminium est présentée sur la figure suivante, pour les deux cas distincts de première ou deuxième fusion du métal.

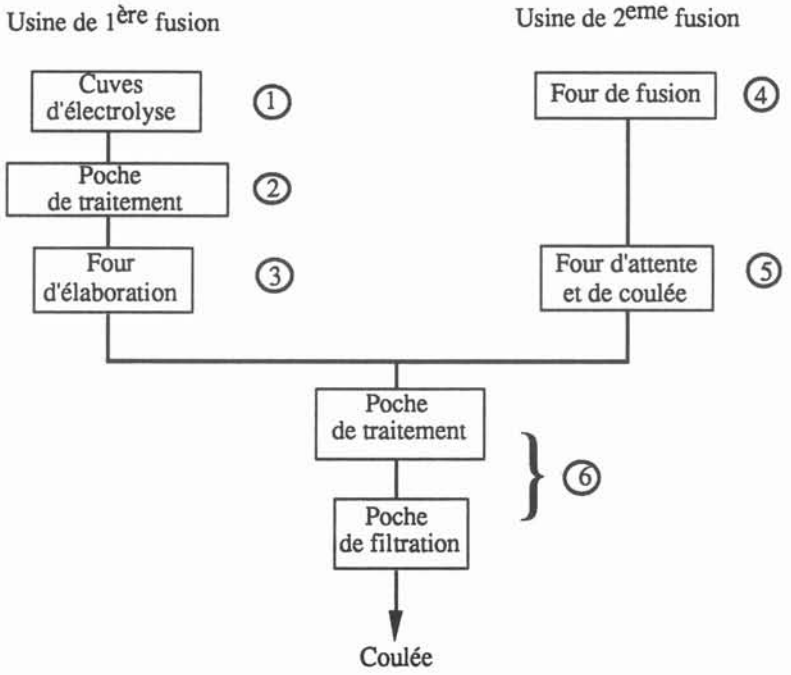


Figure 1.1 : Deux procédés d'élaboration d'alliage d'aluminium

1- Les cuves d'électrolyse produisent un aluminium pur, qui contient néanmoins une certaine quantité de fer, silicium, sodium, calcium et lithium ainsi que des micro particules de carbure.
2- Les pré-traitements en poche permettent de réduire la quantité de lithium, sodium et de carbure.
3- Les fours d'élaboration sont utilisés pour effectuer la mise au titre de l'alliage.
4- Les fours de fusion sont utilisés pour fondre le métal lors d'une seconde fusion (cas du recyclage).
5- Les fours d'attente ou de coulée sont utilisés pour différents traitements comme :
   - le bullage, qui permet d'éliminer le sodium, le calcium, le lithium, l'hydrogène et les inclusions,
   - l'écrémage de la surface, qui permet de réduire les impuretés présentes à la surface du métal,
   - l'attente avant la verse, qui permet, en laissant décanter les inclusions, de réduire la teneur inclusionnaire.
6- Les poches en ligne (traitement et filtration) permettent d'éliminer les inclusions restant dans le métal en sortie de four.

Ces dernières années, les évolutions techniques liées à la réduction des inclusions (Figueres*) ont été, d'une part, la généralisation des poches de dégazage en ligne, et, d'autre part, l'introduction de différents filtres tels que : "Rigid Metal Filters" (DMF), "Ceramic Foam Filters" (CFF), et "Deep Bed Filters" (DBF).
Bildstein*, en 1985 présente la technologie ALPUR de dégazage et les dernières améliorations de ce procédé. Cette technique a été introduite dans le procédé d'élaboration de l'aluminium depuis 1981.
Desmoulins*, en 1989 présente une étude sur l'efficacité des filtres RMF, CFF et DBF en se basant sur un modèle mathématique et des résultats expérimentaux. L'efficacité d'un filtre dépend principalement de la porosité et de l'épaisseur du filtre, de la vitesse de filtration, de la viscosité effective de l'aluminium, de la densité et de la taille des inclusions.

Même si ces étapes de filtration et dégazage sont technologiquement au point, il existe une marge de progression importante sur la maîtrise du comportement des inclusions lors des étapes de maintien et de verse du four.

C'est dans le cadre de ces études que se trouve le domaine de recherche de cette thèse.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Centre de Recherche de Voreppe de Pechiney (Pechiney CRV) et le laboratoire MADYLAM. La première année de cette étude a bénéficié d'une aide du Ministère de la Recherche et de la Technologie (MRT). Les années suivantes ont fait partie d'un Contrat de Programme de Recherche CNRS / INDUSTRIE, créé en 1992 pour une période de trois ans. Ce contrat est intitulé "Qualité du métal liquide en liaison avec

son élaboration. Maîtrise de la composition chimique et de la propreté inclusionnaire." Son programme comporte cinq thèmes principaux de recherche dont celui auquel notre étude est rattachée : "Hydrodynamique du métal liquide et comportement inclusionnaire".

L'objectif de ce programme de recherche est de réduire les impuretés lors des différentes étapes du procédé de fabrication de l'aluminium. Il nécessite non seulement de comprendre et mettre en évidence les modes d'entraînement des inclusions, mais aussi de détecter et compter les inclusions dans les écoulements pour pouvoir par la suite les séparer.

La technique de dosage d'oxygène (Beurton*) permettant la mesure d'inclusions, développée par Pechiney en 1976, est maintenant dépassée car les concentrations rencontrées aujourd'hui sont en dessous du seuil de détection (environ 2 ppm). Développer des méthodes fiables est difficile (Simens*), et il n'existe que peu de méthodes disponibles sur le marché. Les plus couramment utilisées sont les méthodes "PoDFA" Porous Disc Filtration Apparatus (Doutre*) et "Union Carbides's LAIS" (Pelton*). Ces méthodes sont basées sur la filtration d'un prélèvement de métal liquide à travers un disque poreux. Le résidu restant sur le filtre est ensuite analysé grâce aux différentes méthodes usuelles de caractérisation. Toutefois, elles ne permettent pas une mesure en continu et ont une précision limitée (30 à 50% pour la méthode LAIS). Récemment, une méthode de mesure en continu de la concentration en inclusion a été mise au point par le fabricant nord-américain ALCAN : "LIMCA" Liquid Metal Cleanliness Analyser (Guthrie*). Cette méthode, basée sur le changement de résistance du métal liquide lors du passage des inclusions solides entre deux électrodes permet de détecter des particules d'un diamètre minimum de 20 microns. L'utilisation de cette méthode a fait l'objet d'une récente publication de Dupuis*. Dans cet article, Dupuis montre les effets des divers traitements du métal liquide sur la propreté inclusionnaire.

L'effort de MADYLAM s'est porté sur les mécanismes de transport inclusionnaire, plus précisément lors des étapes de maintien et de verse du four d'aluminium.

2. CONTEXTE SCIENTIFIQUE.

Notre étude concerne l'étape relative au four de maintien.

Les fours de fusion et de maintien sont parfois remplacés par un four unique utilisé aussi bien pour la mise au titre que pour la phase d'attente. Lorsque les deux fours sont distincts, la configuration suivante est souvent adoptée :

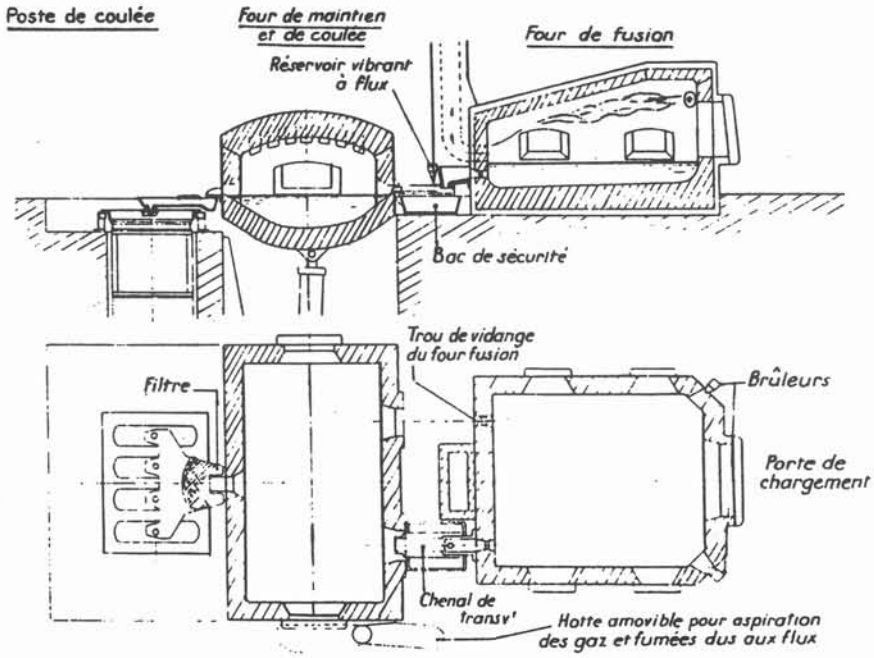
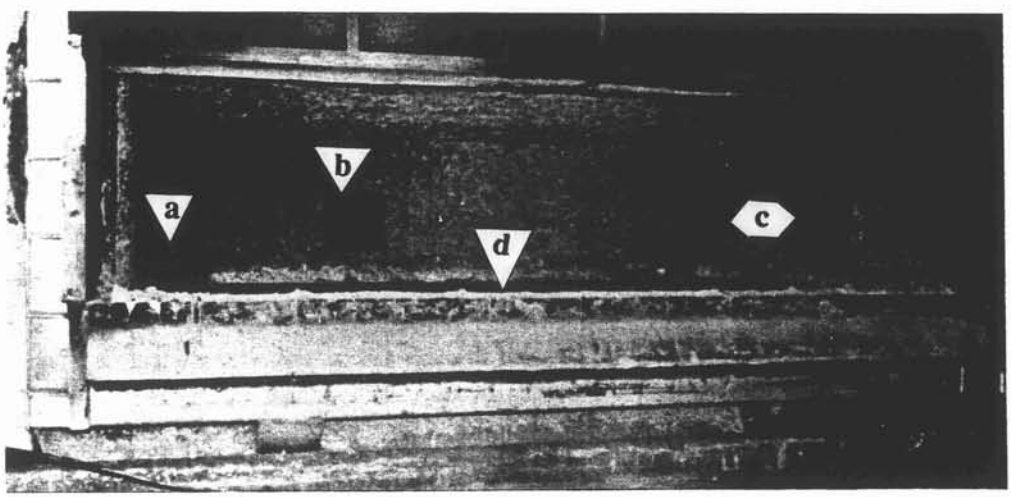


Figure 1.2 : Configuration pour des fours de fusion et d'attente distincts (extrait de Barrand*)

La photo suivante présente un exemple de four de fusion, vue de la porte de chargement.



(a)
bec de vidange

(b)
cheminée

(c)
brûleurs

(d)
Al liquide

Echelle : $\frac{1\ m}{\quad}$

Four de fusion

Un tel four contient environ 50 tonnes d'aluminium liquide. On estime la concentration d'inclusions solides dans le métal proche de 50 à 300 ppm.

Dans ce mémoire, nous utilisons comme définition de l'unité de la concentration la ppm massique. Une concentration de 1 ppm d'inclusions représente donc un micro gramme d'inclusions solide par gramme de liquide, soit 1 g d'inclusions solide par tonne de liquide.

La concentration de 50 à 300 ppm correspond, pour le four de 50 tonnes, à 1 à 6 kg d'inclusions solides dans le métal liquide. Ces inclusions sont le plus souvent des oxydes d'aluminium, de magnésium ou de silicium. Elles proviennent de différentes sources, comme l'érosion du réfractaire, l'oxydation de surface, ou encore des impuretés présentes dans les matières premières.
Ces inclusions sont très petites (de 1 à 200 microns). D'après la bibliographie, la majorité des inclusions a une taille qui se situe entre 20 et 30 microns (Martin*), les plus grosses, de diamètre supérieur à 80 microns, peuvent être séparées par divers traitement du métal comme le bullage (Szekely*).
Lors de l'étape d'attente ou de maintien, le phénomène de décantation permet de réduire au maximum la concentration d'inclusions en suspension. Les inclusions plus lourdes que l'aluminium migrent vers le fond, celles qui sont plus légères remontent à la surface. La plupart des inclusions présentes dans les fours appartiennent au premier groupe. Ce phénomène, bien connu (Doutre*) (Simensen*) permet de réduire, d'après Dupuis*, la concentration en inclusions dans un four d'aluminium jusqu'à 1-10 ppm pour un temps de maintien de 60 min. D'après Martin*, cette concentration diminue encore pour un temps d'attente de 10 heures.

L'inconvénient majeur de ce type de traitement est que pendant ce maintien, le métal est immobilisé et maintenu en température. Un temps de maintien très long va se traduire par une perte de productivité, donc un prix de revient du métal produit élevé. Il est donc nécessaire de bien comprendre et si possible de maîtriser les mécanismes mis en jeu pour pouvoir optimiser le temps d'immobilisation.

Récemment, un article paru dans "la Recherche" (Blan*) résume les progrès et études réalisés sur la théorie de la décantation. Depuis la première mise en équation de la chute d'une bille sphérique par G. Stokes il y a plus de cent ans, de nombreuses études expérimentales et théoriques ont été menées qui montrent que rares sont les configurations où les inclusions suivent la loi de Stokes (Martin*). En effet, leur temps de décantation dépend de leur taille, de leur forme et de leur concentration ou dispersion dans le liquide environnant, de la viscosité et de la nature de l'écoulement de ce dernier.
Par exemple, des études numériques récentes ont montré que les courants de convection thermiques pouvaient modifier les comportements des inclusions (Joo*)(Sztur*). Les simulations de trajectoires d'inclusions dans un écoulement de thermoconvection ont montré que les petites inclusions (10 à 40 microns) suivent l'écoulement, alors que les plus grosses (100 microns) décantent sans être entraînées.

Enfin, ce phénomène de décantation existe lors de la coulée. La concentration en inclusions varie au cours de la verse, notamment au démarrage et à l'arrêt de la coulée (Martin*). La pollution en fin de verse (à environ 85% du temps total de coulée) est due, d'après Dupuis* à l'entraînement des "crasses" accumulées dans le métal restant.
Tous ces auteurs soulignent que la convection d'origine thermique et la vidange influencent le phénomène de décantation.
Mais, il n'existe pas, à notre connaissance, de référence concernant la quantification précise des effets des écoulements sur la concentration d'inclusions transportées.

3. PRESENTATION DE L'ETUDE.

De nombreux paramètres (taille, densité, concentration, dispersion des inclusions) modifient le comportement des inclusions dans l'écoulement.
De plus, le phénomène de décantation est présent tout au long de la verse et joue un grand rôle sur le transport des inclusions. Notre objectif est de comprendre les différents mécanismes de transport inclusionnaire dans l'écoulement de verse d'un four afin d'optimiser les conditions opératoires pour améliorer la qualité inclusionnaire du produit.

Notre démarche a été construite suivant trois approches complémentaires :

- une étude phénoménologique,
- une étude expérimentale,
- une étude numérique.

La première nous a permis de déterminer les différents modes de transport des inclusions. C'est-à-dire de répondre aux questions : quelles particules vont être transportées, où, quand et comment ce transport s'effectue-t-il ?
La seconde nous a permis de caractériser l'écoulement de la verse et de faire une étude paramétrique de l'entraînement des inclusions, en relation avec les mécanismes mis en évidence par l'étude phénoménologique.
La dernière nous a permis de simuler numériquement une verse de type expérimental afin d'étendre dans le futur cette simulation au cas réel de four d'aluminium. Elle est calée sur une comparaison expérience / théorie.

Dans la suite de cette étude, le terme "inclusion" ou "particule" sera employé respectivement pour le four d'aluminium ou la maquette en eau.

Ce mémoire est composé de deux parties principales.

Les deux premières approches que nous avons présentées sont rassemblées dans le chapitre II consacré à la modélisation expérimentale du four d'aluminium. Nous avons choisi de les regrouper car l'étude phénoménologique fait appel à des notions issues de l'étude expérimentale et vice-versa. Dans un premier temps, les installations sont décrites afin de mieux situer l'étude. Nous présentons ensuite une analyse phénoménologique du transport des inclusions, puis le plan d'expériences mis en place pour réaliser l'étude paramétrique de l'entraînement des particules par un écoulement de verse. Les résultats de ce plan sont ensuite interprétés à la lumière des conclusions de l'analyse phénoménologique. Ces résultats nous permettent de tirer des recommandations pratiques concernant la réduction du transport des inclusions lors de la verse des fours d'aluminium.

Le chapitre III est consacré à la modélisation numérique. La caractérisation expérimentale de l'écoulement d'aluminium lors de la verse d'un four est impossible. Cependant, nous pouvons simuler un tel écoulement grâce à la modélisation numérique.
Dans un premier temps, nous avons simulé l'écoulement relatif à une verse d'une maquette "en eau". Les phénomènes thermiques n'y ont pas été pris en compte. Les résultats obtenus sont confrontés aux résultats de visualisation de l'écoulement réalisés sur une maquette expérimentale.
Ensuite, la simulation de la phase de maintien dans le four est présentée. Cette simulation de la convection naturelle est effectuée pour différentes inclinaisons du four. Les résultats obtenus nous indiquent l'importance relative entre les écoulements de verse et de thermoconvection sur le transport inclusionnaire.
Enfin, le dernier paragraphe est dédié aux simulations de trajectoires d'inclusions dans un écoulement de verse pour différents paramètres.

En complément à cette analyse, nous présentons des annexes. Celles-ci, réalisées à titre conservatoire, ont été écrites de façon à pouvoir être lues indépendamment du reste du manuscrit, qui, par ailleurs, se suffit à lui même. Certains développements sont donc présents dans les annexes et dans le corps de la thèse.

CHAPITRE II

MODELISATION EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE ET INCLUSIONNAIRE D'UN FOUR D'ALUMINIUM

Ce chapitre, consacré à la modélisation expérimentale du comportement hydrodynamique et inclusionnaire d'un four d'aluminium, est articulé en trois parties. Le paragraphe 1, présente les maquettes utilisées pour simuler l'hydrodynamique du four d'aluminium. Le paragraphe 2 est une étude phénoménologique de l'entraînement des inclusions par l'écoulement de verse. Le paragraphe 3 présente les résultats expérimentaux concernant l'entraînement des inclusions dans les écoulements de verse.

1. DESCRIPTION DES MAQUETTES EXPERIMENTALES.

Pour simuler, à l'échelle du laboratoire, les verses de type industriel, nous avons mis en œuvre une installation expérimentale suivant les critères habituels de similitude. Cette installation permet d'effectuer des verses soit d'une maquette de four d'aluminium (maquette 3D), soit d'une maquette ne comportant que la tranche centrale du four (maquette 2D). La première, présentée au § 1.1 est utilisée pour tester l'influence de différents paramètres sur l'entraînement des inclusions lors de le verse. La seconde, présentée au § 1.2 est utilisée pour caractériser l'écoulement de verse dans la tranche centrale. Ces résultats permettront, en particulier, de caler les résultats de la simulation numérique.

1.1. Maquette 3D.

1.1.1. Similitude hydrodynamique.

L'étude de la similitude permet de simuler à l'échelle du laboratoire, le comportement des inclusions lors de la verse d'un four.
Les paramètres adimensionnels intervenant dans l'hydrodynamique du bain et des mouvements des inclusions solides sont :

- le nombre de Reynolds $Re = \frac{UL}{n}$ caractéristique de l'écoulement et de sa turbulence. Il représente le rapport entre les effets d'inertie et de viscosité.
- le nombre de Froude $Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}}$ caractéristique des effets de gravité. Il représente le rapport entre les effets d'inertie et de gravité.
- le nombre de Weber $We = \frac{\rho U^2 L}{\gamma}$ caractéristique des effets de tension superficielle. Il représente le rapport entre les effets d'inertie et de tension de surface.

où
- U est la vitesse caractéristique du liquide
- L est une dimension caractéristique du four
- ν est la viscosité cinématique du liquide
- γ est la tension superficielle du liquide
- g est la gravité.

Pour le cas où il existe des phénomènes thermiques, on utilise le nombre de Grashof qui caractérise les phénomènes de convection naturelle : $G_r = \frac{g\beta_{th}\Delta T L^3}{\nu^2}$ où $\beta_{th} = (\partial\rho/\partial T)_T$ est le coefficient de dilatation à température constante du liquide. Il représente le rapport entre les effets d'Archimède et de viscosité.

Le fluide de simulation que nous allons utiliser est l'eau, à température ambiante. Nous ne modéliserons pas expérimentalement les effets thermoconvectifs.

Le nombre de Weber est très largement inférieur à un, les effets de tension superficielle sont négligeables par rapport aux autres effets.

Le respect des similitudes de Froude et de Reynolds impose les lois d'échelle suivantes :

$$L_{maquette} = \sqrt[3]{\left(\frac{\upsilon_{maquette}}{\upsilon_{four}}\right)^2}\, L_{four}$$

$$U_{maquette} = \sqrt[3]{\left(\frac{\upsilon_{maquette}}{\upsilon_{four}}\right)}\, U_{four}$$

Pour calculer les échelles entre la maquette de simulation et le four industriel, deux raisonnements sont possibles selon que l'on fixe la viscosité du liquide de simulation ou l'échelle de la maquette de simulation :

1- L'eau constitue un liquide de simulation agréable, c'est-à-dire non toxique et peu coûteux.. L'utilisation de l'eau comme liquide de simulation conduit aux lois d'échelle suivantes :

$$L_{eau} = 0.89\, L_{al}$$

$$U_{eau} = 0.94\, U_{al}$$

Les échelles ainsi obtenues ne sont pas raisonnables. En effet, il n'est pas envisageable, pour le cas du four d'aluminium, de construire une maquette d'échelle identique à celle du procédé qu'elle est sensée simuler.

2- Une échelle de longueur communément utilisée pour une maquette de simulation est :

$$L_{maquette} = 0.1\, L_{four}$$

Le respect des similitudes de Froude et de Reynolds conduit à choisir un liquide de viscosité telle que:

$$\nu_{maquette} = 3.8 \cdot 10^{-8}\ m^2.s^{-1}$$

Or il n'existe pas, à notre connaissance, de liquide simple d'emploi et peu coûteux présentant une viscosité cinématique aussi faible. A titre d'exemple la viscosité du mercure à 320°C est égale à $6.7\ 10^{-8}\ m^2.s^{-1}$. L'hélium liquide présente aussi une viscosité très faible.

Ainsi il est impossible de vérifier, de façon simple, à la fois la similitude de Froude et celle de Reynolds.

Un compromis entre ces deux raisonnements est de fixer à la fois le rapport d'échelle et la viscosité du fluide utilisé. En conséquence, un choix entre le respect de la similitude de Reynolds ou de Froude doit être réalisé.
Dans une maquette à l'échelle 1/10 fonctionnant avec de l'eau :

1- le respect de la similitude de Reynolds seule conduit à des échelles de temps telles que :

$$t_{eau} = 0.0083\, t_{al}$$

Les temps de vidange d'un four industriel sont tels que :

$$1h < t_{vidange\ alu} < 2h\ 30\ mn$$

soit pour une maquette en eau des temps de vidange tels que :

$$30\ s < t_{vidange\ eau} < 75\ s$$

Ces temps conduisent à des verses très rapides. L'écoulement créé par ce type de vidange est très proche de celui qui existe dans le four d'aluminium. Cependant, il entraîne des déformations de surface qui n'existent pas dans le four industriel.

2- le respect de la similitude de Froude seule conduit à des échelles de temps telles que :

$$t_{eau} = 0.32\, t_{alu}$$

soit pour une maquette en eau des temps de vidange tels que :

$$19\ min < t_{vidange\ eau} < 48\ min$$

Ces temps conduisent à une verse lente. Ce type de vidange présente un écoulement laminaire, qui n'est pas vraiment représentatif de ce qui se passe dans les fours. En effet, nous allons voir lors des analyses phénoménologiques de la phase de verse que cet écoulement présente une transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.

Afin de ménager à la fois :

- la facilité de mise en oeuvre de l'installation et un nombre élevé d'expériences,
- la reproduction correcte des phénomènes physiques que l'on veut simuler,

nous avons choisi de travailler avec une maquette à l'échelle 1/10 fonctionnant avec de l'eau pour des temps de vidange tels que :

$$150\ s < t_{vidange\ eau} < 360\ s$$

c'est-à-dire une échelle de temps telle que

$$t_{eau} = 0.04\, t_{alu}$$

Il faut garder présent à l'esprit que les effets de viscosité mesurés par le nombre de Reynolds sont en général négligeables quand les nombres de Reynolds sont grands (écoulements turbulents), ce qui n'est pas exactement le cas dans un four industriel. Dans le cas des nombres de Reynolds élevés, les grandes échelles de l'écoulement turbulent sont correctement simulées à condition que le nombre de Reynolds de la maquette soit suffisamment important. Cependant, l'abandon de la similitude exacte de Reynolds implique que les petites échelles de la turbulence et donc, la couche limite turbulente de paroi, soient mal reproduites. Ceci peut engendrer une mauvaise similitude du transport des inclusions au voisinage de la paroi, dans la couche limite.

Toutefois la représentation approximative de l'écoulement que nous avons choisie est acceptable quand on en connaît les limites. En effet, l'analyse du transport des inclusions au voisinage de la paroi fait intervenir les paramètres locaux de similitude suivants :

- un nombre de Reynolds de la particule $U\phi_p/\nu$,
- un nombre de Froude de la particule $\left[\frac{\rho U^2}{(\rho_p - \rho)g\phi_p}\right]^{1/2}$, où ϕ_p désigne la dimension caractéristique des particules.

En fixant la masse volumique des particules ρ_p (en g/cm^3), l'égalité des nombres de Froude et Reynolds locaux donne l'équation suivante:

$$\frac{\phi_{p\,alu}}{\phi_{p\,eau}} = \sqrt[3]{(1.2)^2 * \frac{5.15}{\rho_p - 2.32}}$$

Pour des particules de densité 4.5 : $\phi_{p\,(alu)} = 1.5\ \phi_{p\,(eau)}$

2.7 : $\phi_{p\,(alu)} = 2.7\ \phi_{p\,(eau)}$

Ainsi, les particules de carbure de silicium de 10 à 75 microns simulent des inclusions de 15 à 110 microns de densité 4.5 (agglomérats d'inclusions de TiB_2) et des inclusions de 27 à 200 microns de densité 2.7 (inclusions de SiO_2). Ces inclusions (TiB_2 et SiO_2) ont été choisies à titre d'exemple. Les différents types d'inclusions présentes dans l'aluminium liquide sont présentés dans le tableau 2.1 au paragraphe 3.2.2.1.

Les caractéristiques physiques des deux fluides considérés et de leurs inclusions solides respectives sont résumées dans le tableau suivant :

Fluide	Eau à 20°	Aluminium liquide
Masse volumique ρ ($kg.m^{-3}$)	1000	2320
Viscosité cinématique ν ($m^2.s^{-1}$)	10^{-6}	$1.2\ 10^{-6}$
Tension superficielle γ ($N.m^{-1}$)	0.0725	0.840
Particules		
Type	SiC (10-200 µm)	TiB_2/SiO_2 (1-300 µm)
Densité : ρ_p ($g.cm^{-3}$)	3.22	4.5 / 2.7
$\rho_p - \rho$ ($g.cm^{-3}$)	2.22	2.18 / 0.38

Les choix réalisés conduisent aux facteurs d'échelle portées dans le tableau suivant :

Grandeurs	Four industriel	Maquette
échelle de longueur (m)	$L_{alu} \approx 5$	$L_{eau} = 0.1\ L_{alu}$
échelle de vitesse (mm/s)	$U_{alu} \approx 1$	$U_{eau} = 2.5\ U_{alu}$
temps de vidange (en s)	$3600 < t_{alu} < 9000$	$150 < t_{eau} < 360$
(en h)	$1 < t_{alu} < 2.5$	($t_{eau} = 0.04\ t_{alu}$)
débit : (en $l.s^{-1}$)	2.3 à 5.8	0.06 à 0.15
(en $t.h^{-1}$)	20 à 50	($Q_{eau} = 0.025\ Q_{alu}$)

1.1.2. Description générale de l'installation.

L'installation expérimentale, présentée figure 2.1, est composée :

- d'une maquette de four en plexiglas à l'échelle 1/10 dont l'axe de basculement horizontal passe par le bec de verse,
- d'un système de motorisation qui permet d'effectuer la verse à vitesse de basculement ou à débit constants,
- d'un système de mesure par ombroscopie laser,
- d'un système d'acquisition (carte RTI 815) et de traitement de données sur un PC.

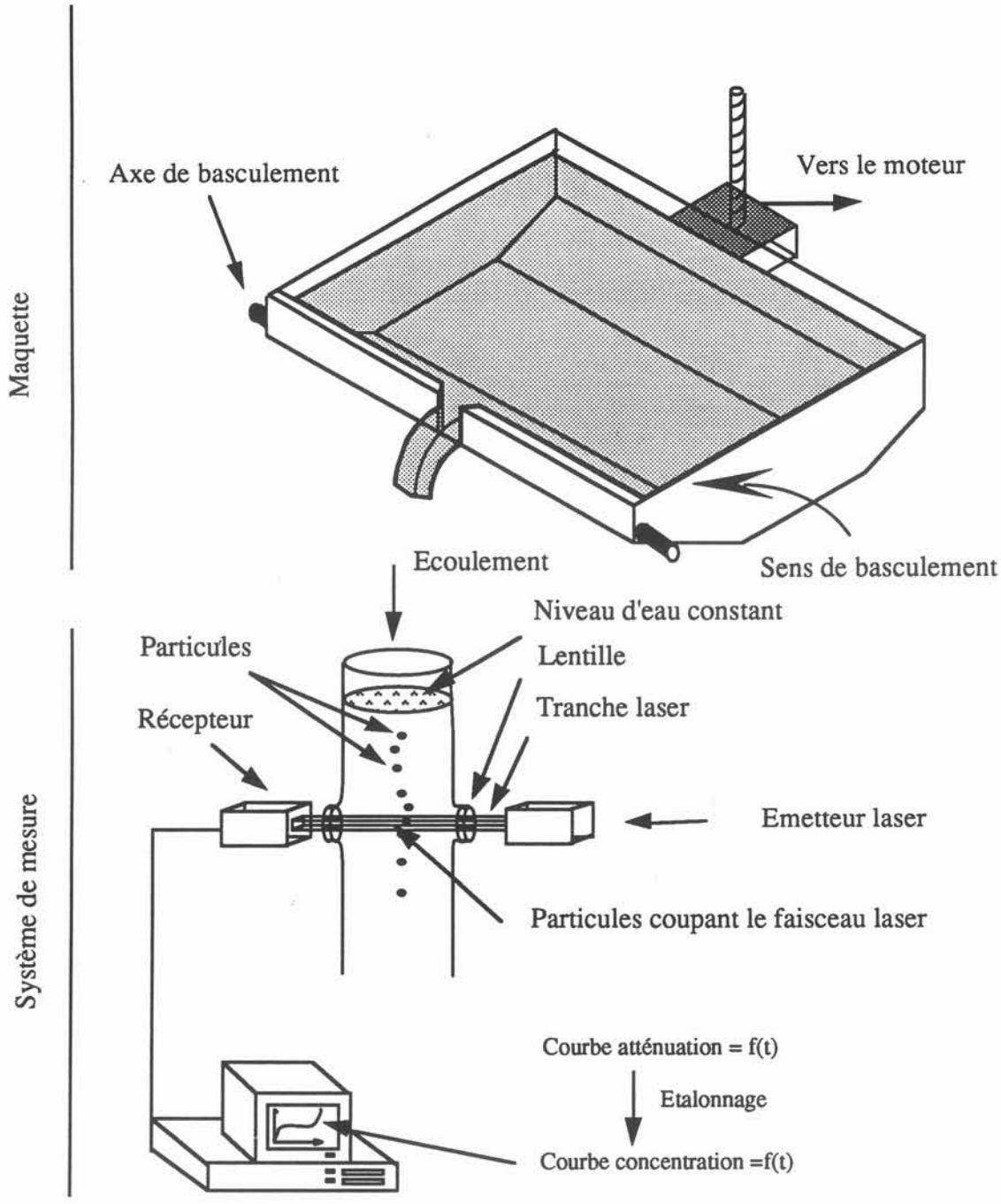


Figure 2.1 : Schéma de l'installation expérimentale 3D

1.1.3. Description du système de pilotage.

Le système de motorisation utilisé est constitué d'un moteur pas à pas muni de son appareillage d'alimentation. L'arbre de rotation de ce moteur est fixé sur la vis sans fin située à l'arrière de la maquette. Un générateur de fonction (GBF) permet d'envoyer au moteur des impulsions d'amplitude 12 volts. A chaque impulsion le moteur réagit et impose une légère rotation de la maquette. Ce système permet donc la rotation de la maquette à vitesse de verse (ω) constante.

Le débit de verse est alors variable et devient très faible en fin de vidange. Or la vidange des fours industriels est régulée par des capteurs de façon à obtenir un débit de métal liquide constant en sortie de four. Dans notre cas, pour effectuer une verse avec un débit constant il faut pouvoir imposer des impulsions de plus en plus rapprochées au moteur pas à pas lorsque la fin de la verse arrive.

La carte RTI 815 que nous avons introduite dans le micro-ordinateur permet, non seulement de recevoir différents signaux, mais aussi d'en émettre (de 0 à 10 volts). Pour rendre ces signaux compatibles avec le moteur pas à pas, nous avons installé des transducteurs qui transforment un signal de 0-10 volts en un signal en créneaux d'amplitude 12 volts et de différentes fréquences. Ainsi, grâce à une loi préalablement programmée, nous pouvons piloter directement la verse de la maquette depuis l'ordinateur.

La figure suivante résume le principe présenté précédemment.

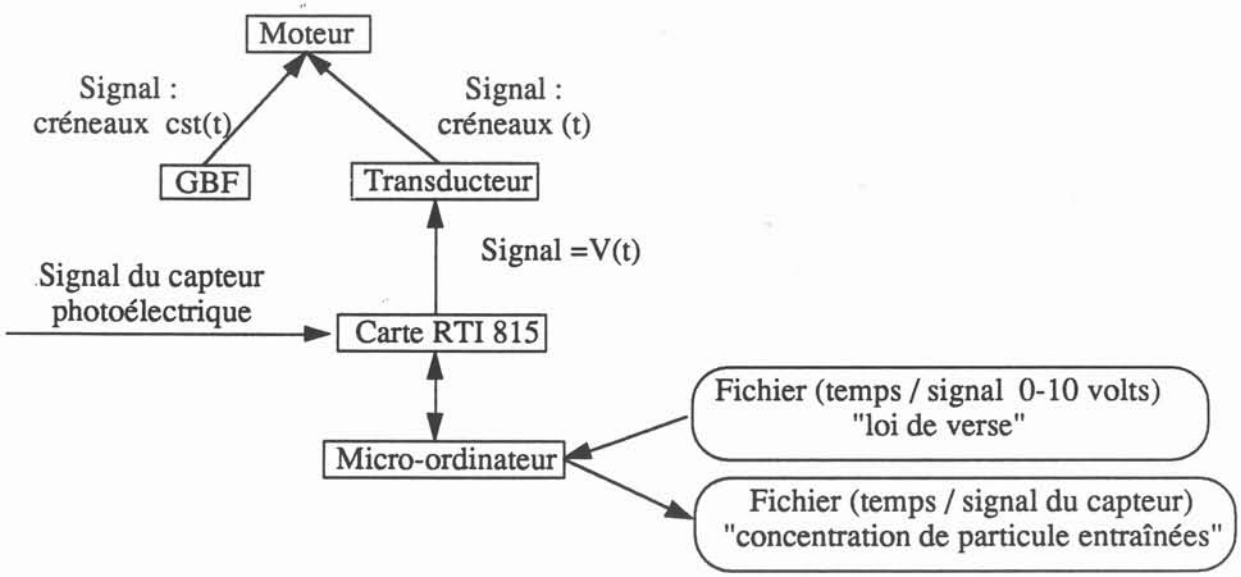


Figure 2.2 : Schéma de principe

Le fichier qui permet de piloter la verse est créé de la façon suivante :

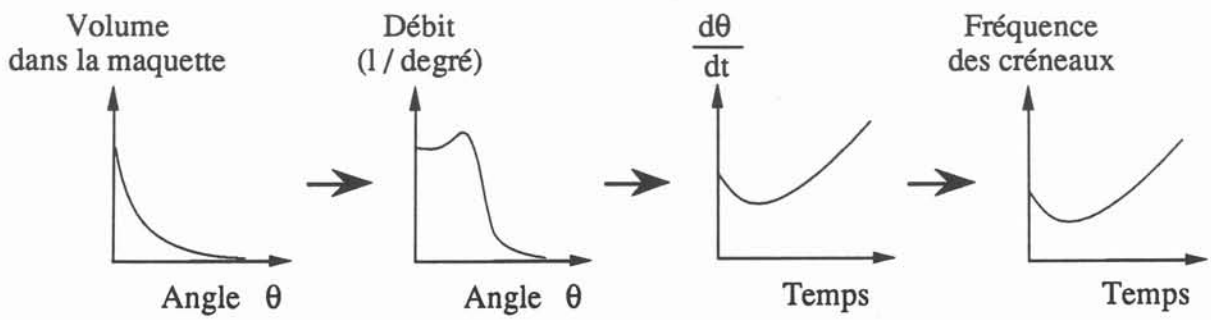


Figure 2.3 : Schéma de principe de création du fichier de pilotage

Le calcul du volume restant dans la maquette pour un angle d'inclinaison donné, permet d'avoir accès à une loi donnant un débit de vidange en litre par degré. Nous pouvons alors calculer l'évolution de la vitesse de verse de façon à avoir un débit constant. Cette loi est ensuite transformée en tenant compte des caractéristiques du moteur pas à pas et de la vis sans fin. La loi obtenue donne la fréquence des impulsions à envoyer au moteur en fonction du temps. Après avoir effectué l'étalonnage de ces transducteurs, cette dernière loi est transformée en une autre donnant l'intensité du signal émis par le micro-ordinateur en fonction du temps. Cette loi est traduite en un fichier (signal (0-10V) / temps) qui est lu par le logiciel d'utilisation de la carte RTI 815.

Un système de pesée du liquide versé au cours du temps a permis de vérifier que le débit obtenu par l'intermédiaire de la loi de verse était bien constant.

1.1.4. Description du système de mesure.

Le système de mesure est composé :

- d'une ampoule en verre (D = 75 mm) dotée de deux lentilles de verre optique de même axe,
- d'un faisceau laser parallèle coupant perpendiculairement l'ampoule au niveau des deux lentilles (la surface transversale du laser est S = 1*10 mm^2),
- d'un capteur photoélectrique mesurant l'intensité du faisceau reçu.
  Le signal reçu par le capteur est de 1 V si le faisceau est occlu, et de 5 V si le laser n'est pas atténué (dans le vide).

Ce système de détection est puissant et permet d'effectuer une mesure en continu de la concentration en particules sans perturber l'écoulement dans la maquette expérimentale.
Cependant, il présente aussi quelques inconvénients. Lorsque le jet de vidange entre dans l'ampoule de mesure, celui-ci entraîne de l'air sous forme de bulles. Ces bulles perturbent les mesures car elles peuvent être comptabilisées comme étant des particules. Elles créent ainsi un bruit de fond qui peut nuire à la qualité des mesures.
De plus, le jet entrant engendre un écoulement de recirculation dans l'ampoule. Ceci perturbe les mesures car nous risquons de compter plusieurs fois les mêmes particules.
Le signal du capteur est envoyé sur le micro ordinateur via la carte RTI 815. Grâce au logiciel de traitement de données DADISP, nous pouvons tracer les courbes d'atténuation du faisceau laser en fonction du temps de verse. Après avoir effectué un étalonnage de cette cellule de mesure, les courbes du signal reçu par le capteur sont transformées en des courbes donnant l'évolution de la concentration en particules entraînées en fonction du temps de vidange. Cette transformation du signal nécessite que le diamètre des particules soit constant car l'étalonnage est effectué pour chaque taille de particule.

L'annexe I décrit les solutions envisagées pour supprimer les inconvénients de ce système, et présente l'obtention des lois théoriques issues des étalonnages permettant la transcription du voltage reçu en concentration de particules.

1.1.5. Mode opératoire.

La procédure expérimentale est la suivante :

Nous remplissons la maquette d'eau, puis nous ajoutons une quantité mesurée de solution mère dont la concentration en particules est connue. Nous connaissons donc la concentration dans la maquette. L'eau de la maquette est agitée afin d'homogénéiser la concentration en particules. L'ampoule de mesure est remplie d'eau au niveau désiré. Après un temps d'attente mesuré, nous effectuons la verse. Les particules entraînées coupent le faisceau laser modifiant ainsi l'intensité reçue par le photorécepteur.

Ces verses sont réalisées avec différentes tailles de rugosité du fond de la maquette. Pour faire varier la rugosité du fond, nous avons utilisé des feuilles abrasives de différentes granulométries. Après avoir pris les cotes très précises de la maquette, nous avons découpé 6 feuilles abrasives de façon à couvrir toute la surface mouillée de la maquette. Chaque joint entre ces feuilles est rendu étanche par l'intermédiaire de ruban adhésif double face.

1.2. Maquette 2D.

Pour visualiser l'écoulement dans la tranche centrale de la maquette, nous avons réalisé une maquette 2D. Cette maquette permet une visualisation plus aisée qu'avec la maquette 3D. En effet, , avec la maquette 3D, avant de parvenir à la caméra, la lumière réfléchie par les particules marquant l'écoulement doit traverser une épaisseur d'eau de 30 cm chargée en particules. L'atténuation de la lumière par cette couche est trop importante pour visualiser l'écoulement. De plus, cette maquette sera nécessaire à la validation de la simulation numérique 2D.
La maquette du four, aisément amovible, peut être remplacée par une cellule de type Hele Shaw (figure 2.4)(Batchelor*).

Les objectifs de cette installation sont de :

1- caractériser l'écoulement à l'aide de particules de polystyrène de densité 1, qui réfléchissent la lumière de la tranche laser, c'est-à-dire connaître les trajectoires des particules et les champs de vitesse.
2- confronter les résultats des simulations numériques avec les résultats expérimentaux issus de géométries aussi semblables que possible à celle utilisée dans ces simulations.

Toutefois, pour une même vitesse de verse, le débit issu de la maquette 2D est environ 10 fois plus faible que celui issu de la maquette 3D. Le jet de vidange ne passe plus dans l'ampoule de détection. Il n'est donc pas envisageable de faire des mesures de transport inclusionnaire pour la maquette 2D.

1.2.1. Description générale de l'installation.

La figure 2.4 représente l'installation expérimentale utilisée.

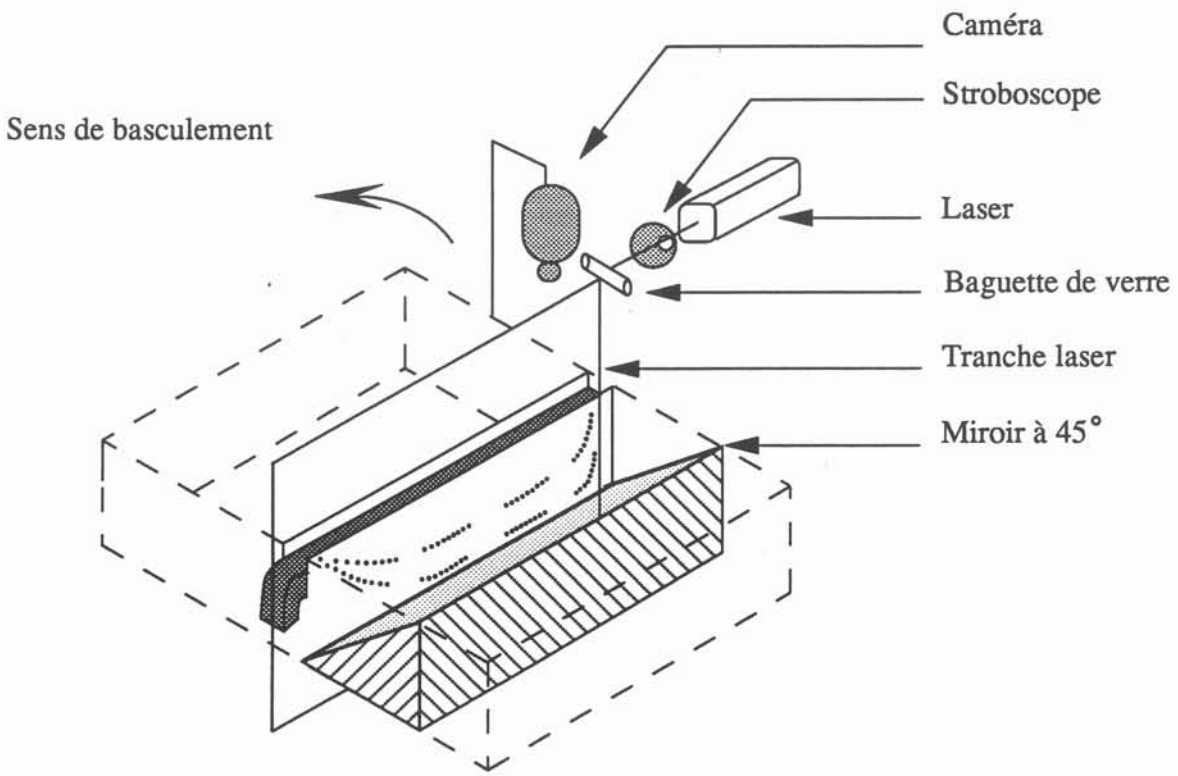


Figure 2.4 : Schéma de l'installation expérimentale 2D

La baguette de verre interceptant un faisceau laser produit un plan lumineux. Cette "tranche laser" est rendue parallèle au plan de la cellule de Hele Shaw et réglée en son milieu.
Nous filmons la tranche pendant la verse à l'aide d'un miroir, incliné à 45° par rapport au fond du bac. La caméra, dont l'axe optique est à la verticale du miroir, est fixée sur la maquette. Elle bouge donc avec le bac pendant la verse.
La caméra peut être remplacée par un appareil photo muni d'un déclencheur à distance. Grâce à un stroboscope situé sur le trajet du laser, nous pouvons "découper" le trajet des particules. En réglant le stroboscope de façon à avoir 9 impulsions lumineuses par seconde, et en fixant le temps de pose de l'appareil photo à une seconde nous obtenons des photos visualisant le déplacement de chaque particule sur une période de une seconde. Les images obtenues sont ensuite dépouillées manuellement. En mesurant le déplacement des particules, nous déduisons les vitesses (intensité et direction) à l'instant de la photo, moyennées sur une seconde.

Cette méthode de détection présente en outre l'avantage de montrer la bonne bidimensionnalité de l'écoulement dans cette maquette. En effet, le nombre de points visualisant la trajectoire d'une particule permet de savoir si cette particule a quitté la tranche lumineuse. Si toutes les trajectoires présentent neuf points, alors l'écoulement est bidimensionnel.

1.2.2. Mode opératoire.

Les particules utilisées pour marquer l'écoulement sont des particules de polystyrène. Ces particules ont une densité proche de 1. En les chauffant quelques secondes dans de l'eau portée à ébullition, nous modifions leur densité. De plus, nous ajoutons à l'eau une goutte d'agent mouillant afin d'empêcher les particules de former des agrégats. Les particules qui restent en suspension ont une densité identique à celle du liquide. Elles peuvent donc marquer l'écoulement.
La maquette 2D est remplie d'eau et de particules de polystyrène de densité 1. La caméra étant fixée sur la maquette, nous avons directement accès aux déplacements et aux vitesses des particules par rapport au bac.

2. PHENOMENOLOGIE.

Ce paragraphe est composé de deux parties. La première est dédiée à la caractérisation des écoulements thermoconvectifs présents dans le four d'aluminium pendant les phases de maintien et de verse. La seconde est dédiée au transport inclusionnaire lors des verses de la maquette en eau. Chaque mécanisme est analysé pour déterminer son importance vis à vis du transport des particules.

2.1. Hydrodynamique du four de verse.

2.1.1. Phase de maintien.

Lors de son élaboration, l'aluminium liquide passe par une phase dite de maintien. Cette étape est utilisée pour réduire la concentration en impuretés avant la verse en laissant décanter les inclusions.

2.1.1.1. Principe de la convection naturelle.

Dans cette étape, l'écoulement est un écoulement de convection naturelle. En convection naturelle, la mise en mouvement du fluide n'est pas due à une cause extérieure, mais à la distribution de la température à l'intérieur du fluide. Ce mouvement prend naissance de la façon suivante : le fluide à température T au contact d'une paroi verticale solide à une température $T_p < T$ (perte thermique) se refroidit et sa masse volumique croit. Ainsi, le poids du fluide au voisinage de cette paroi est plus grand que celui du fluide au coeur du bain. La poussée d'Archimède devient plus faible que le poids du liquide, celui-ci descend le long de la paroi.
Les considérations suivantes sont en partie issues de Moreau*, Favre-Marinet*, Szekely* et Schlichting*.
L'adimensionnalisation des équations qui décrivent ces phénomènes, fait apparaître un certain nombre de paramètres sans dimension caractéristique de la convection naturelle. Ce sont :

- Ri = nombre de Richardson = $\frac{g\,\beta\,(T_b - T_p)L}{U_o^2}$. Ce nombre caractérise le rapport entre les effets thermiques de convection naturelle et les effets d'inertie. L'égalité entre ces deux effets (Ri = 1) permet de définir la vitesse caractéristique de la convection naturelle U_o : $U_o = \sqrt{g\beta\,(T_b - T_p)L}$

- Gr = nombre de Grashof = $\frac{g\beta\,(T_b - T_p)\,L^3}{\nu^2}$. Ce nombre caractérise le rapport entre les effets thermiques de convection naturelle et les effets visqueux.

- Pr = nombre de Prandtl = $\frac{\nu}{a}$. Ce nombre mesure l'importance relative des diffusivités visqueuse et thermique.

- Pe = nombre de Peclet = $\frac{U_o L}{a}$ = Pr . $Gr^{1/2}$. Ce nombre mesure le rapport entre les effets de la convection et les effets de diffusivité thermique.

- Ra = nombre de Rayleigh = Gr.Pr = $\frac{g\beta (T_b - T_p)L^3}{a\nu}$. Ce nombre mesure le rapport entre les effets thermiques de la convection naturelle et les effets diffusifs.

  Ici T_b et T_p sont respectivement les températures au cœur du bain et des parois, L l'échelle de longueur, ν la viscosité cinématique et a la diffusivité thermique.

Au voisinage des parois, en convection naturelle, deux couches limites se développent : la couche limite cinématique ou visqueuse d'épaisseur δ_c et la couche limite thermique d'épaisseur δ_t.
Pour le cas des métaux liquides, la viscosité cinématique ν est beaucoup plus faible que la diffusion thermique a ($Pr = \frac{\nu}{a} << 1$). Le gradient de température allant de la paroi au coeur du bain va donc avoir une distance caractéristique plus grande que dans le cas précédent. La quantité de fluide concernée par le système des forces d'Archimède y est donc plus importante. Les couches cinématique et thermique sont du même ordre de grandeur. Ceci peut être schématisé par la figure 2.5.

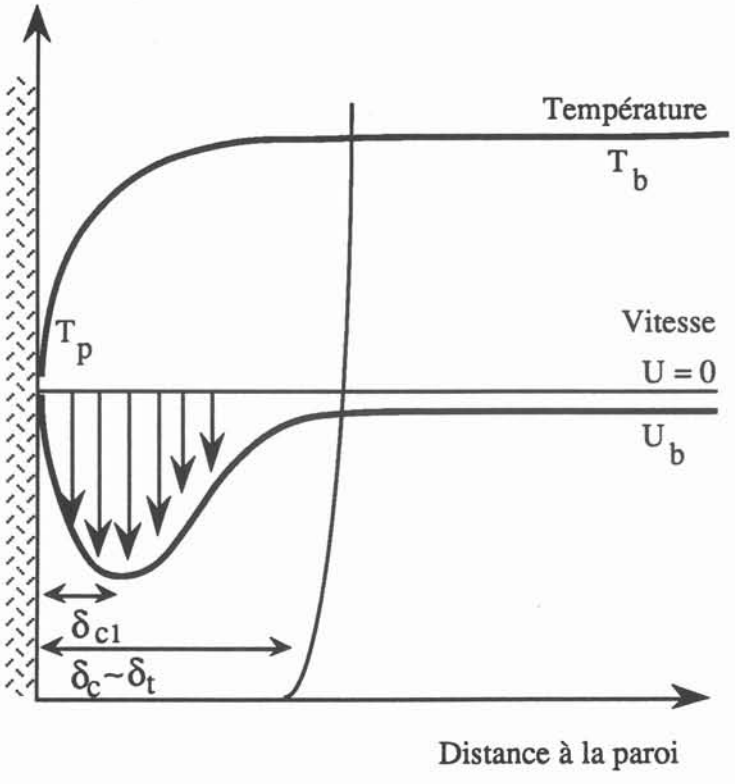


Figure 2.5 : Profils de vitesse et de température au voisinage d'une paroi refroidie

Près de la paroi, dans une couche d'épaisseur δc_1, les forces d'Archimède et les forces visqueuses s'équilibrent. Cette nouvelle épaisseur est une mesure de la distance de la paroi pour laquelle la vitesse est maximale. Dans cette couche, le fluide est fortement cisaillé.

Dans ce cas, nous avons :

$$\delta t = \frac{L}{\sqrt[4]{Ra.Pr}} \approx \delta c$$

$$\delta c_1 = \delta t \sqrt{Pr}$$

$$Uo = \sqrt{g\beta (T_b - T_p) L}$$

Dans le cas du four d'aluminium, le nombre de Prandtl est très faible ($Pr \approx 0.03$) et le type d'écoulement obtenu près de la paroi est donc celui présenté figure 2.6. Cet écoulement est provoqué par les pertes de chaleur Q qui existent sur les parois verticales ou inclinées du four. Il existe aussi des pertes sur le fond du four, mais la stratification qui en découle n'est pas motrice (fluide froid en bas du four et chaud au dessus).

L'écoulement dans le four doit donc s'organiser de la façon suivante : deux vortex de même amplitude si le four est symétrique. Nous verrons, d'après les résultats de la simulation numérique, l'influence de la géométrie sur l'organisation et l'intensité de ces vortex.

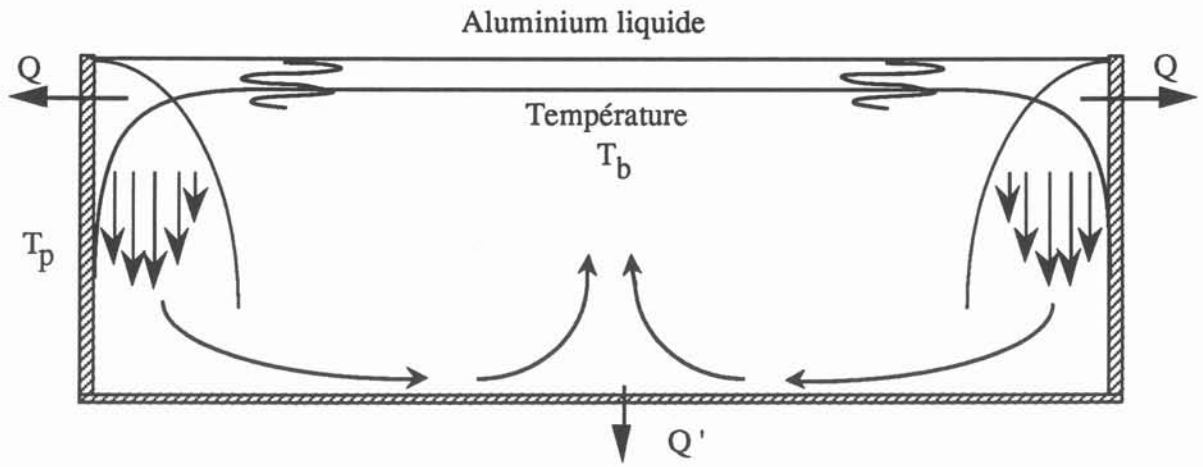


Figure 2.6 : Ecoulement dans une section verticale du four d'aluminium
(les couches limites ne sont pas à l'échelle)

Dans les écoulements forcés, par exemple dans les tubes, le seuil de transition laminaire / turbulent se situe autour d'un nombre de Reynolds de 2300. Cependant, pour un écoulement sur une plaque, ce seuil se situe autour de 5.10^5. Dans le cas de la convection naturelle, en général on ne considère plus le nombre de Reynolds comme critère mais le nombre de Rayleigh. Ce nombre de Rayleigh

critique dépend de la géométrie étudiée. Pour une plaque verticale, ce nombre est estimé à 10^9. Dans le cas du four industriel d'aluminium, le nombre de Rayleigh est proche de cette valeur, nous sommes en présence d'un régime de convection faiblement turbulent.

2.1.1.2. Application numérique.

Un paramètre essentiel pour calculer les ordres de grandeur, mais difficile à estimer, est la différence de température (T_b - T_p) à l'intérieur du bain du four. Dans l'aluminium liquide, les gradients thermiques sont assez faibles. Les mesures expérimentales, ainsi que les calculs numériques, (Martin*, Frayce*, Maruki*, Sztur*) indiquent que ces gradients sont compris entre 10 et 46 K.

Nous considérerons, pour le four de 50 tonnes utilisé, que les pertes thermiques induisent une différence de température entre la surface et le fond du four de l'ordre de 10 K. La différence de température entre les parois verticales et le cœur du bain étant beaucoup plus faible, nous la choisirons de l'ordre de 1 K. Nous retiendrons dans ce qui suit cette grandeur caractéristique, et nous la vérifierons à postériori.

Avec ces valeurs et les données physiques de l'aluminium, l'écoulement thermoconvectif dans le four présente un nombre de Rayleigh de l'ordre de $2 .10^7$.
Avec ces paramètres, l'application numérique, au cas de la section verticale du four d'aluminium, donne :

$$\delta_c \approx \delta_t = 35 \text{ mm}$$
$$\delta_{c1} \approx 6 \text{ mm}$$
$$U_0 = 32 \text{ mm/s}$$

La remontée du fluide dans le four s'effectue dans la partie centrale. La demi-largeur de ce four étant supérieure à 2 mètres, nous pouvons supposer que la remontée se fait sur une distance caractéristique de 1 m. Considérons que le fluide descend près des parois en majeure partie sur l'épaisseur proche de 2/3 δ_c, avec une vitesse constante égale à U_0. Par égalité des "débits" sur ces deux zones, nous avons :

$U_0 \times 0.66\, \delta_c = U_{cœur} \times 1m$ soit $U_{cœur} = \dfrac{0.66 \times 35 \times 32}{1000} = 0.73$ mm/s, d'où
$U_{cœur} \approx 0.7$ mm/s.

Cette vitesse est du même ordre de grandeur que la vitesse engendrée par la verse (Cf. § 2.1.2), qui est voisine de 1 mm/s. Lors des simulations numériques, nous proposons un modèle permettant un premier calcul des écoulements soumis à une verse et à des effets de thermoconvection.

2.1.1.3. Conclusions.

Nous pouvons dire que dans le four d'aluminium, l'écoulement lors de l'étape de maintien est faiblement turbulent. La géométrie de l'écoulement attendue est la suivante :

- au centre du four, une stratification stable, le fluide chaud est en haut et le fluide froid en bas. La vitesse maximale de remontée du fluide dans la partie centrale est de l'ordre de 0.7 mm/s.
- près des parois verticales (6 à 35 mm) le fluide descend avec une vitesse maximale de 32 mm/s puis s'étale sur le fond du four avec des vitesses de plus en plus faibles.

Enfin, il faut noter que ces considérations sont faites pour une configuration bidimensionnelle alors que le cas réel d'un four d'aluminium fait intervenir des phénomènes tridimensionnels. Les profils de vitesse sont modifiés par les pertes latérales dans l'autre direction. De plus, il faut être conscient que ce type d'écoulement est globalement instable et peut engendrer des mouvements horizontaux de même vitesse caractéristique que celle de l'écoulement vertical.

Cette phase de maintien est favorable à la décantation des inclusions car les vitesses descendantes le long des parois verticales forcent les inclusions à décanter. De plus, les vitesses de remontée dans la partie centrale du four sont si faibles que seules les inclusions les plus légères pourront être entraînées par ces vortex et rester en suspension. Le temps de maintien (30 à 60 min) étant du même ordre de grandeur que le temps de retournement de l'aluminium liquide (40 min), la probabilité que ces particules soient captées par les parois est très réduite. En raison des phénomènes tridimensionnels présents dans le four, les inclusions qui décantent doivent se déposer dans la partie centrale.

2.1.2. Phase de verse.

Pendant la phase de verse, l'hydrodynamique mise en jeu est beaucoup plus complexe. Cet écoulement est instationnaire et à surface libre.
Dans la suite de cette étude de modélisation expérimentale du four d'aluminium, nous ne prendrons pas en compte les phénomènes thermiques qui ne sont pas présents pour la maquette en eau.
Les ordres de grandeur et applications numériques se rapportent au cas de la maquette en eau. Un paragraphe spécial fait l'objet d'une extrapolation de ces résultats au cas industriel du four d'aluminium.

Dans ce paragraphe nous caractérisons l'écoulement engendré par la verse, c'est à dire les ordres de grandeur des vitesses présentes dans la maquette. Ces ordres de grandeur seront utilisés pour le paragraphe dédié à la dynamique des inclusions (§ 2.2).

Dans la maquette, les débits de vidange étant relativement faibles (0.075 à 0.15 l/s), l'écoulement moyen induit par la verse est faiblement turbulent. Cependant, cet écoulement est très différent dans le bain et dans le jet de vidange. En effet, comme la section verticale du jet de vidange (L = 40 mm) est beaucoup plus faible que celle dans le bain (L = 590 mm), les vitesses à cet endroit sont bien plus élevées que dans le bain. Nous sommes en présence d'un écoulement accéléré. Il existe deux zones "d'eau morte" de chaque côté du bec de vidange.
Pour prendre en compte cet étranglement, on peut considérer que la largeur de la section verticale passe de L = 590 mm pour $x \geq 235$ mm à L = 40 mm pour x = 0 mm (Cf. figure 2.7, vue de dessus).

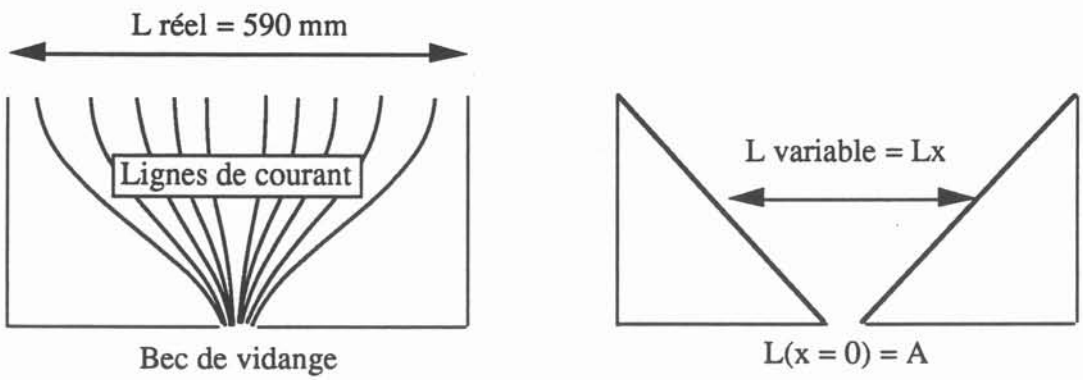


Figure 2.7 : Modélisation proposée pour prendre en compte la concentration des lignes de courant

Le fond de la maquette étant incliné (Cf. figure 2.1), la section verticale dans le bain est d'autant plus faible qu'elle se situe près du bec. Cette section, présentée figure 2.8, a pour surface :

$S = L_x (l_0 + x \sin \theta)$, pour des distances x du bec > 0.

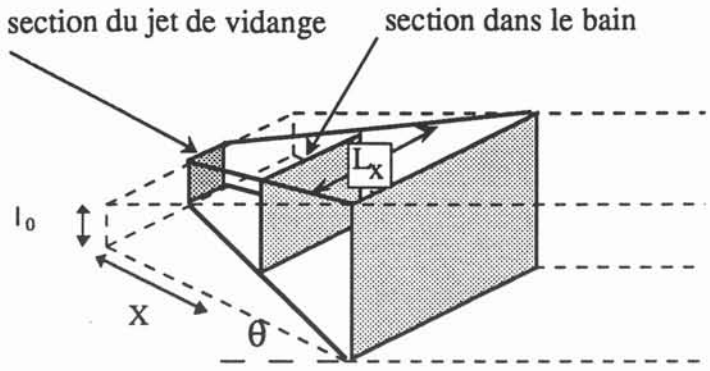


Figure 2.8 : Modélisation de la section effective de passage

La surface de la section effective de passage vaut :

$$S = [L - \frac{x_c - x}{x_c}(L - A)]\ [l_o + x \sin \theta]$$

Application numérique :

L = 590 mm, x_c = 235 mm, A = 40 mm, lo = 10 mm, θ = 27.9°et Q = 0.15 l/s.

Avec cette section effective, les vitesses mises en jeu sont de l'ordre de 2 mm/s dans le bain à 375 mm/s dans le jet de vidange.

La figure 2.9 présente l'évolution de la vitesse moyenne (U_∞) en fonction de la distance au bec de vidange.

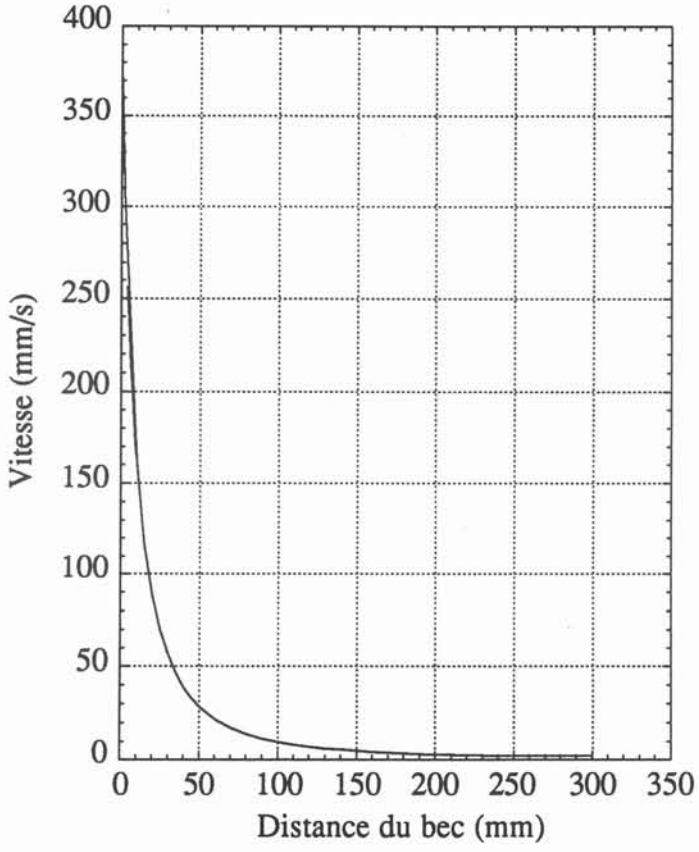


Figure 2.9 : Effet de la section efficace sur les vitesses moyennes

Ainsi les vitesses mises en jeu près du bec sont très fortes. A cet endroit, l'écoulement est turbulent. Pour la suite de cette étude nous garderons cette modélisation proposée pour rendre compte de la concentration des lignes de courant vers le bec.

Le rétrécissement est modélisé par un canal de section variable. Dans le cas d'un écoulement dans un canal, le nombre de Reynolds fait intervenir une longueur caractéristique telle que $L = 4*R_h$ où R_h est le rayon hydraulique, qui est défini de la façon suivante:

$$R_h = \frac{\text{Section de passage}}{\text{Longueur mouillée}}$$

L'évolution du nombre de Reynolds est illustrée sur la figure 2.10 :

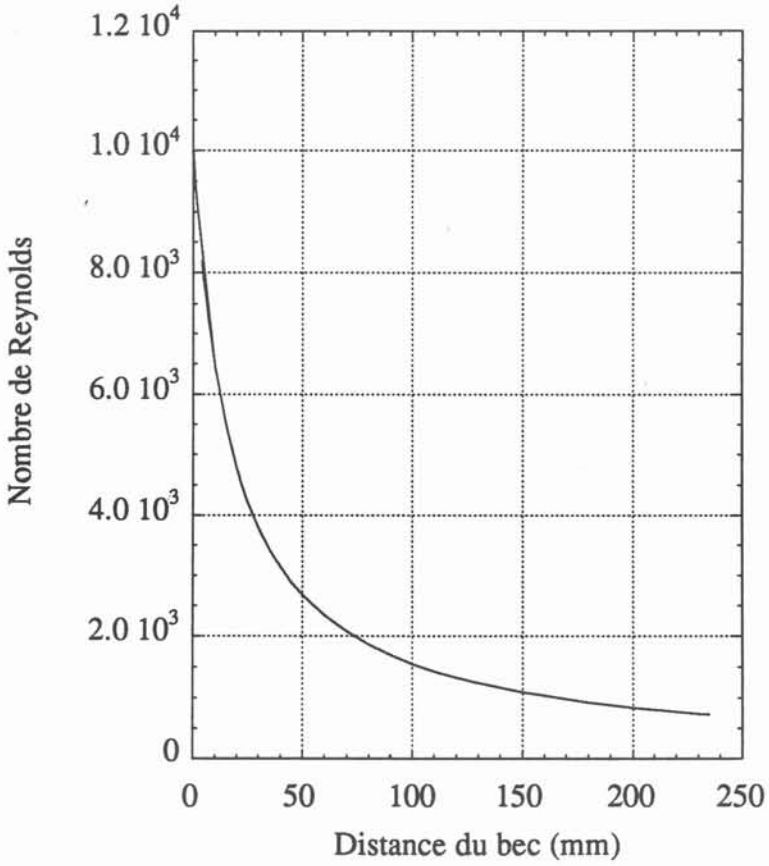


Figure 2.10 : Nombre de Reynolds pour un canal de section variable en fonction de la distance par rapport au bec de vidange

Ainsi, le nombre de Reynolds de l'écoulement passe d'une valeur de 700 dans le bain (distance au bec de vidange > 235 mm) à 10^4 au niveau de bec. L'écoulement subit donc une transition laminaire / turbulent.

Tous ces ordres de grandeur sont utilisés dans le paragraphe 2.2.2 dédié à la remise en suspension de particules décantées.

2.2. Dynamique des inclusions.

Lors de la verse de la maquette, les inclusions qui sont entraînées par l'écoulement et qui vont être comptabilisées par la cellule de mesure ont plusieurs origines.
Une partie provient des particules en suspension dans le bain entraînées par l'écoulement à cœur. Le phénomène important qui conditionne le nombre de particules de ce type est la décantation. Nous étudions ce phénomène au paragraphe 2.2.1.
Une autre partie des inclusions entraînées provient des particules qui suivent l'écoulement de surface. Le paragraphe 2.2.3 fait le point sur ce type d'entraînement.
Enfin, les autres particules entraînées le sont par l'écoulement de fond. Celui-ci peut présenter deux types de transport :

- les inclusions sont remises en suspension par les contraintes pariétales,
- les inclusions peuvent développer une dynamique propre, appelée courant de gravité. Le paragraphe 2.2.2 étudie ce type d'entraînement.

Bien que ces modes de transport puissent exister conjointement, chacun d'eux est examiné séparément dans ce qui suit.

2.2.1. Entraînement par l'écoulement loin des parois.

C'est la décantation qui gouverne la quantité de particules entraînées par le cœur de l'écoulement. L'annexe II présente l'étude détaillée de ce phénomène. Nous en présentons ici les considérations qui nous permettent de déterminer la concentration de particules en suspension en fonction du temps de décantation.
Théoriquement, d'après Ungarish*, lors de la décantation d'une population de particules, il existe trois zones distinctes : une zone d'eau claire, une zone de concentration en particules presque constante et une zone de sédiment. La limite entre la zone d'eau claire et celle chargée en particules avance avec une vitesse égale à la vitesse de Stokes. La figure suivante schématise ces trois zones.

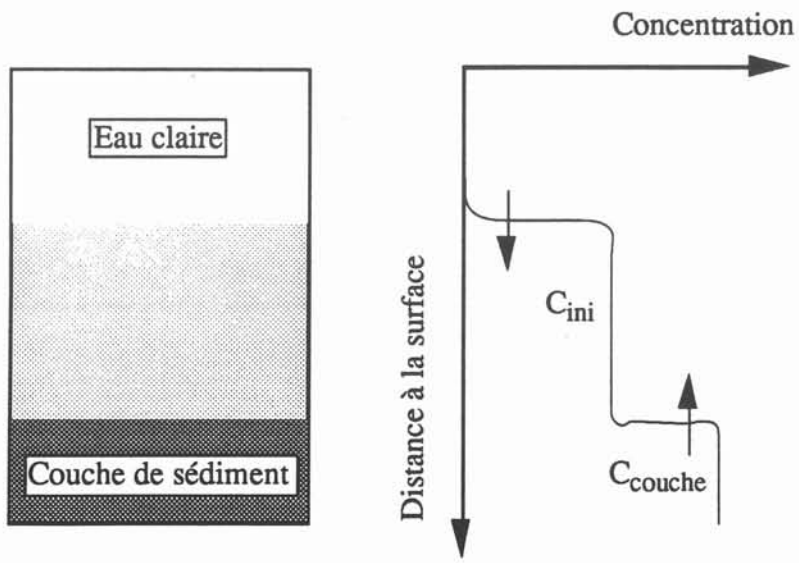


Figure 2.11 : Profil de concentration

L'évolution de la concentration de la suspension à une distance L = 10 cm de la surface en fonction du temps est donnée par la figure 2.12. Cette distance a été choisie car la hauteur d'eau dans la maquette est de 10 cm.

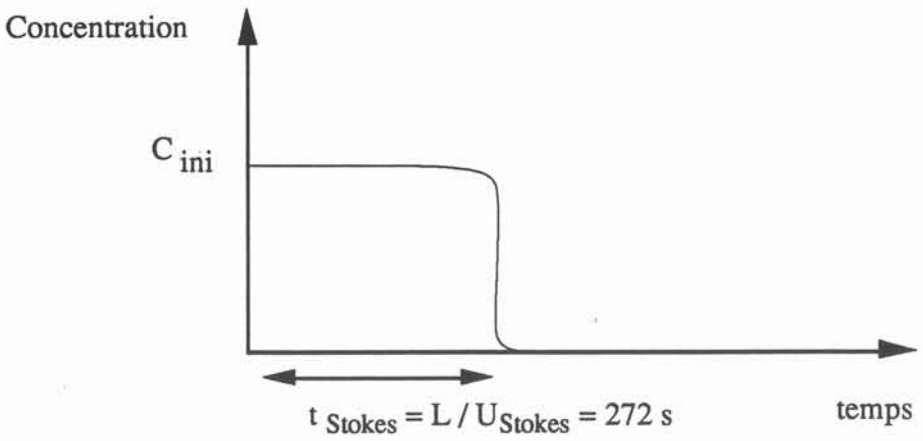


Figure 2.12 : Profil de concentration en fonction du temps à une distance L = 10 cm
Le temps de Stokes correspond à des particules de 17.5 microns de densité 3.2 g/cm^3

Nota : on appelle temps de décantation de Stokes, le temps nécessaire à une particule qui décante avec la vitesse de Stokes pour parcourir une distance de 10 cm.

Cette configuration est prédite pour un fluide concentré en particules (sphériques) de quelques pour-cent, ce qui correspond à environ 32000 ppm pour les particules de carbure de silicium de 17.5 microns de diamètre. Pour un fluide moins concentré et pour des particules facettées, cette limite entre le fluide clair et celui chargé en particules est moins nette. Expérimentalement, nous avons obtenu la courbe suivante pour des particules de carbure de silicium de 17.5 microns, et une concentration initiale de 500 ppm. La procédure expérimentale est décrite dans l'annexe II.

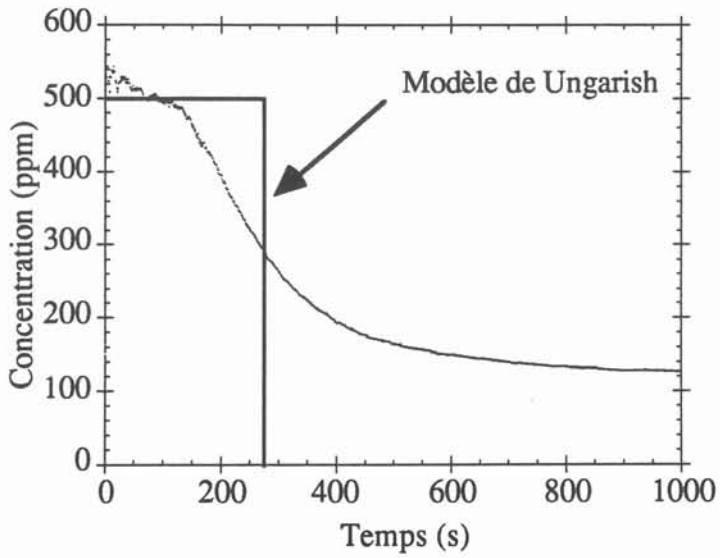


Figure 2.13 : Profil de décantation expérimentale à une distance L = 10 cm pour des particules de carbure de silicium de 17.5 microns de diamètre

La limite entre la zone d'eau claire et la zone chargée en particules est floue. Cette courbe expérimentale de décantation peut être calée sur une loi de diffusion.

Les courbes expérimentales de décantation de particules de carbure de silicium montrent que la concentration vue par le système de détection (présenté dans de l'annexe I), placé à 10 cm de la surface du fluide dans l'ampoule, est encore de l'ordre de 20% de la concentration initiale après des temps de décantation supérieurs à trois fois le temps de Stokes.
Ainsi, pour une concentration initiale de 500 ppm, la concentration à 10 cm de la surface du fluide est d'environ 120 ppm après 800 s d'attente.

Une des conséquences immédiates de ce fait est que, même après un temps d'attente de trois fois le temps de décantation de Stokes (de l'ordre de 800s), il existe au voisinage du fond du bac une concentration de particules toujours en suspension non négligeable (20% de C_{ini}). La concentration dans le cœur de la maquette, bien qu'inférieure à celle au fond est de l'ordre de 10% de C_{ini}. Lors de la verse de la maquette, la concentration de particules entraînées n'est donc pas nulle simplement à cause de la décantation non achevée des inclusions.

Nous réutiliserons ces courbes de décantation (présentées en annexe II) par la suite pour quantifier, sur les courbes expérimentales du transport des particules pendant la verse, les proportions de particules remises en suspension et celles qui n'ont pas décanté et qui sont entraînées par l'écoulement à cœur.

2.2.2. Entraînement par l'écoulement de fond.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux particules qui reposent sur le fond de la maquette. Nous étudions sous quelles conditions elles peuvent être entraînées.

Deux mécanismes sont possibles :

- soit les contraintes pariétales sont importantes : une particule déposée peut être remise en mouvement puis en suspension.
- soit la couche de particules est suffisamment épaisse : elle pourra déclencher un courant de gravité.

2.2.2.1. Remise en suspension par les contraintes pariétales.

Un écoulement près d'une paroi présente un cisaillement puisque la vitesse du fluide est nulle à la paroi et non nulle dans le bain (Cf. figure 2.14). Cette zone de cisaillement est identifiée à la couche limite. Le livre le plus complet sur ce sujet est "Boundary Layers" de Schlichting*.

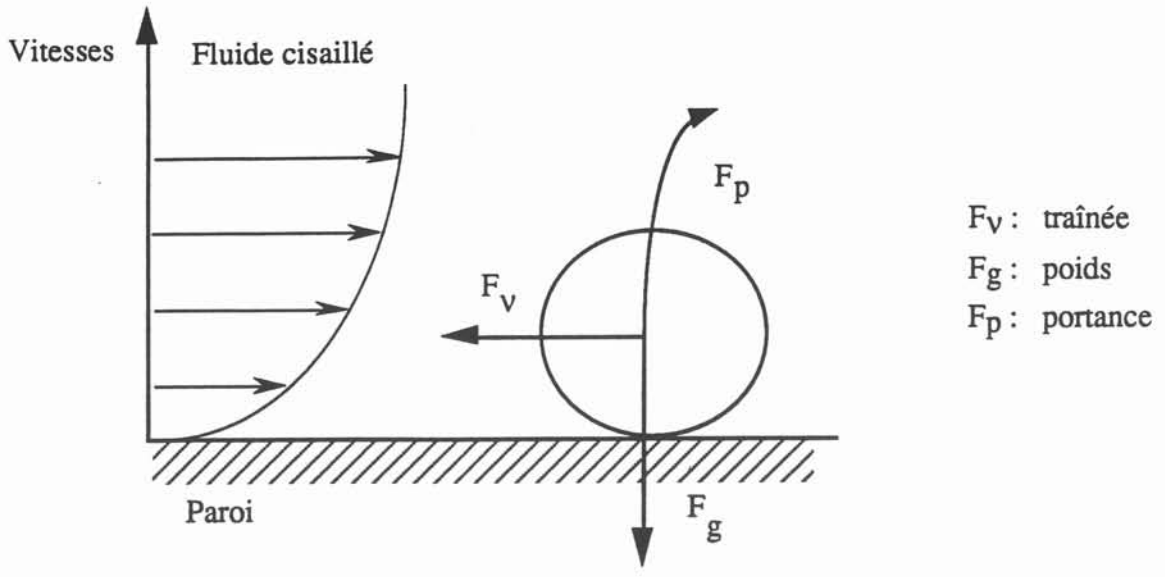


Figure 2.14 : Mise en mouvement d'une particule décantée par les contraintes de cisaillement

Suivant l'intensité des forces exercées sur elle, la particule va être ou non remise en suspension. C'est le diagramme de Shields (Graf*) qui permet de déterminer si une particule est entraînée ou non suivant sa taille et le cisaillement de l'écoulement (Cf. figure 2.15) .

Présentation de l'utilisation du diagramme de Shields.

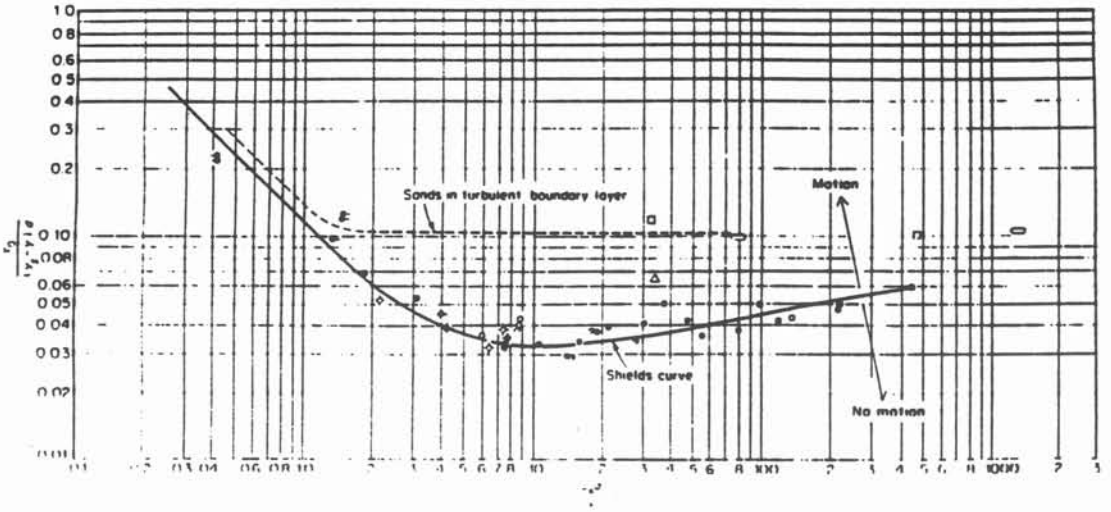


Figure 2.15 : Diagramme de Shields (extrait de Graf*)

Ce diagramme donne les valeurs de la contrainte adimensionnelle : $\tau = \dfrac{\rho V_a^2}{(\rho_p - \rho)\, g \phi_p}$ en fonction du nombre de Reynolds de la particule: $Re_d = \dfrac{V_a \phi_p}{\nu}$

avec ρ : masse volumique du fluide (kg/m^3)

ρ_p : masse volumique de la particule (kg/m^3)

ν : viscosité cinématique du fluide (m^2/s)

g : gravité (m/s^2)

ϕ_p : diamètre de la particule (m)

V_a : vitesse caractéristique du cisaillement (m/s)

Pour déterminer si une particule décantée peut être mise en mouvement, voire être remise en suspension par une vitesse caractéristique V_a, nous plaçons le couple τ/Re_d sur le diagramme de Shields. Si ce point se trouve au dessus de la ligne de mouvement, la vitesse V_a, c'est à dire le cisaillement, est suffisamment élevée pour permettre la mise en mouvement de la particule, et éventuellement sa remise en suspension.

Pour pouvoir utiliser ce diagramme, il faut trouver un ordre de grandeur de la vitesse liée au cisaillement. Cette vitesse est prise proportionnelle à la vitesse de frottement ω_f : $V_a = K\,\omega_f$. Cette constante empirique K est d'autant plus grande que le fluide est turbulent. Wells* propose une valeur de l'ordre de 10.

La vitesse de frottement ω_f est définie par :

$$\omega_f = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$ avec τ : contrainte tangentielle à la paroi,

ρ : masse volumique du fluide.

τ est une mesure de la pente des vitesses à la paroi et s'exprime par :

$$\tau = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial n}\right)\Big|_{paroi}$$ avec μ : viscosité moléculaire du fluide,

n : normale à la paroi.

Cette contrainte est souvent approchée par un coefficient de frottement plus ou moins empirique C_f défini par :

$$C_f = \frac{\tau}{1/2\,\rho\,U_\infty^2}$$

Ainsi, dans une couche limite la vitesse de frottement ω_f est liée à la vitesse en dehors de la couche U_∞ par la relation : $\omega_f = U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}$

La vitesse V_a s'exprime alors par :

$$\boxed{V_a = K\,U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}}$$

Il reste maintenant à calculer le coefficient de frottement. Pour cela nous utilisons une formulation différente suivant que le régime hydraulique est laminaire ou turbulent.

En régime laminaire, le coefficient C_f est choisi de la façon suivante (Schlichting* page 140) :

$$C_f = \frac{1.328}{\sqrt{Re}} \qquad \text{avec} \qquad Re = \frac{U_\infty L}{\nu}$$

U_∞ : vitesse dans le bain,

L : échelle de longueur caractéristique de la longueur de la paroi,

ν : viscosité cinématique.

En régime turbulent, le coefficient C_f est choisi de la façon suivante (Schlichting* page 160) :

$$C_f = \frac{0.455}{(\text{Log } Re)^{2.58}}$$

De plus, pour chaque valeur du nombre de Reynolds, il existe une rugosité critique pour laquelle le coefficient de frottement pour une paroi rugueuse devient plus élevé que celui pour une paroi lisse. La figure suivante montre l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds.

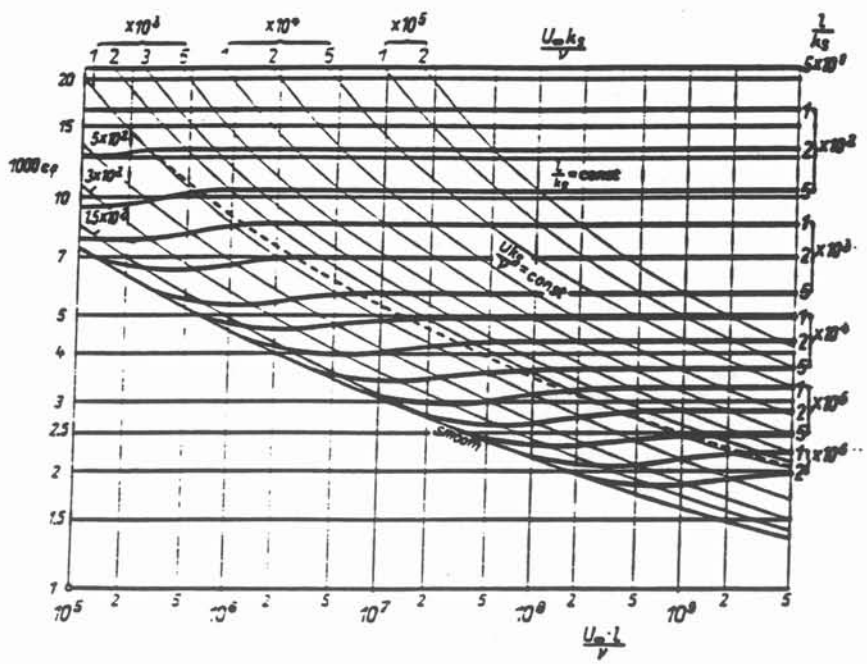


Figure 2.16 : Evolution du coefficient de frottement (Schlichting* p 641)

Ainsi, la vitesse caractéristique V_a (par l'intermédiaire du coefficient de frottement C_f) dépend d'une part de la vitesse au cœur du bain U_∞, et d'autre part de la rugosité des parois k. L'intensité des contraintes subies par des particules déposées sur une paroi dans un écoulement cisaillé est donc étroitement liée à la vitesse du bain et à la rugosité de la paroi.

$$\tau = \frac{\rho \ (K\, U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}})^2}{(\rho_p - \rho)\, g \phi_p} = \tau\,(U_\infty, k)$$

Nous étudions dans les paragraphes suivants l'influence de la vitesse et de la rugosité sur les remises en suspension.

Effet de la vitesse loin des parois U_∞.

Nous avons vu au § 2.1.2. que l'écoulement de verse est fortement accéléré près du bec. En supposant que le diagramme de Shields soit valable pour de tels écoulements, nous calculons les contraintes appliquées à une particule décantée à une distance x (en mm) du bec de vidange.
Comme le nombre de Reynolds est toujours inférieur à 10000 (Cf. figure 2.10), nous avons utilisé pour ces calculs la formulation du coefficient de frottement en régime laminaire.

La figure 2.17 montre les résultats obtenus pour le débit maximum utilisé pour la maquette (0.15 l/s), avec les deux cas $V_a = \omega_f$ et $V_a = 10\ \omega_f$.
La figure 2.18 correspond aux résultats obtenus pour un débit moitié (0.075 l/s).

La longueur du segment situé du côté du seuil de mise en mouvement visualise la quantité de particules remises en suspension.

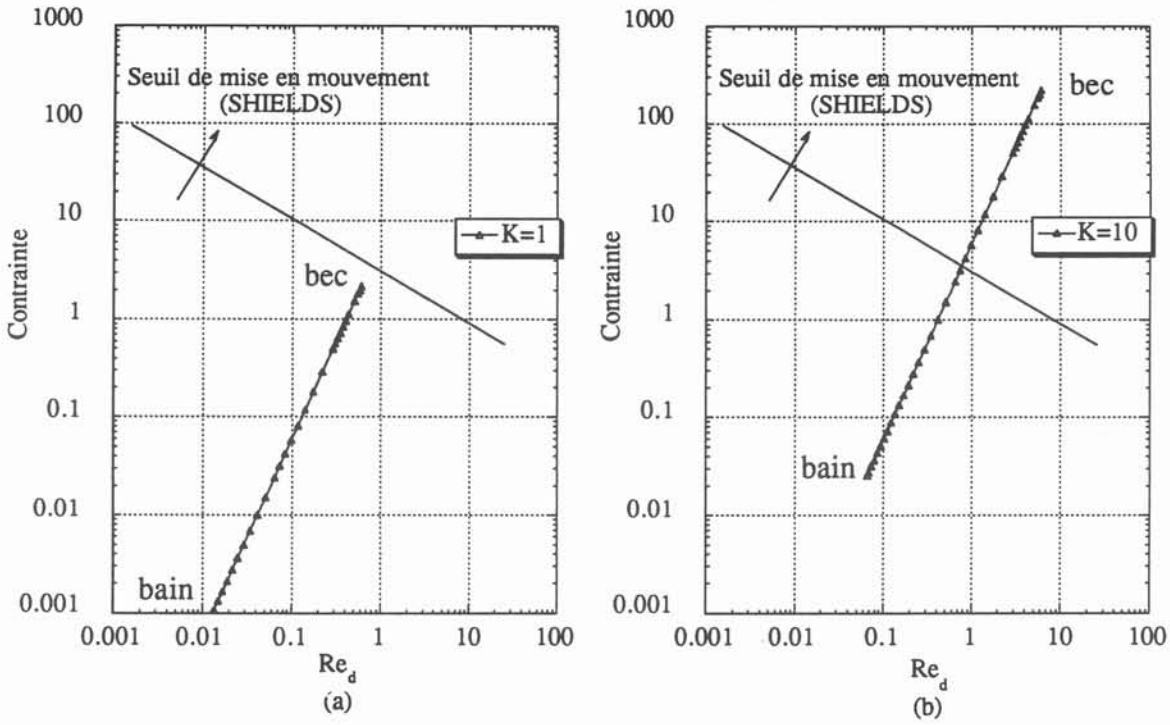


Figure 2.17 : Valeur de la contrainte adimensionnelle sur des particules décantées au voisinage du bec de vidange en fonction du nombre de Reynolds local pour un débit de vidange de 0.15 l/s
$V_a = K\ \omega_f$, avec (a) : K = 1 (b) : K = 10

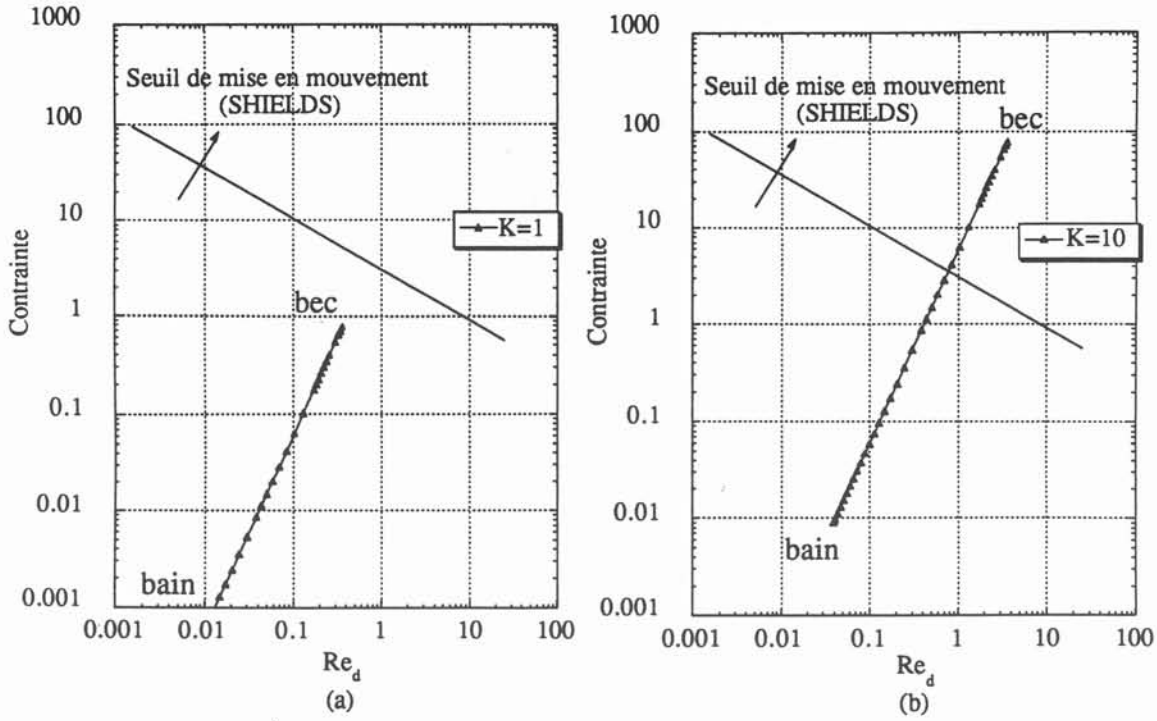


Figure 2.18 : Valeur de la contrainte adimensionnelle sur des particules déposées au voisinage du bec de vidange en fonction du nombre de Reynolds local pour un débit de vidange de 0.075 l/s

$V_a = K\,\omega_f$, avec (a) : K = 1 (b) : K = 10

Ainsi, si la constante K est prise égale à 1, quelque soit le débit de verse, les particules ne sont pas remises en suspension par l'écoulement sus-jacent. En effet, aucun point ne se situe au dessus du seuil de mise en mouvement.

Par contre si elle est prise égale à 10, les particules décantées au fond de la maquette sont remises en suspension. En effet, il existe des points situés au dessus du seuil. Ils correspondent à des particules proches du bec de verse.

Pour le plus fort débit, des particules placées jusqu'à 45 mm du bec de verse sont remises en suspension, ce qui représente environ 10% des particules décantées. Pour le plus faible débit, des particules placées jusqu'à 30 mm du bec de verse sont remises en suspension.

Effet de la rugosité des parois k.

Nous avons vu précédemment que la rugosité, par l'intermédiaire du coefficient de frottement peut modifier les remises en suspension. Pour chaque valeur du nombre de Reynolds, il existe une rugosité critique pour laquelle le coefficient de frottement d'une paroi rugueuse devient plus élevé que celui d'une paroi lisse (Cf. figure 2.16). Cette rugosité critique diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente.

D'une façon générale, Fortier* indique deux cas distincts suivant la valeur du nombre de Reynolds adimensionnel $K_+ = \frac{k\,\omega_f}{\nu}$, où k est la rugosité, ν est la viscosité cinématique et ω_f est la vitesse de frottement.

Si K_+ est faible, la paroi est dite pleinement lisse.
Si K_+ est fort, la paroi est dite pleinement rugueuse.

En définissant une rugosité uniforme équivalente de la paroi k_s qui prend en compte l'espacement et l'agencement des aspérités, on a les conditions suivantes :

- $\frac{k_s \omega_f}{\nu} < 5$: paroi pleinement lisse,
- $\frac{k_s \omega_f}{\nu} > 70$: paroi pleinement rugueuse.

Par la suite, nous utiliserons une rugosité équivalente critique k_{sc} telle que $\frac{k_{sc} \omega_f}{\nu} = 10$. Toute rugosité k_s supérieure à k_{sc} augmente le coefficient de frottement et donc les remises en suspension. La rugosité critique s'exprime par :

$$k_{sc} = \frac{10 \nu}{U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}} = k_{sc}(U_\infty), \qquad \text{avec } C_f = C_f(U_\infty).$$

Les résultats des calculs des rugosités critiques effectués avec le coefficient de frottement issu de la formulation proposée pour un écoulement laminaire sont présentés sur la figure 2.19.

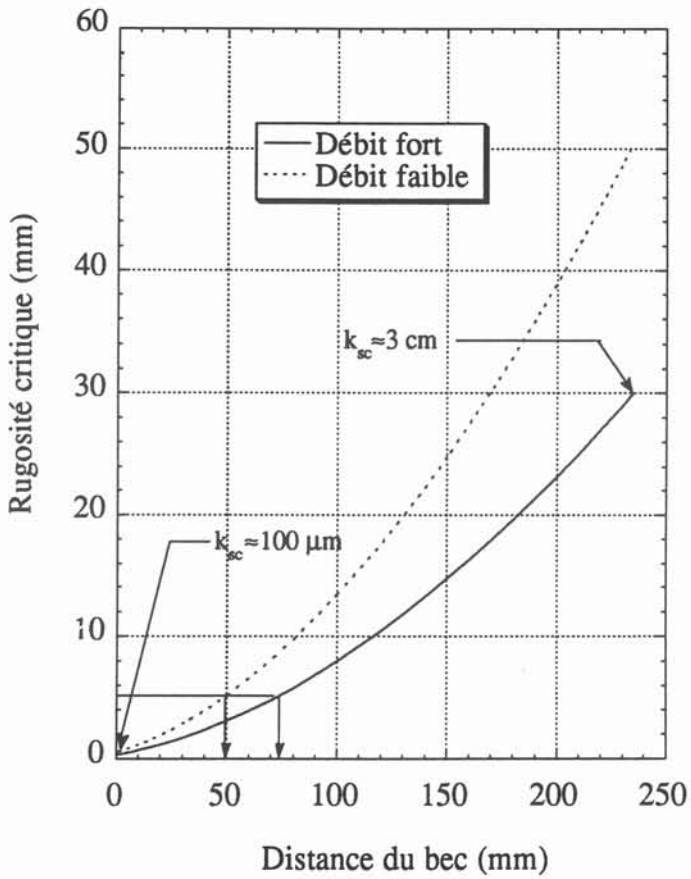


Figure 2.19 : Evolution de la rugosité critique en fonction de la position considérée

Ainsi, près du bec de vidange, pour le plus fort débit, la taille de la rugosité critique est de l'ordre de 100 µm. Cette taille est beaucoup plus élevée dans le bain : de l'ordre de 3 cm.

D'après ce graphe, par exemple :

- pour le plus fort débit, une rugosité de 5 mm est critique jusqu'à environ 75 mm du bec de vidange.
- pour le plus faible débit, une rugosité de 5 mm est critique jusqu'à environ 50 mm du bec de vidange.

Des particules déposées au fond du bac jusqu'à ces distances, subissent des contraintes plus élevées que lorsque le fond du bac est lisse. En reportant les points correspondant sur le diagramme de Shields, nous pouvons déterminer si ces particules sont remises en suspension.
Ainsi, pour le plus fort débit, des particules déposées à une distance de 45 à 75 mm du bec de verse peuvent être remises en suspension par l'écoulement pour une taille de rugosité de 5 mm, alors qu'elles ne l'étaient pas pour un fond lisse. Pour le plus faible débit, des particules situées à une distance de 30 à 50 mm du bec de verse peuvent être remises en suspension par l'écoulement.

Conclusions.

En conclusion, nous avons montré que les remises en suspension sont plutôt situées près du bec de vidange où les vitesses de l'écoulement sont les plus élevées et qu'elles peuvent être accentuées par la présence de forte rugosité.
La surface, proche du bec, où les particules décantées peuvent être remises en suspension est d'autant plus étendue que le niveau de turbulence près du jet de vidange est élevé. Cette surface représente en moyenne 8% de la surface totale du fond de la maquette. Ainsi, d'une façon générale, 8% des particules décantées peuvent être remises en suspension par l'écoulement de verse. Une augmentation du débit de verse provoque un accroissement du niveau de la turbulence et donc du nombre de particules remises en suspension. L'ordre de grandeur de 8% des particules déposées remises en suspension est donné à ± 2% suivant l'intensité du débit de verse que l'on considère.

De plus, quelque soit le débit de verse, une rugosité de 0.5 cm peut presque doubler ce pourcentage de particules remises en suspension.

2.2.2.2. Formation d'un courant de gravité.

Pour des concentrations de particules décantées suffisamment élevées, la couche formée au fond de la maquette peut développer une dynamique indépendante de celle du bain. Ce phénomène est appelé courant de gravité, ou courant de densité. C'est l'écoulement d'un fluide lourd sous un fluide plus léger qui est dû à l'effet différentiel de la gravité sur chacun de ces fluides.
Une illustration connue de ce type de phénomène est l'avalanche de neige (Hopfinger*, Britter*). De même qu'une masse importante de neige peut dévaler le long d'un versant et remonter sur le versant opposé, la couche de particules transforme son énergie potentielle en énergie cinétique et peut arriver au bec avant le liquide sus-jacent.

Les courants de gravité présentent un "front" caractéristique plus épais que l'écoulement qui suit (figure 2.20). C'est une zone de mélange intense qui joue un rôle important dans le comportement du courant. Pour un courant horizontal ce front reste quasi-uniforme et est environ deux fois plus épais que l'écoulement. Dans le cas d'un courant descendant un plan incliné, la taille du front augmente au cours du temps.

La condition de formation du courant de gravité est :

- $u_c > u_{\text{front arrière}}$
- $h_c > 3\,\phi_p$.

où $u_{\text{front arrière}}$ est la vitesse d'avancée du front arrière (2 mm/s). On appelle front arrière l'intersection entre la surface libre du fluide et le plan incliné à l'arrière de la maquette (Cf. figure 2.21). Cette vitesse, issue des visualisations expérimentales est proche de 2 mm/s.

u_c est la vitesse d'avancée de la couche de particules exprimée par relation :

$$u_c = A\sqrt{g'\,h_c} \quad \text{où} \quad A = 1 + o\left(\frac{h_c}{h}\right)$$

avec h la hauteur de fluide,

h_c la hauteur de la couche de particules,

$g' = g\dfrac{\rho_c - \rho}{\rho}$ gravité modifiée,

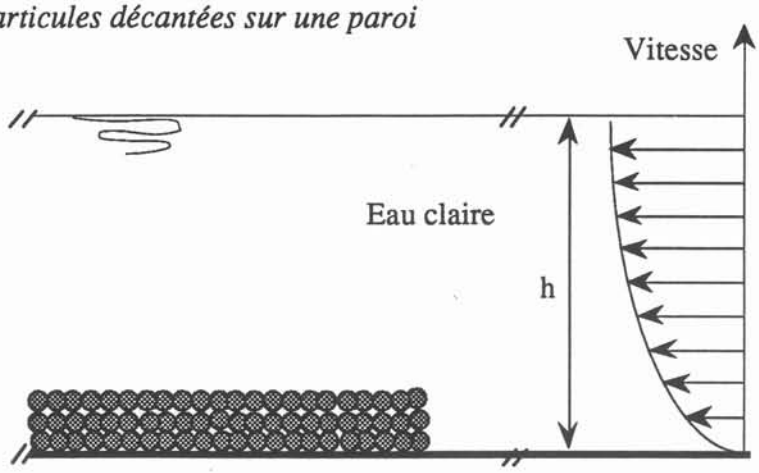
ρ_c et ρ les masses volumiques des deux fluides ($\rho < \rho_c$),

g la constante de gravité.

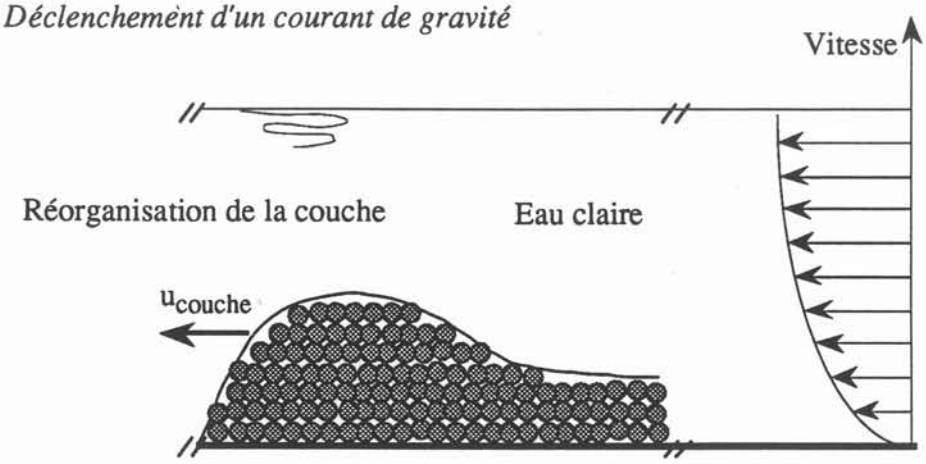
Pour un courant non horizontal, on tient compte de l'inclinaison en introduisant un facteur $(\cos\theta)^{-1}$ ainsi :

$$u_c = A\sqrt{g'\frac{h_c}{\cos\theta}}$$

Couche de particules décantées sur une paroi



Déclenchement d'un courant de gravité



Courant de gravité pour le cas de la maquette

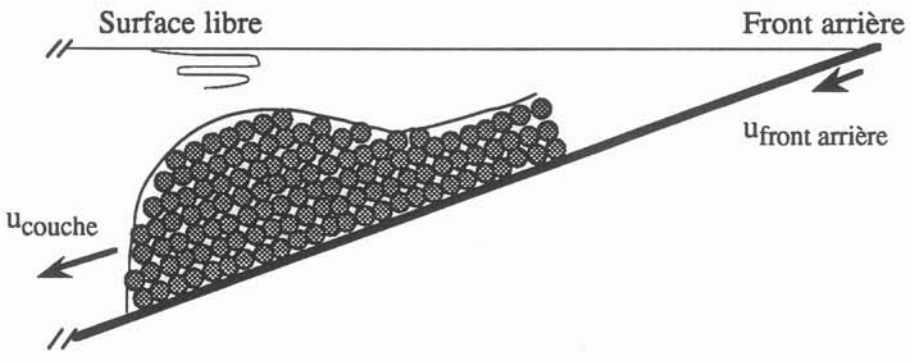


Figure 2.20 : Formation d'un courant de gravité

Application numérique :

- $\phi_p = 20\ \mu m$,
- $u_{front\ arrière} = 2\ mm.s^{-1}$,
- $\rho = \rho_{eau} = 1\ g.cm^{-3}$,
- $\rho_{Si\ C} = 3.22\ g.cm^{-3}$,
- comme $\frac{h_c}{h} \rightarrow 0$, nous prendrons A = 1 .

Calculons la concentration minimale de particules nécessaire pour que la couche ait une épaisseur au moins égale à trois diamètres.

Considérons un empilement côte à côte de particules de diamètre ϕ_p. Une particule occupe donc un volume de $(\phi_p)^3$. Avec cette hypothèse, la fraction volumique de particules dans la couche est de 0.52, ce qui est proche de la valeur communément admise pour une couche de particules la plus dense (0.58). La surface du fond de la maquette où les particules ont décanté valant 0.47m * 0.59m, il faut 2.10^{+9} particules pour avoir trois couches de particules décantées sur cette surface. Cette quantité de particules représente une concentration d'environ 1300 ppm.

Avec ces mêmes valeurs, la masse volumique de la couche, qui est le produit de la fraction volumique de la couche et de la masse volumique des particules qui la constituent, vaut :

$\rho_c = 0.52 * 3.2 = 1.664\ g.cm^{-3}$, soit $1664\ kg.m^{-3}$.
Ces valeurs donnent une valeur de u_c d'environ $21\ mm.s^{-1}$. Cette valeur est 10 fois supérieure à la vitesse d'avancée du front arrière.

Ainsi, un courant de gravité peut exister dans la maquette le long du plan incliné si la concentration initiale en particules avant décantation est voisine de 1300 ppm.

Ce courant a été observé expérimentalement pour une concentration initiale en particules d'environ 1000 ppm. Cependant, la vitesse d'avancée mesurée est plus faible que celle qui a été calculée, c'est à dire : 4 mm/s. La vitesse réelle est plus proche de la vitesse d'avancée du front arrière. Ce ralentissement est peut être du à une force d'adhésion entre les particules et la paroi.
De plus, la présence de rugosités peut empêcher le déclenchement d'un tel courant. Ainsi, ces mêmes essais, répétés avec une rugosité contrôlée et régulière de 20 ou 400 microns n'ont plus montré la présence de ce type de phénomène.

Ainsi, un courant de gravité peut exister dans la maquette pour de fortes concentrations en particules, mais son existence est liée à l'absence de rugosité sur le fond de la maquette.
Nous verrons au § 2.2.6 qu'il n'en est peut être pas de même pour les inclusions dans l'aluminium.

2.2.3. Entraînement par l'écoulement de surface.

Lors de la vidange, le niveau de l'eau à l'intérieur du bac se déplace par rapport aux parois. L'intersection entre la surface libre du fluide et le plan incliné à l'arrière de la maquette (appelé "front arrière") se déplace le long du plan incliné (Cf. 1er graphe de la figure 2.21)

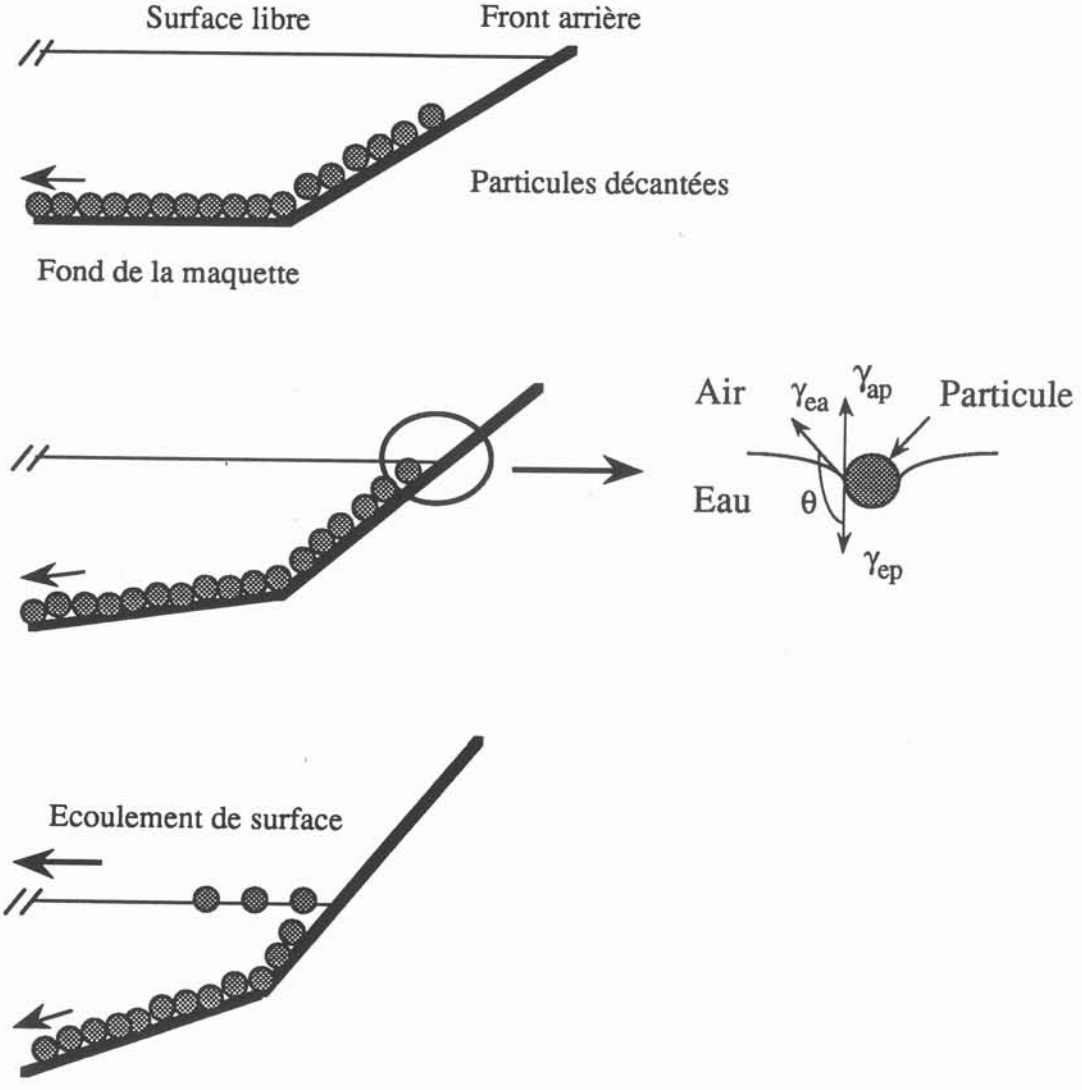


Figure 2.21 : Entraînement par l'écoulement de surface.

Au cours de la verse, des particules ayant décanté sont découvertes par la surface libre (Cf. 2ème graphe figure 2.21). Au point triphasique Air / Eau / Particule, il existe un équilibre gouverné par les tensions interfaciales. Cet équilibre est traduit par l'équation de Young (Davis 1963*) :

$\gamma_{ap} = \gamma_{ep} + \gamma_{ea} \cos \theta$ Avec

γ_{ap} : tension interfaciale Air / Particule,
γ_{ep} : tension interfaciale Eau / Particule,
γ_{ea} : tension interfaciale Eau / Air,
θ : angle entre γ_{ep} et γ_{ea}.

L'équation précédente peut se combiner avec l'équation de Dupré (Davis 1963*) :

$$W_{ep} = \gamma_{ap} + \gamma_{ea} - \gamma_{ep} \quad \text{ou bien} \quad W_{ep} = \gamma_{ea} (1 + \cos \theta) \ \gamma_{ep}.$$

W_{ep} représente le travail d'adhésion par unité de surface entre la particule et le liquide. Ainsi, la force de tension de surface F_γ qui agit sur la particule vaut :

$$F_\gamma = \pi \phi_p W_{ep}$$
$$< 2\pi \phi_p \gamma_{ea}$$

Avec $\phi_p = 20$ µm et $\gamma_{ea} = 0.072$ N/m, on a : $F_\gamma = 10^{-5}$ N

La force de gravité que subit cette même particule vaut:

$$F_g = \frac{4}{3} \pi (\frac{\phi_p}{2})^3 \rho_p g$$
$$= 1.3\ 10^{-10}\ N$$

Ce calcul montre que les effets des forces de gravité sont négligeables par rapport aux effets de tension de surface dans le processus de maintien des inclusions à la surface libre du liquide. Ce processus ne dépend donc que de la mouillabilité de l'inclusion.

Si le liquide mouille mal la particule, il existe un angle θ tel que l'équilibre soit réalisé :

$$\gamma_{ap} = \gamma_{ep} - \gamma_{ea} \mid \cos \theta \mid, \quad \text{soit} \quad \gamma_{ap} < \gamma_{ep}.$$

Par contre, si le liquide mouille bien la particule, alors quelque soit l'angle $\theta < \pi/2$, l'équilibre ne pourra pas être réalisé:

$$\gamma_{ap} = \gamma_{ep} + \gamma_{ea} \mid \cos \theta \mid, \quad \text{implique} \quad \gamma_{ap} > \gamma_{ep}.$$

Ainsi, lorsque le front arrière découvre des particules décantées, deux cas de figure peuvent se présenter :

- si les particules sont bien mouillées, il ne peut pas exister d'équilibre en surface. Les particules vont rester au fond de la maquette.
- si les particules sont mal mouillées, il existe un équilibre qui empêche les particules de décanter. Elles vont être captées par la surface libre et être entraînées par l'écoulement de surface.

Il faut cependant noter que cette étude ne prend pas en compte les forces qui existent entre les particules et la paroi solide sur laquelle elles ont décanté. Les forces interparticulaires qui existent lorsque plusieurs couches de particules sont présentes ne sont pas, elles aussi, prises en compte.

Ce mécanisme d'entraînement de surface existe pour toutes les particules présentant une ligne triphasique, et pas uniquement pour les particules décantées et découvertes par le front arrière.

2.2.4. Entraînement à une interface de stratification.

D'après le paragraphe 2.1.1, la géométrie de l'écoulement dans le four de verse présente une stratification stable avec un fluide chaud en haut et un fluide froid (donc plus dense) en bas. Neubrand* a montré que cette stratification peut se déstabiliser au cours de la verse, engendrant de nouvelles contraintes turbulentes.
Une étude classique de perturbation dite en modes normaux, a été menée sur la géométrie stratifiée bicouche. Cette analyse a permis de trouver la longueur d'onde la plus instable, c'est à dire la perturbation qui apparaît la première.
Des verses de la maquette 2D avec un fluide stratifié ont été réalisées pour vérifier ces résultats. Le mode opératoire est le suivant : une couche d'eau salée colorée est versée au fond de la maquette. Un système de goutte à goutte se déversant sur un flotteur en polystyrène permet de former une couche d'eau pure sur la couche d'eau salée sans que ces deux couches se mélangent. Le système bicouche réalisé, nous filmons la verse de la maquette.
Pour une verse de 21 °/min (soit 6.11 $.10^{-3}$ rd/s), des éjections de fluide dense dans le fluide le moins dense ont été observées. Ces éjections se situent près du contact entre l'interface de stratification et le fond de la maquette, c'est à dire près du front arrière de la stratification.
Ces instabilités créent localement des tourbillons plus énergétiques que ceux existant en l'absence de stratification. Les particules déposées au fond peuvent alors être remises en suspension.

Récemment, Schaflinger 93* a mis en évidence dans une configuration d'écoulement d'eau sur une couche de particules déposées, la présence d'instabilités à l'interface de stratification sous certaines conditions. Ces instabilités se présentent sous la forme d'ondes d'interface qui peuvent impliquer des détachements de nuages de particules.

2.2.5. Conclusions.

Les principaux acquis de cette étude phénoménologique du comportement inclusionnaire sont les suivants.
Les inclusions présentes dans la maquette ont des comportements différents suivant les conditions auxquelles elles sont soumises.

Après un temps de décantation supérieur à trois fois le temps de Stokes, il reste en suspension 10% de la concentration initiale de particules. Ces particules qui n'ont pas décanté sont directement entraînées par l'écoulement au cœur du bain.
Les inclusions qui ont décanté sur le fond de la maquette peuvent être entraînées de plusieurs façons :

- Si ces particules sont mal mouillées, elles peuvent être captées par la surface du liquide qui les découvre, elles suivent alors l'écoulement de surface. Les forces de tension de surface sont bien supérieures à celles de gravité.

- Si la couche de particules est suffisamment épaisse (soit pour environ 1000 ppm de particules de carbure de silicium de diamètre 20 microns totalement décantées) elle peut développer un courant de gravité. Les particules composant ce courant peuvent alors arriver au niveau du bec de vidange avant le fluide sus-jacent. Toutefois, la rugosité du fond du bac peut ralentir la progression de ce courant. Expérimentalement, une rugosité de 20 microns bloque la création d'un tel courant.

- Suivant les conditions de verse, les particules décantées sont remises en suspension. Ces remises en suspension sont situées dans un voisinage de 5 cm autour du bec de vidange et sont fortement accentuées par la présence de rugosité. Pour le débit le plus fort, environ 10 % des particules peuvent être remises en suspension. Cette valeur peut doubler si la taille de la rugosité des parois est suffisamment élevée pour être supérieure à la taille de la rugosité critique, c'est à dire proche de 5 mm.

2.2.6. Applications au four industriel.

Les conclusions présentées précédemment vont être adaptées au cas industriel de la verse de four d'aluminium. Nous allons donner les ordres de grandeur correspondant. Les valeurs de la densité et de la taille des inclusions utilisées par la suite sont issues des critères de similitude entre la maquette en eau et le four d'aluminium. Ces résultats correspondent au cas particulier où un seul type d'inclusions est présent dans le four. Dans la réalité, plusieurs types d'inclusions peuvent être présents en même temps.
Nous suivons la même démarche que pour le cas de la verse de la maquette.

1- Remises en suspension par les contraintes pariétales.

Les remises en suspension par les contraintes pariétales dans un four d'aluminium sont calculées de la même façon que pour le cas de la maquette (Cf. § 2.2.2.1).

Le calcul du nombre de Reynolds pour un four de taille industrielle montre que dans le four la turbulence est plus élevée que dans la maquette (Cf. figure 2.22).
C'est pourquoi, pour le calcul de la vitesse Va ($V_a = K\, U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}$) nous avons utilisé la formulation en régime turbulent pour le coefficient de frottement ($C_f = \frac{0.455}{(\text{Log Re})^{2.58}}$), et la constante empirique K est prise égale à 10.

Avec ces formulations, les calculs de remises en suspension ont donné les diagrammes de Shields présentés sur la figure 2.23.

L'effet de la rugosité est donné par la figure 2.24. Cette rugosité modifie les remises en suspension par une augmentation du coefficient de frottement.

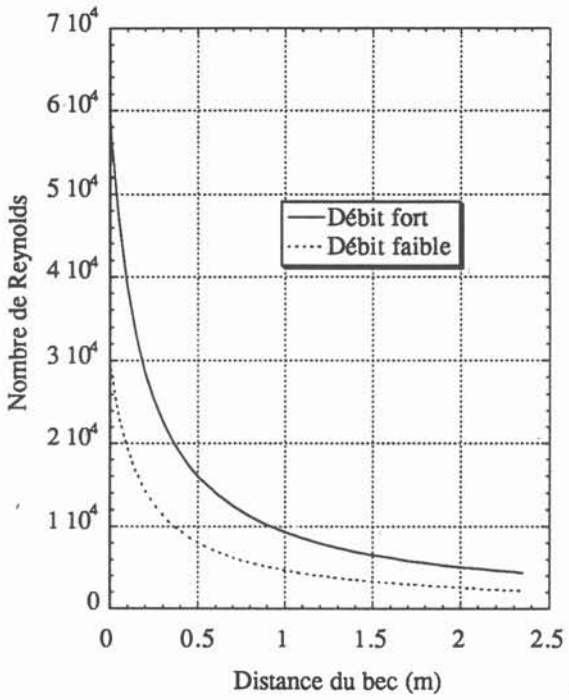


Figure 2.22 : Nombre de Reynolds pour un canal de section variable

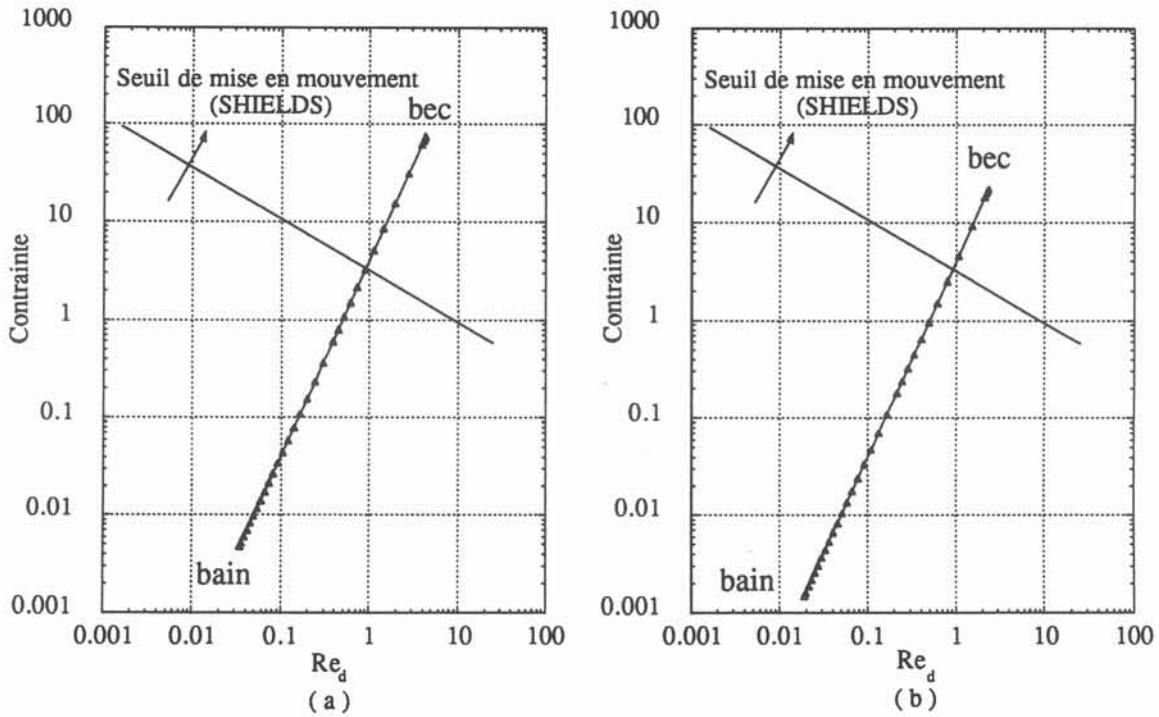


Figure 2.23 : Valeur de la contrainte adimensionnelle sur des particules décantées au voisinage du bec de vidange en fonction du nombre de Reynolds local pour un débit de vidange de : (a) 9 l/s (b) 4.5 l/s

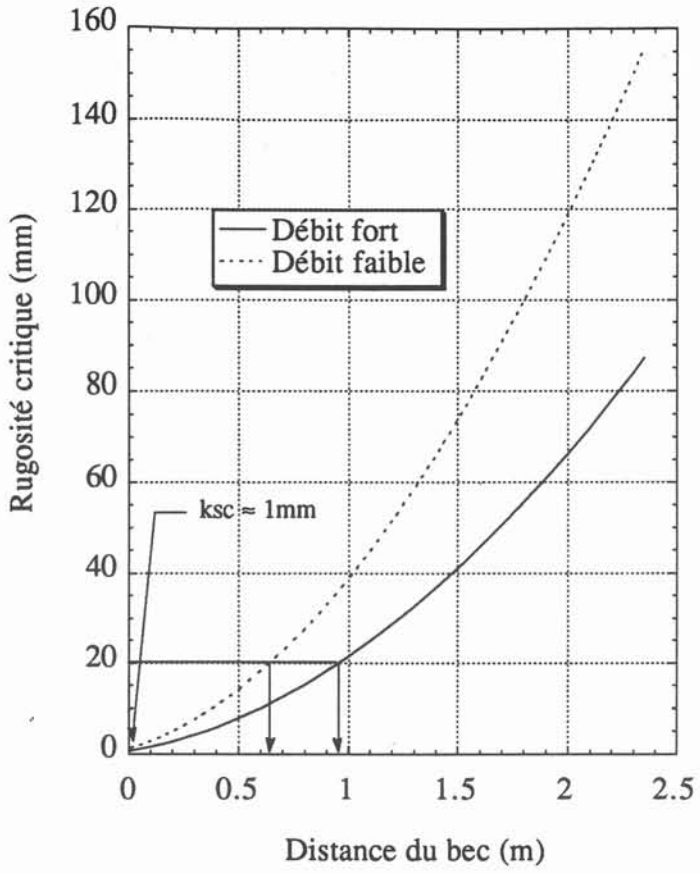


Figure 2.24 : Evolution de la rugosité critique en fonction de la position considérée.

La rugosité des parois est susceptible de modifier de façon significative les remises en suspension. En effet, la rugosité critique présentée sur la figure 2.24 est faible : proche de 1mm au niveau du bec de vidange.

En conclusion, nous pouvons affirmer que les remises en suspension sont plutôt situées près du bec de vidange où les vitesses de l'écoulement sont les plus importantes, et qu'elles peuvent être accentuées par la présence de rugosité moyenne.
Le voisinage du bec, où les particules décantées peuvent être remises en suspension est d'autant plus étendu que le niveau de turbulence près du jet de vidange est élevé. Une augmentation du débit de verse provoque un accroissement de ce niveau de turbulence et donc du nombre de particules remises en suspension.
En moyenne, 5% des particules décantées peuvent être remises en suspension par l'écoulement de verse. Cet ordre de grandeur est donné à ± 2% suivant l'intensité du débit de verse.
De plus, une taille de rugosité de 20 mm a pour effet d'augmenter la contrainte que subissent les particules déposées sur une surface proche du bec qui représente environ 15% de la surface totale.

2- Formation d'un courant de gravité.

Les critères de similitude entre la maquette en eau et le four d'aluminium, présentés au § 1.1.1 se rapportent aux valeurs des paramètres suivantes :

ϕ_p = 30 µm

ρ_p = 4.5 g.cm^{-3} d'où ρ_c = 4.5 * 0.52 = 2.34 g.cm^{-3}

ρ = 2.32 g.cm^{-3}

$u_{\text{front arrière}}$ = 1 mm/s

h_c = 3 couches = 90 µm

Surface du fond du four = 5.9 m * 4.7 m

Il existe un courant de gravité si, d'une part, l'épaisseur de la couche d'inclusions décantées est supérieure à trois diamètres de particules et si, d'autre part, la vitesse d'avancée de ce courant est supérieure à la vitesse d'avancée du front arrière. Vérifions ces deux critères pour le cas du four d'aluminium.

La concentration minimale d'inclusions totalement décantées au fond du four pour former une couche suffisamment épaisse est de : $\boxed{C_{i\ mini} = 120\ ppm}$

Cette concentration d'inclusions est faible, ce phénomène a de grandes chances d'exister dans le four d'aluminium.

Avec les valeurs des paramètres présentées au début de ce paragraphe, le calcul de la vitesse d'avancée du courant de gravité est : $\boxed{u_c = A\sqrt{g'\frac{h_c}{\cos\theta}} = 3\ mm/s}$

Cette vitesse est très proche de la vitesse d'avancée du front arrière (à peine trois fois plus grande). Or nous avons remarqué expérimentalement que la vitesse pratique d'avancée de ce courant est largement inférieure à la vitesse théorique.
L'existence d'un tel courant dans le four d'aluminium est donc liée à l'absence de rugosité uniforme sur le fond du four.

3- Entraînement par l'écoulement de surface.

Il existe une différence importante entre les cas industriels et expérimentaux sur les phénomènes d'entraînement des particules par l'écoulement de surface.
En effet, dans le cas industriel, la surface libre du métal liquide est couverte d'une peau d'oxyde. Sans cette couche, les particules seraient captées par la surface car d'après Szekely* et Laurent*, il est admis que les inclusions présentes dans l'aluminium liquide ne sont pas bien mouillées par le métal.
De plus, si le cisaillement sous cette peau d'oxyde est fort, alors elle peut se déchirer et créer de nouvelles inclusions qui vont être transportées par l'écoulement. Cette couche d'oxyde peut donc être à l'origine d'un type de pollution qui n'existe pas pour le cas de la maquette en eau.

3. EXPLOITATION DE LA MAQUETTE 3D.

Nous étudions expérimentalement dans ce paragraphe le transport des particules de carbure de silicium lors de la verse de la maquette 3D, présentée au § 1.1.2.
Dans un premier temps, des courbes de transport des particules correspondant à différents états de décantation sont présentées et expliquées en fonction des résultats des analyses phénoménologiques. Ces courbes sont présentées indépendamment des résultats généraux concernant l'entraînement des particules car elles font appel à des notions que nous utiliserons continuellement par la suite. Nous rappelons que le phénomène de décantation est primordial car, d'une part il détermine la quantité de particules en suspension à chaque instant de la verse, et d'autre part il influence la forme caractéristique des courbes d'entraînement des particules lors de la verse.
Dans un second temps nous présentons le plan d'expériences qui a été réalisé, ainsi que les résultats qui ont été obtenus.
Enfin, quelques expériences complémentaires à ce plan sont présentées.

3.1. Courbes d'entraînement des inclusions, effet de la décantation.

Les expériences de mise au point de l'installation expérimentale ont mis en évidence des courbes type d'entraînement des particules pendant la verse de la maquette. Lorsque l'attente avant la verse est suffisamment longue, quelles que soient les autres conditions de verse, l'entraînement des inclusions est caractérisé par des courbes présentant le même profil. Ces courbes présentent une augmentation rapide de la concentration puis un plateau pendant environ 85% du temps de la verse, puis une autre augmentation de la concentration en fin de verse.

Pour quantifier le transport des particules, nous utiliserons les "réponses" directement issues de ces observations :

- la valeur de la concentration en particules correspondant au plateau ($C_{plateau}$),
- l'instant (en pourcentage du temps de verse total) pour lequel il y a une brusque augmentation de l'entraînement des particules (T_{aug}),
- la valeur de la pente de cette brusque augmentation (Pente).

La figure 2.25 présente les courbes d'entraînement obtenues pour trois temps d'attente avant la verse.

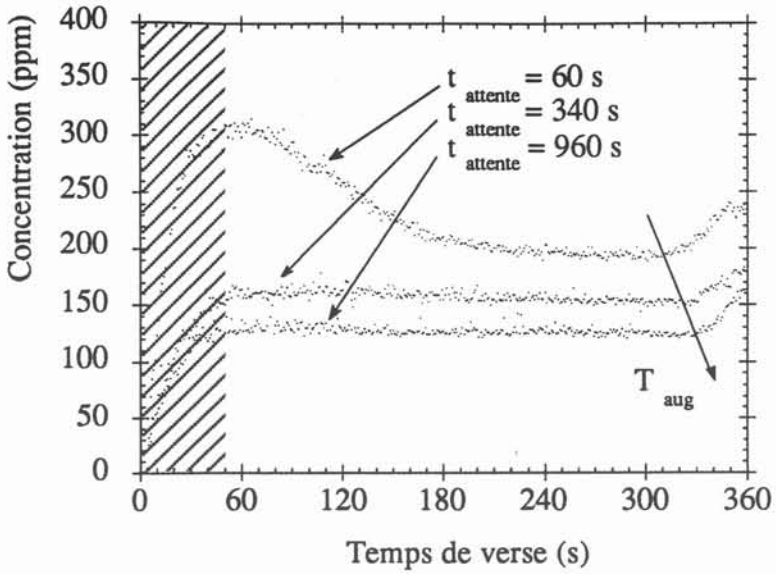


Figure 2.25 : Courbes expérimentales d'entraînement pour trois temps d'attente, avec:
- concentration initiale C_{ini} = 500 ppm,
- diamètre des particules de carbure de silicium ϕ_p = 20 µm,
- rugosité du fond de la maquette k = 0 m,
- débit de verse Q = 0.06 l/s

Ces courbes d'entraînement s'expliquent de la façon suivante :

- En début de verse : t < 50 s, les courbes présentent une forte augmentation de la concentration en particules. Cette période correspond à un état transitoire de début de verse, avec mise en mouvement du liquide à l'intérieur de l'ampoule de mesure. Cette partie, hachurée sur le graphe, n'est donc pas significative du phénomène de transport des inclusions que nous étudions.

- En fin de verse : t > T_{aug} (≈ 300 s), les courbes présentent une forte augmentation de la concentration de particules entraînées. Les particules, captées par le front arrière (Cf. § 2.2.3) puis ayant suivi l'écoulement de surface, arrivent au bec. L'écoulement de surface étant plus rapide que celui à cœur, les particules transportées par la surface arrivent au niveau du bec de vidange avant la fin de la verse.

- Pour 50 s < t < T_{aug}, les courbes présentent une forme différente suivant la valeur du temps d'attente avant la verse.
  Sur la courbe "60 s", il existe pour les temps de verse compris entre 60 s et 180 s une forte décroissance de la concentration de particules entraînées. Cette décroissance après 50 s de verse traduit le phénomène de décantation pendant la verse. L'extrapolation de cette partie de la courbe jusqu'au temps t = -60 secondes (le temps d'attente avant la verse étant de 60 s) donne la valeur de la concentration initiale soit 500 ppm.
  Sur les courbes "340 s" et "960 s" et après 180 s de verse pour la courbe "60 s", il existe un

plateau qui est caractéristique d'un équilibre entre la décantation et les remises en suspension. En effet, dans le cas contraire, nous serions en présence d'une décroissance de la concentration en raison de la permanence du phénomène de décantation. Ceci est montré par le graphe suivant.

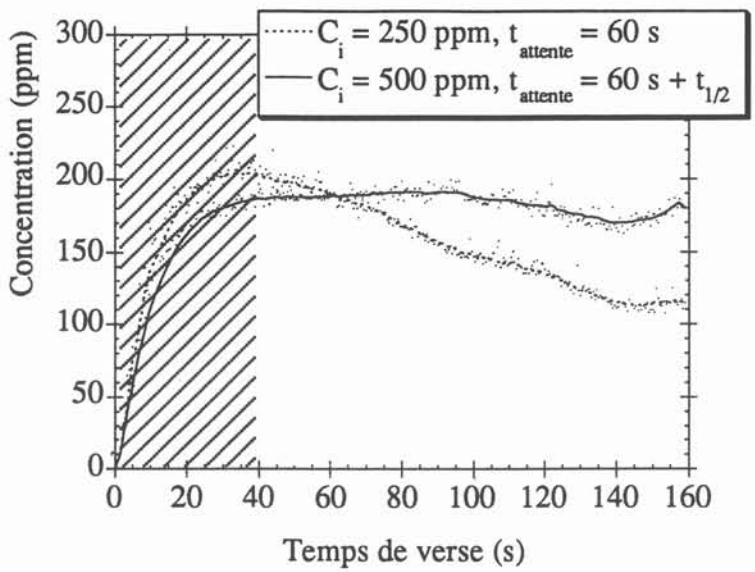


Figure 2.26: Courbe expérimentale d'entraînement pour C_{ini} = 250 ppm non décanté et C_{ini} = 500 ppm à moitié décanté

Ces courbes correspondent à des verses réalisées avec un débit de 0.15 l/s, un fond lisse et des particules de carbure de silicium de 20 microns de diamètre. Le temps d'attente avant la verse de la courbe C_{ini} = 500 ppm ($t \approx 280$ s) a été choisi de façon à ce que la concentration de début de verse, à 10 cm en dessous de la surface, soit de 250 ppm. Ce temps est issu des courbes expérimentales de décantation présentées en annexe II.

Ces deux courbes ne présentent pas le même profil. Une verse effectuée avec une concentration de 250 ppm et un temps d'attente minimal de 60 s est différente d'une verse ou la concentration de 500 ppm a décanté de façon à ce que la concentration au fond du bac soit égale à 250 ppm.

La courbe 250 ppm ne présente pas de plateau avant des temps de verse de 140 s. Cette courbe traduit le phénomène de décantation pendant la verse. Il ne peut pas, en début de verse, y avoir de remise en suspension pour ce type de verse car il n'y a pas de particule ayant décanté sur le fond de la maquette. Au delà de 140 s, la présence d'un plateau indique qu'il y a un équilibre entre les remises en suspension et la décantation des particules.

La courbe 500 ppm présente un plateau dès le début de la verse. Il existe un équilibre entre les remises en suspension et la décantation des particules.

Nous allons maintenant quantifier les remises en suspension.

La concentration $C_{plateau}$ issue des verses expérimentales prend en compte les particules en suspension (qui n'ont pas encore totalement décanté) et les particules remises en suspension.
La concentration des particules en suspension induite par le phénomène de décantation varie au cours de la verse.
Nous savons que la concentration en particules est plus élevée au fond du bac qu'en surface. Les courbes de décantation expérimentales (utilisées au § 2.2.1) permettent de trouver pour un instant donné la concentration en particules au voisinage du fond de la maquette. C'est la borne supérieure de la concentration en particules dans le bain. Nous l'appelons $C_{décantation}$ dans ce qui suit. Par contre, nous ignorons ce qui se passe très près du fond de la maquette. Dans la zone de sédiment, la concentration en particules devient telle qu'elle modifie la viscosité apparente du liquide et donc la dynamique de déposition des particules.

Nous allons comparer les concentrations $C_{plateau}$ et $C_{décantation}$.

La valeur de la concentration $C_{plateau}$ est issue des courbes expérimentales de transport des particules présentées sur la figure 2.25.
La valeur de la concentration $C_{décantation}$ est issue de la courbe expérimentale de décantation présentée sur la figure 2.13 pour un temps $t_{décantation} = t_{verse} + t_{attente}$.
Si la concentration $C_{plateau}$ est supérieure à la concentration $C_{décantation}$, alors la concentration de particules remises en suspension est supérieure à la différence : $C_{plateau} - C_{décantation}$.
Si la concentration $C_{plateau}$ est inférieure à la concentration $C_{décantation}$, alors nous ne pouvons pas quantifier les remises en suspension.

Nous faisons cette comparaison pour chacune des courbes de la figure 2.25. De plus, au cours de la verse, la décantation des particules est permanente. Ainsi, $C_{décantation}$ décroît alors que le nombre de particules qui arrivent au bec est constant ($C_{plateau}$ = cst). Ces comparaisons seront donc faites au début et à la fin du plateau pour quantifier l'importance des remises en suspension en début et en fin de verse.

Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

Courbes	$t_{attente}$ = 60 s	$t_{attente}$ = 340 s		$t_{attente}$ = 960 s	
t_{verse} (s)	300	60	300	60	300
$t_{décantation}$ (s)	360	400	640	1020	1260
$C_{plateau}$ (ppm)	195	160	155	130	125
$C_{décantation}$ (ppm)	215	190	140	120	100
particules remises en suspension (% C_{ini})	?	?	3	2	5

- *Courbe $t_{attente}$ = 60 s*

$C_{décantation} > C_{plateau}$: nous pouvons donc affirmer qu'il y a des remises en suspension (à cause de la présence du plateau) mais il est impossible de les quantifier de façon précise.

- *Courbe $t_{attente}$ = 340 s*

1- En début de verse: $C_{décantation} > C_{plateau}$: il est impossible ici de quantifier les remises en suspension. Les explications données précédemment sont toujours valables.
2- En fin de verse : $C_{décantation} < C_{plateau}$. Il existe au moins 15 ppm de particules entraînées qui sont des particules remises en suspension. Elles représentent ici au moins 9.7% de la concentration en particules transportées par l'écoulement de verse.

- *Courbe $t_{attente}$ = 960 s*

Pour ces courbes, dès le début de verse, la concentration $C_{décantation}$ est inférieure à la concentration $C_{plateau}$. Les remises en suspensions sont quantifiables.

1- En début de verse, il y a 7.7% des particules entraînées qui sont remises en suspension.
2- En fin de verse, les remises en suspension représentent 20% des particules entraînées. Ce qui est équivalent à 6.2% des particules décantées puis remises en suspension.

Enfin, sur ces courbes d'entraînement, nous pouvons remarquer l'effet très positif sur la diminution de l'entraînement des particules, de l'augmentation du temps d'attente avant la verse :

- en effet, on passe d'une concentration de 200 ppm à 120 ppm pour une durée d'attente avant la verse respectivement de 60 s à 960 s (de 40% à 24% de la concentration initiale).
- de plus, le temps d'arrivée des particules captées par le front arrière est retardé (de 310 s à 340 s de verse soit de 86% à 95% du temps total de verse).

En conclusion, nous pouvons donc dire que :

- le nombre de particules entraînées par le jet de vidange est compris entre 20 et 40% du nombre de particules introduites dans la maquette suivant les conditions de verse,
- parmi ces particules entraînées, 7 à 20% sont des particules ayant décanté puis qui ont été remises en suspension, les autres étant des particules n'ayant jamais décanté,
- plus le temps d'attente avant la verse est long, plus la proportion des particules remises en suspension est grande.

3.2. Plan d'expériences.

La réalisation de ce plan d'expériences a été effectuée avec la collaboration de P. Franquart du groupe Statistique et Méthodologie de Pechiney CRV.

Outre les concentrations initiales et tailles des particules, les paramètres à faire varier sont directement issus des résultats des analyses phénoménologiques, à savoir : la vitesse de verse, la rugosité du fond de la maquette, la mouillabilité des particules et ceux qui modifient le phénomène de décantation, comme le temps d'attente et le rapport de densité entre le fluide et les particules.

Etant donné le nombre de paramètres à faire varier, il a été décidé de réaliser un plan d'expériences. Cette procédure expérimentale nous permet, tout en réalisant un nombre "restreint" d'expériences, de quantifier les effets de tous les paramètres et de mettre en évidence d'éventuelles interactions entre les paramètres, ceci avec un critère de confiance calculé.

3.2.1. Principe d'un plan d'expériences.

Un plan d'expériences est un compromis entre les contraintes de coût et de précision pour répondre à un objectif précis, à savoir : quantifier l'influence des différents paramètres sur les courbes expérimentales de transport des particules. La technique utilisée est une organisation des essais dans l'espace des paramètres.

Les résultats donnés par le traitement statistique des réponses sont les effets moyens des paramètres testés et les interactions entre les paramètres.
On dit qu'il existe une interaction entre deux paramètres si l'effet d'un des paramètres est modifié par le niveau du second. Lorsqu'il existe une interaction entre deux paramètres, il faut nécessairement en tenir compte lors de l'analyse complète des effets moyens des deux paramètres.

Après cette phase d'analyse brute, il est parfois possible de valider le modèle empirique donné par le plan. Ce modèle permet alors de connaître en tout point les valeurs des réponses.

La précision de chaque résultat est donnée avec un pourcentage de "risque de se tromper". Les statisticiens ont pris pour habitude la notation simplificatrice suivante :

- (***) signifie que le résultat est donné avec un risque de se tromper de 0,1 %
- (**) signifie que le résultat est donné avec un risque de se tromper de 1 %
- (*) signifie que le résultat est donné avec un risque de se tromper de 5 %
- pas d'étoile signifie que le résultat n'est pas significatif, le risque de se tromper est supérieur à 5 %. Le résultat est utilisable comme une piste éventuelle à envisager, si elle présente un intérêt physique certain.

- pas de chiffre signifie que le risque de se tromper est supérieur à 10 %, on ne peut affirmer l'existence d'un quelconque effet. Pour éviter d'utiliser ces résultats, aucun chiffre ne vient quantifier l'effet recherché.

La valeur de l'effet d'un paramètre sur une réponse est donnée par le plan avec un "intervalle de confiance" I_{plan}. On a :

$$\text{Effet} = \text{Valeur} \pm I_{plan}.$$

L'intervalle de confiance I_{plan} dépend de trois paramètres :

- n_p le nombre d'expériences réalisées pour le plan.
- t le nombre de Student. Ce paramètre de Student dépend du nombre d'expériences reproduites et du niveau de signification choisi, c'est à dire (*), (**) ou (***). Suivant ce niveau de signification, l'intervalle de confiance est plus ou moins important.
- s l'écart type expérimental (issu des essais de reproductibilité). Ce chiffre estime l'erreur aléatoire commise quand on recommence un essai.

Ainsi, si la valeur de l'effet donnée par le plan est supérieure à l'intervalle de confiance I_{plan}, alors cet effet sera significatif au sens du niveau de signification considéré. Ce niveau de signification prend donc en compte toutes les erreurs issues des expériences possibles, que ce soit une dérive du signal, une reproductibilité aléatoire ....
Pour un point "au centre" , c'est-à-dire pour tous les paramètres au niveau moyen 0, on a :

$$I_{plan} = \frac{ts}{\sqrt{n_p}}$$

Pour un point non "au centre" le paramètre $\frac{1}{\sqrt{n_p}}$ augmente, et l'intervalle de confiance croît.

Nota : ce plan d'expériences a été réalisé en trois étapes. La première, sur la cohérence du domaine étudié "Plan Factoriel Fractionnaire", a été complétée par une seconde après le changement d'une variable "Plan Factoriel Fractionnaire Complémentaire". Enfin quelques essais "non planifiés" ont été réalisés en complément aux deux premières étapes.

Pour de plus amples informations sur les plans d'expériences, le lecteur pourra se reporter à Pillet* et Sado*.

3.2.2. Choix des paramètres.

3.2.2.1. Taille des particules.

D'après Frayce*, les particules présentes dans le bain d'aluminium liquide sont suivant l'alliage : Al_2O_3 - MgO - TiB_2 - Al_4C_3 - $MgAl_2O_4$ pour des tailles allant de 20 à 100 µm.
Dans le tableau suivant, sont reportées les gammes de variation des tailles des différents types d'inclusions.

Type d'impuretés	Formes	Densité (g/cm^3)	Tailles (µm)
Al_2O_3	Peaux	3.97	0.2-30
	Particules		10-500
MgO	Pavés	3.58	0.1-30
	Peaux		10-500
$MgAl_2O_4$	Pavés	3.60	0.1-30
	Peaux		10-500
SiO_2	Pavés	2.70	0.5-50
$MgCl_2$	Particules	2.40	0.1-5
Al_4C_3	Particules	3.20	0.5-25
AlN	Particules / Peaux	3.30	10-50
TiB_2	Particules / Agglomérats	4.50	1-30

Tableau 2.1 : Types d'impureté

La taille des inclusions présentent dans l'aluminium liquide est donc comprise entre 0.1 et 500 microns.
D'après les résultats issus de la mise au point de la cellule de mesure (présentée en Annexe I), la gamme de variation de la taille de particules est :

$$10\ \mu m \leq \phi_p \leq 75\ \mu m$$

En dehors de cet intervalle, les incertitudes de mesure sont trop importantes pour envisager d'exploiter des résultats dans un plan d'expériences (ces incertitudes pouvant masquer l'effet du paramètre considéré).

Nous avons vu dans le § 1.1.1 que, d'après les critères de similitude, des particules de carbure de silicium simulaient des inclusions suivant la relation $\frac{\phi_{p\,alu}}{\phi_{p\,eau}} = 3\sqrt{(\frac{\nu_{alu}}{\nu_{eau}})^2 * \frac{5.15}{\rho_p - 2.32}}$. Ainsi, des particules de diamètre 20 µm (pour lesquelles les incertitudes de mesures sont les plus réduites) simulent aussi bien des inclusions de diamètre 33 µm et de densité 3.97 g/cm^3 (inclusions de Al_2O_3) que des inclusions de diamètre 50 µm et de densité 2.7 g/cm^3 (inclusions de SiO_2).

Les particules de SiC de diamètre 20 µm sont donc particulièrement adaptées à notre étude. De plus, en utilisant une taille unique de particules nous pourrons travailler sur les courbes "signal en fonction du temps de verse". Seuls les résultats donnés par le plan d'expériences seront transformés en concentration. Ceci nous permet d'utiliser une seule courbe d'étalonnage et ainsi d'éviter d'engendrer des incertitudes de transcription (du signal de mesure en concentration) différentes d'une taille de particule à une autre.

Un paramètre important pour cette étude des remises en suspension est la taille des particules par rapport à celle des rugosités. Nous avons choisi de fixer la taille des particules utilisées et de faire varier la taille des rugosités du fond de la maquette.

Conclusion : Les particules choisies sont : Particules SiC
$\rho_p = 3.22$ g/cm^3
$\phi_p = 20$ µm

Nota : Nous n'avons pas testé, lors de cette étude, l'effet d'une distribution de tailles de particules sur les phénomènes de remises en suspension.

3.2.2.2. Concentration initiale.

Des mesures de concentrations d'inclusions en condition de verse industrielle ont montré une concentration maximale entraînée de l'ordre de 60 ppm. Or d'après les expériences réalisées préliminaires au plan, il semble que d'une façon générale, au maximum 20% de la concentration initiale soit entraînée. La concentration initiale C_{ini} dans le four peut être estimée à 5 fois 60 ppm, c'est à dire de l'ordre de 300 ppm.
Le tableau suivant rappelle les correspondances entre les différents paramètres issues des critères de similitude.

			Maquette en eau	Four d'aluminium
Densité des particules	ρ_p	en kg/m^3	$3.2 .10^3$	$4.5 .10^3$
Diamètre des particules	ϕ_p	en m	$20 .10^{-6}$	$30 .10^{-6}$
Volume du bain	V_b	en m^3	$21 .10^{-3}$	21
Poids du bain	P_b	en tonne	$21 .10^{-3}$	49
Volume d'une particule	$V_p = \frac{4}{3}\pi (\frac{\phi_p}{2})^3$	en m^3	$4.2 .10^{-15}$	$1.4 .10^{-14}$
Poids d'une particule	$P_p = \rho_p V_p$	en g	$1.34 .10^{-8}$	$6.36 .10^{-8}$

Si l'on considère comme invariante la concentration volumique (pourcentage de solide par rapport au liquide), les critères de similitude impliquent une concentration dans la maquette de 500 ppm (Cf. tableau suivant). Nous rappelons qu'un ppm correspond à 1 microgramme de particule solide par gramme de fluide.

			Maquette en eau	Four d'aluminium
Concentration initiale	C_{ini}	en ppm	500	300
Poids total des particules	$P_t = C_{ini} P_b$	en g	10.5	$15 .10^{+3}$
Nombre total de particules	$N_t = P_t / P_b$		$7.84 .10^{+8}$	$2.36 .10^{+11}$
Volume total de particules	$V_t = V_p N_t$		$3.29 .10^{-6}$	$3.3 .10^{-3}$
Concentration volumique	$C_v = V_t / V_b$	en %	$1.57 .10^{-4}$	$1.57 .10^{-4}$

Cependant, il faut faire attention à la signification de ces concentrations. Lorsque la similitude est effectuée non plus à concentration volumique constante, mais à concentration en nombre de particules par unité de volume constant, alors une concentration de 500 ppm dans la maquette est équivalente à une concentration de 1000 ppm dans le four d'aluminium (Cf. tableau suivant).

			Maquette en eau	Four d'aluminium
Concentration initiale	C_{ini}	en ppm	500	1000
Poids total des particules	$P_t = C_{ini} P_b$	en g	10.5	$50 .10^{+3}$
Nombre total de particules	$N_t = P_t / P_b$		$7.84 .10^{+8}$	$7.84 .10^{+11}$
Concentration particulaire en particules / unité de volume	$C_p = N_t / V_b$		$3.73 .10^{+10}$	$3.73 .10^{+10}$

D'après les résultats concernant la mise au point de la cellule de mesure (Cf. Annexe I), une concentration de 500 ppm de particules de taille caractéristique 20 microns engendre un signal de mesure présentant de bonnes qualités de reproductibilité.

Le paramètre important pour cette étude sur le transport des particules n'est pas uniquement la concentration initiale, mais surtout l'état de décantation. Nous avons choisi de fixer la concentration et de faire varier le temps d'attente avant la verse.

Conclusion : La concentration choisie pour servir de référence au plan d'expériences est : C_{ini} = 500 ppm.

3.2.2.3. Temps d'attente avant la verse.

Ce paramètre est utilisé afin de faire varier le nombre de particules encore en suspension au début de la vidange. Nous avons donc choisi de prendre trois temps caractéristiques de l'état de décantation des particules.
Le premier correspond à un maximum de particules non décantées : t = 0 s. Or, pour effectuer la verse, nous mettons en charge le jet de vidange. Cette mise en charge induit un décalage de 60 s par rapport au début réel de la vidange. Pendant cette période, les particules décantent. Le premier temps d'attente sera donc 60 s.

Le second temps d'attente correspond à une concentration de début de verse intermédiaire entre les états non décanté et décanté. Ce temps est pris égal à 340 s.
Le troisième temps d'attente correspond à un maximum de particules décantées. Il est pris égal à 960 s soit 16 min.

Notons que le temps intermédiaire 340 s est proche du temps de Stokes qui est pour ce type de particules de 272 s (pour une hauteur de décantation de 10 cm).

Le plan d'expériences est réalisé pour quantifier l'effet des paramètres pouvant modifier le phénomène de transport des particules dans un écoulement de verse. Dans l'industrie, la phase de maintien est utilisée pour réduire la concentration en inclusions dans le four. Cette attente est plus ou moins longue suivant le niveau de concentration d'inclusions admis. Ainsi, dans tous les cas, il existe une période d'attente non négligeable.

Conclusion : Le temps d'attente avant la verse choisi est $t_{attente}$ = 340 ou 960 s.

3.2.2.4. Rugosité au fond de la maquette.

La taille de la rugosité du fond de la maquette a été choisie par rapport à celle des particules. Ainsi nous avons pris :

- $k << \phi_p$ (paroi lisse)
- $k \approx \phi_p$ ($k \approx 20$ µm)
- $k >> \phi_p$ ($k \approx 400$ µm)

La paroi lisse est considérée comme un état de référence. Pour le plan d'expériences nous n'avons utilisé que 2 niveaux de rugosité.

Conclusion : La rugosité des parois est : k = 20 ou 400 µm.

3.2.2.5. Débit de verse.

D'après les critères de similitude le débit maximal est pris égal à 0.15 l/s soit une vitesse de verse de 9°/min. Le débit le plus faible (0.06 l/s) correspond à une vitesse de verse de 3.5 °/min.

Conclusion : Le débit de verse choisi est : Q = 0.06 ou 0.15 l/s.

3.2.2.6. Rapport de densité fluide / particule.

Pour faire varier la densité relative des particules de carbure de silicium, nous avons fait varier la densité du fluide. Ainsi nous avons saturé l'eau avec du sel. Le fluide obtenu présente une densité de 1.15 g/cm^3 soit 15% d'augmentation. Nous pouvons donc considérer que les particules utilisées ont un domaine de variation de densité allant de 2.8 g/cm^3 à 3.2 g/cm^3 suivant que l'eau soit saturée en sel ou non.

Conclusion : Le domaine de variation des densités des particules est : $\rho_p = 2.8$ ou 3.2 g/cm^3.

3.2.2.7. Tension de surface.

En modifiant la tension de surface, nous modifions la mouillabilité des particules. Nous avons saturé l'eau avec un agent mouillant type Ilford utilisé en photographie. Avec cet agent, nous pouvons réduire la tension de surface $\gamma_{e/a}$ de 0.07 à 0.04 N/m.

Conclusion : Le domaine de variation de $\gamma_{e/a}$ est : 0.07 N/m (particules mal mouillées)
0.04 N/m (particules bien mouillées)

Ainsi, pour le plan d'expériences nous avons choisi les domaines de variation des paramètres résumés dans le tableau suivant :

Paramètres	Niveau +1	Niveau -1
Concentration : C_{ini} (ppm)	500	500
Diamètre : ϕ_p (µm)	20	20
Attente avant la verse : $t_{attente}$ (s)	960	340
Rugosité du fond de la maquette : k (µm)	400	20
Débit de vidange : Q (l/s)	0.15	0.06
Densité des particules :ρ_p (effet du sel) (g/cm^3)	2.8	3.2
Tension de surface : $\gamma_{e/a}$ (effet de Ilford) (N/m)	0.04	0.07

Tableau 2.2 : Niveaux des paramètres

Le plan d'expériences a été effectué en trois blocs.

Bloc 1 : expériences réalisées avec un temps d'attente de 960 s.
Bloc 2 : expériences réalisées avec un temps d'attente de 340 s.
Bloc 3 : expériences complémentaires pour confirmer ou infirmer des résultats précédemment observés. Les résultats présentés dans les paragraphes suivants sont issus du plan dans sa totalité. Les éventuelles dérives entre les trois blocs sont prises en compte par l'intermédiaire d'un effet bloc calculé par le plan.

Notons que le troisième bloc a introduit un intervalle de confiance un peu plus élevé que celui donné par les deux premiers blocs. Les expériences de cette série n'ont pas été réparties de façon structurée, c'est-à-dire suivant les règles que doivent suivre les tests proposés par le plan d'expériences. Ainsi, au lieu d'avoir un coefficient $\frac{1}{\sqrt{n_p}}$ (Intervalle de confiance $I_{plan} = \frac{ts}{\sqrt{n_p}}$) avec n = 34 expériences voisin de 0.17 nous avons, d'après P. Franquart, un coefficient $\frac{t}{\sqrt{n}}$ proche de l'unité. L'intervalle de confiance dans notre cas est proche de l'écart type s. Cet écart type s provient des expériences réalisées sur les 3 blocs pour tester la reproductibilité.

3.2.3. Résultats du plan d'expériences.

Un plan d'expériences est en fait un traitement statistique des effets des paramètres sur des réponses préalablement sélectionnées pour des expériences choisies théoriquement par le plan. Ces réponses sont celles présentées au § 3.1 :

- la valeur de la concentration relative au plateau ($C_{plateau}$),
- le temps en fin de verse pour lequel un nombre important de particules arrivent au bec de vidange (T_{aug}).
- la pente de cette augmentation de concentration.

Les résultats bruts du plan d'expériences issus du traitement statistique des réponses sont regroupés en annexe IV. Nous présentons l'ensemble des réponses quantitatives dans le tableau 2.2.

La réponse sur le plateau est donnée en volt. Il faut ensuite transformer cette valeur en concentration de particules en utilisant les lois présentées dans l'annexe I. C'est-à-dire :

$$\text{Concentration} = -\frac{1}{\beta}\ln\left(\frac{\text{Signal} - 1}{\text{Signal}_{\text{eau pure}} - 1}\right)$$

où le paramètre β est issu des courbes d'étalonnage.

Le temps T_{aug} est adimentionnalisé en fonction de la durée totale de la verse pour pouvoir faire des comparaisons entre les différents débits de verse.

La valeur de la pente est donnée en Volt par seconde.

Les effets présentés dans ce tableau sont relatifs au passage du niveau -1 au niveau +1 des variables.

	Valeur des réponses (a_i)					
	Plateau (V)		Taug (%)		1000 x Pente (en V/s)	
Moyenne	2.789		88.20		7.52	
Effets						
Rugosité	+0.186	***	-0.5		-1.66	
Attente	+0.220	***	+2.00		-1.80	
Débit	+0.060	*	-3.02	*	+1.66	
Densité	-0.106	**	-3.08	*	-0.04	
Mouillabilité	+0.25	***	-0.94		-1.54	
Interactions	Valeur des réponses (a_{ij})					
Attente/Rugosité	+0.034		+2.38	*		
Débit/Rugosité			+1.08		+1.64	
Débit/Attente					-1.28	
Densité/Rugosité	+0.066	*			+2.76	*
Densité/Attente	+0.156	***	-0.88		-0.98	
Densité/Débit	+0.108	**	-2.78	*		
Mouillabilité/Rugosité	+0.084	*				
Mouillabilité/Attente			+2.32			
Mouillabilité/Débit	-0.036		+2.54	*	+1.58	
Mouillabilité/Densité	-0.446	***	-0.98		-1.32	
Ecart type exp 11 ddl	0.07		2.97		3.17	

Tableau 2.3 : Reponses issues du plan d'expériences

L'écart type est faible pour la valeur du plateau. Il représente 2.65 % de la valeur moyenne de la réponse ou 10 % du domaine de variation des réponses.
L'écart type est un peu plus fort pour le temps d'augmentation. Il représente 3.37 % de la valeur moyenne de la réponse ou 50 % du domaine de variation des réponses.
La reproductibilité pour ces deux réponses est donc bonne.

Par contre cet écart type est fort pour la valeur de la pente. Il représente 42 % de la valeur moyenne de la réponse ou 70 % du domaine de variation des réponses. La reproductibilité est donc mauvaise. Cette mauvaise reproductibilité peut s'expliquer par le fait que le phénomène qui détermine le nombre de particules remises en suspension au voisinage du front arrière est sensible à des conditions difficilement maîtrisables comme : la tension interfaciale entre le fond de la maquette et les particules, le niveau de turbulence au niveau de ce front, l'arrangement des particules ayant décanté. De plus, l'accroissement de la concentration des particules sur une période Δt très courte est difficile à bien déterminer avec une bonne précision.
Cette réponse, qui n'est quasiment jamais significative, ne sera pas pris en considération.

3.2.3.1. Effets moyens.

Les effets que nous présentons dans ce qui suit sont des effets moyens. L'effet considéré prend en compte les deux niveaux pour tous les autres paramètres.
Ainsi, ces effets ne peuvent être analysés indépendamment des interactions significatives entre les facteurs. En effet, une interaction peut complètement modifier l'effet d'un facteur. C'est pourquoi, nous présentons à côté du graphe visualisant les effets moyens des paramètres (a), le graphe visualisant les intéractions significatives (b). Nous expliciterons ces interactions au paragraphe 3.2.3.2.

- *Effet sur le plateau.*

L'ensemble de ces effets est résumé sur la figure ci-dessous.

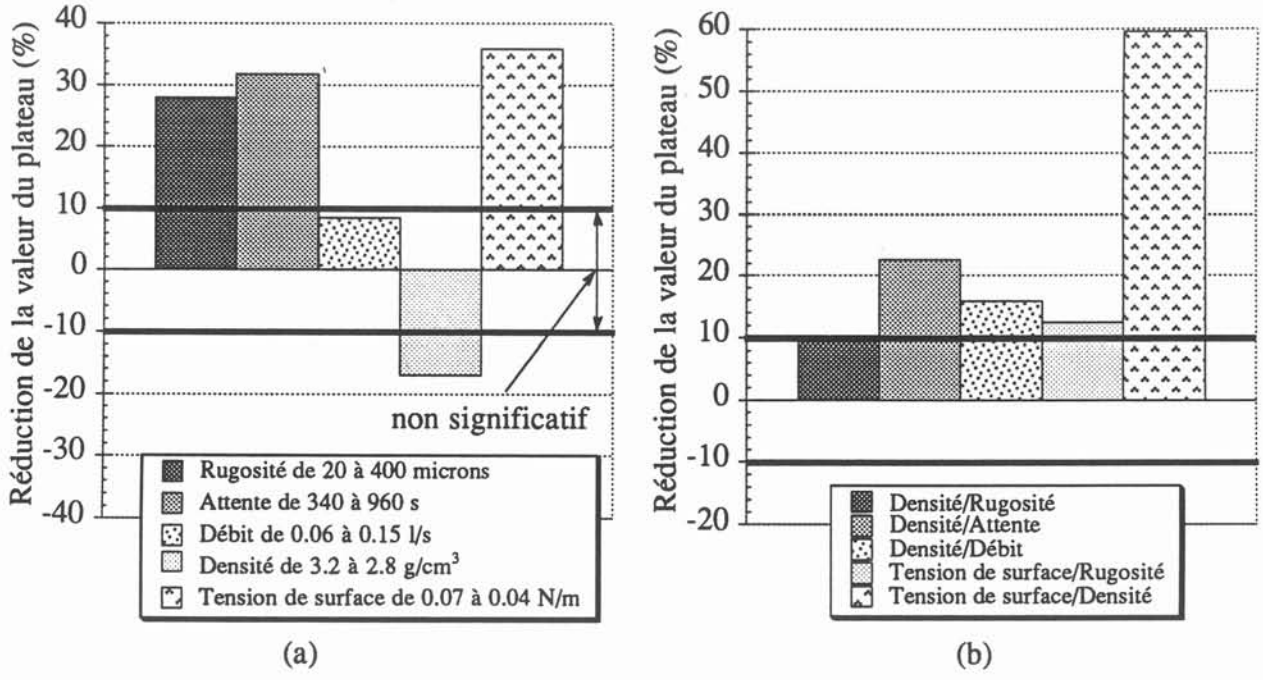


Figure 2.27 : Réduction en pourcentage de l'entraînement des inclusions par rapport à l'entraînement moyen (≈ 100 ppm) pour les différents paramètres
(a) paramètres (b) interactions significatives

Ainsi on apprend, par ordre d'importance des effets sur ce pourcentage, que :

1- les particules bien mouillées sont moins entraînées que les particules mal mouillées : gain de 36 % pour γ passant de 0.07 à 0.04 N/m.
Etant donné l'importance du facteur mouillabilité, et les difficultés d'interprétation qui y sont liées, nous reviendrons sur cet effet et les interactions faisant intervenir la tension de surface lors du paragraphe 3.2.3.3 consacré au paramètre mouillabilité.

2- l'augmentation du temps d'attente réduit l'entraînement : gain de 32 % pour $t_{attente}$ passant de 340 à 960 s.

Cet effet est causé par la modification de l'état de décantation des particules avec le temps d'attente avant la verse. Plus le temps d'attente est important, plus la décantation des particules est achevée. Un petit nombre de particules reste en suspension, la quantité de particules entraînées lors de la verse est donc réduite d'autant.

Attention, il existe aussi une interaction significative avec le paramètre densité des particules.

3- l'augmentation de la rugosité réduit l'entraînement : gain de 28 % pour k passant de 20 à 400 microns.

Cet effet est dû à la décantation des particules dans les aspérités qui constituent les rugosités du fond de la maquette. Lorsque la taille de la rugosité est élevée, les particules qui ont décanté sont captées à l'intérieur des rugosités. Ceci les protège d'éventuelles remises en suspension.

Attention, il existe aussi des intéractions significatives avec le paramètre densité des particules et tension de surface.

4- les particules les plus légères sont plus facilement entraînées : augmentation de 17 % pour ρ_p passant de 3.2 à 2.8 g/cm^3.

Cet effet est causé en partie par le phénomène de décantation : des particules légères décantent moins vite que des particules lourdes. La modification des courbes de décantation (présentées en annexe II) par la densité des particules est présentée sur la figure suivante.

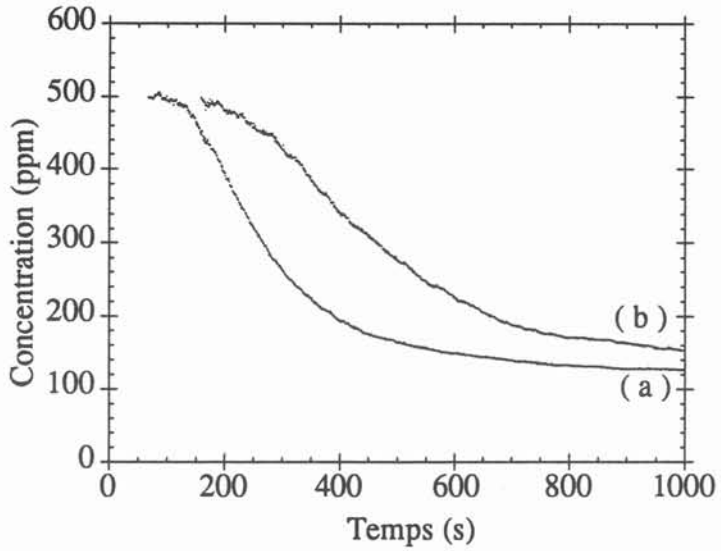


Figure 2.28 : Courbes de décantation (C_{ini} = 500 ppm, ϕ_p = 20 µm)
(a) ρ_p = 3.2 g/cm^3 (b) ρ_p = 2.8 g/cm^3

Les particules de densité 2.8 g/cm^3 décantent beaucoup moins vite que des particules de densité 3.2 g/cm^3. En effet, la diminution de la concentration commence pour des temps plus élevés (respectivement 180 et 100 s) et est moins rapide pour les particules légères (b) que les particules lourdes (a).

De plus, les particules légères sont plus facilement remises en suspension. En effet, nous avons vu au paragraphe 2.2.2.1 que la contrainte subie par une particule est proportionnelle à $\frac{\rho}{\rho_p - \rho}$. Ainsi si ρ_p diminue, $\frac{\rho}{\rho_p - \rho}$ augmente. Il y a donc plus de particules remises en suspension lorsque la densité de la particule diminue.

Attention, il existe aussi des interactions significatives avec le paramètre rugosité, temps d'attente, débit et tension de surface.

- Effets sur le temps d'arrivée au bec des particules captées par le front arrière (T_{aug}).

L'ensemble de ces effets est résumé sur la figure 2.29.

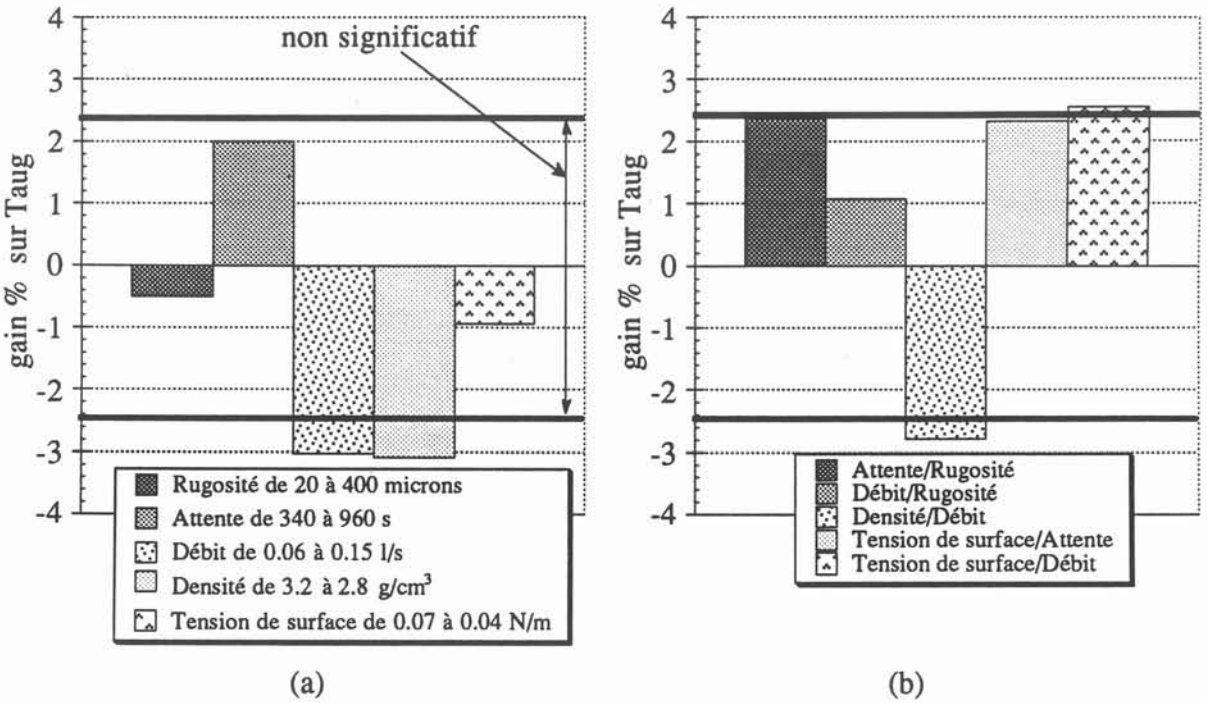


Figure 2.29 : Retardement de T_{aug} en % du temps de verse
(a) paramètres (b) interactions

D'après ce graphe, deux paramètres seulement ont des effets significatifs :

- *Effet du débit Q* : L'augmentation du débit provoque une arrivée plus tôt (3 %) des particules captées par le front arrière. Ceci s'explique par le fait que des vitesses importantes engendrent des contraintes plus élevée. Ainsi, dès le début de la verse rapide, des particules sont remises en suspension à l'arrière du bain et captées par la surface libre. Elles arrivent plus tôt au niveau du bec de vidange que si la verse est lente.
- *Effet de la densité des particules ρ_p* : La diminution de ρ_p provoque une arrivée plus tôt (3 %) des particules captées par le front arrière par rapport à ce qui se passe si $\rho_p = 3.2$ g/cm^3. La raison précédente est toujours valable car il y a une augmentation de la contrainte si ρ_p diminue.

De plus si ρ_p est plus faible, la décantation de particules est moins importante. Le profil de concentration est différent, comme le montre la figure suivante.

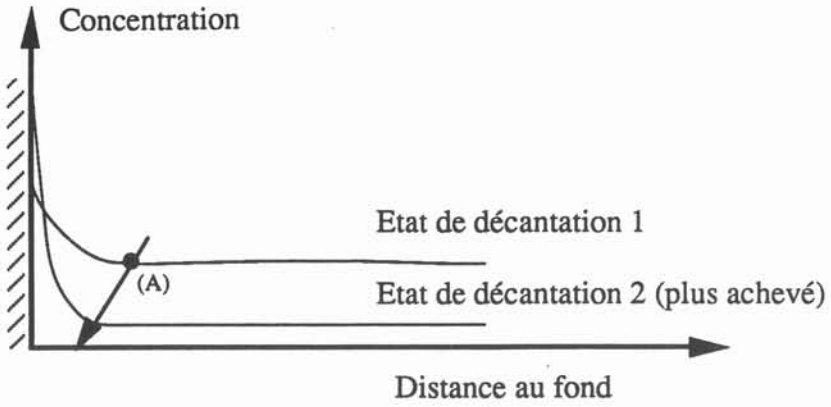


Figure 2.30 : profil de concentration pour deux états donnés

Le point (A) pour lequel la concentration au voisinage de la paroi est supérieure à celle du bain est d'autant plus proche de la paroi que la décantation est achevée (temps de décantation important). Ainsi des particules situées près de la paroi arrière de la maquette, arrivent au bec d'autant plus tard que l'état de décantation est achevé.
Nous retrouverons cet effet avec le paramètre $t_{attente}$.

- *Effets sur la pente*

L'ensemble de ces effets est résumé sur la figure 2.31.

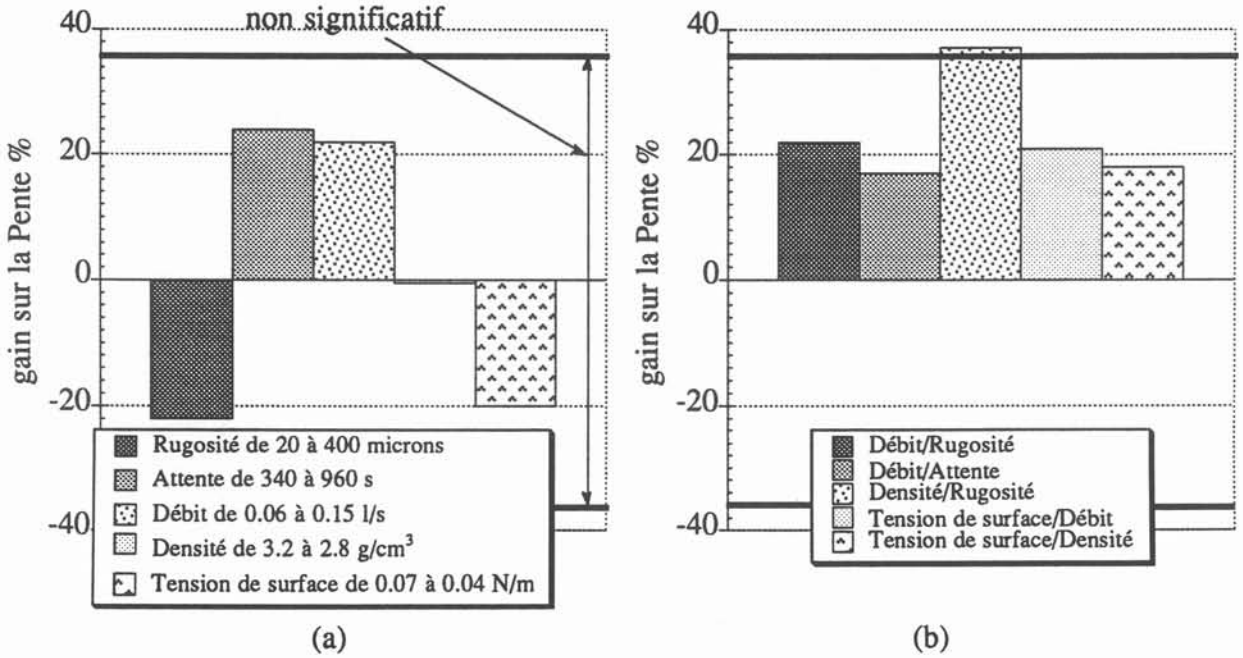


Figure 2.31 : Réduction de la pente en pourcentage
(a) paramètres (b) interactions

D'après ce graphe, aucun effet n'est significatif au sens du plan d'expériences. Ce résultat est dû au fait que l'incertitude est grande sur cette réponse.

Les effets des facteurs que nous venons d'étudier sont des effets moyens. Nous présentons dans ce qui suit les interactions qui existent entre les paramètres et qui modifient ces résultats.

3.2.3.2. Interactions entre les paramètres.

Grâce au plan d'expériences, nous avons pu mettre en évidence un certain nombre d'interactions significatives entre les paramètres.
Parmi les interactions données dans le tableau du paragraphe 3.2.3 nous présentons celles qui sont significatives au moins sur une réponse.

La représentation d'une interaction se fait au moyen d'un graphe pour chaque réponse. La figure suivante donne un exemple de représentation d'une interaction entre deux paramètres A et B.

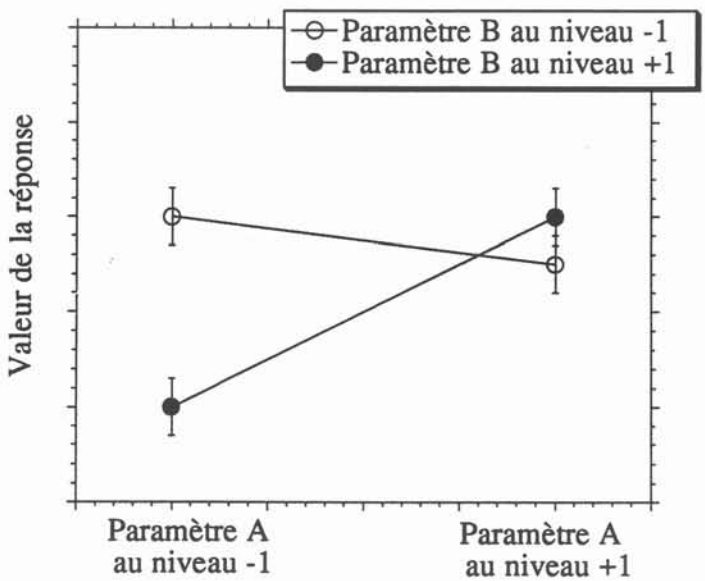


Figure 2.32 : Exemple d'interaction

Ce graphe se lit de la façon suivante :

- l'effet du changement du niveau du paramètre A est visualisé par la pente des droites,
- l'effet de l'augmentation du niveau du paramètre B est visualisé par le passage des points blancs aux points noirs. Lorsque les barres d'erreur se chevauchent, comme pour le niveau +1 du paramètre A, on considère la valeur de la réponse identique pour les deux cas,
- l'interaction entre ces deux paramètres est visualisée par le fait que les pentes des droites sont différentes.

Cette méthode de lecture sera prise dans ce qui suit pour chaque interaction significative. Bien que répétitive, elle permet de structurer la façon d'aborder de tels diagrammes. En conséquence, certaines explications peuvent se répéter d'une interaction à l'autre.

- Interaction : densité des particules / temps d'attente.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.33.

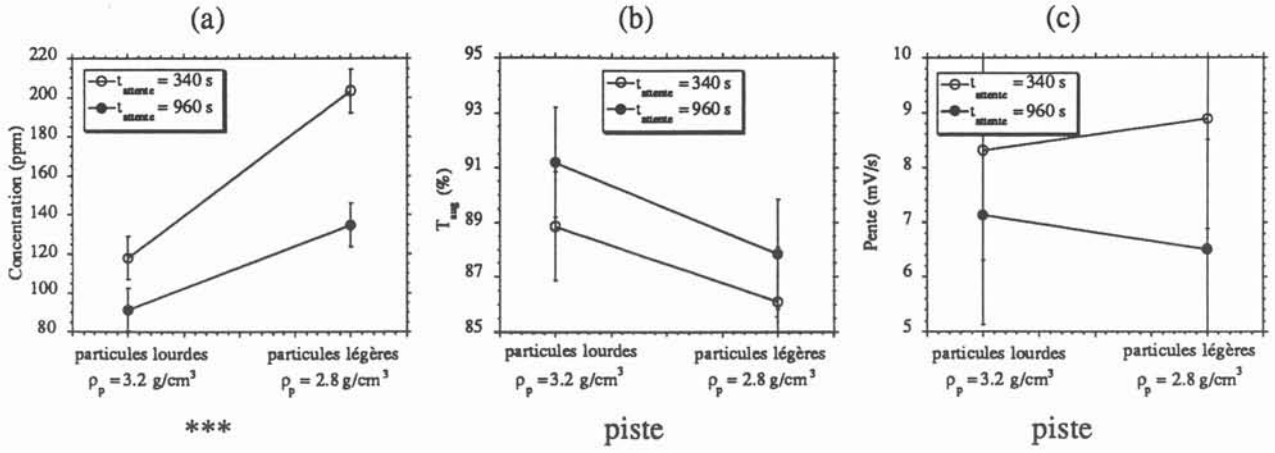


Figure 2.33 : Interaction ρ_p / $t_{attente}$
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

Le diagramme (a) montre que :

- les particules de densité 2.8 g/cm^3 sont plus entraînées que les particules de densité 3.2 g/cm^3 (les pentes des droites sont positives).
- cet effet est d'autant plus marqué que le temps d'attente est court (la pente de la droite correspondant aux points blancs est plus forte que celle correspondant aux points noirs).
- les particules sont plus entraînées lorsque le temps d'attente est court (la valeur de la concentration pour les points blancs est plus élevée que celle correspondant aux points noirs).

Ceci s'explique en prenant en considération le niveau de décantation des particules au début de la verse. Pour cela, nous comparons le temps d'attente avant la verse avec le temps de Stokes. Ce dernier est de 272 s pour une particule de densité 3.2 g/cm^3 et de 290 s pour une particule de densité 2.8 g/cm^3.

Si la décantation n'est pas achevée, c'est à dire lorsque le temps d'attente est de l'ordre du temps de Stokes, alors le nombre de particules encore en suspension est d'autant plus important que les particules sont légères (pour un temps de décantation donné). Ainsi, on passe d'un entraînement de 120 ppm pour des particules lourdes à 200 ppm pour des particules légères.

Si la décantation est plus achevée, c'est à dire lorsque le temps d'attente est largement plus élevé que le temps de Stokes, alors le nombre de particules encore en suspension est quasiment le même pour les particules lourdes et pour celles légères. La pente de la droite $t_{attente}$ = 960 s est plus faible que celle $t_{attente}$ = 340 s. Pour un temps d'attente infini cette pente doit être nulle.

Le diagramme (b) ne met pas en évidence cette interaction car les pentes des droites sont identiques. Il ne permet que de retrouver l'effet (significatif) de la diminution de la densité des particules que nous avons déjà présenté.

- Interaction : temps d'attente avant la verse / rugosité du fond du bac.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.34.

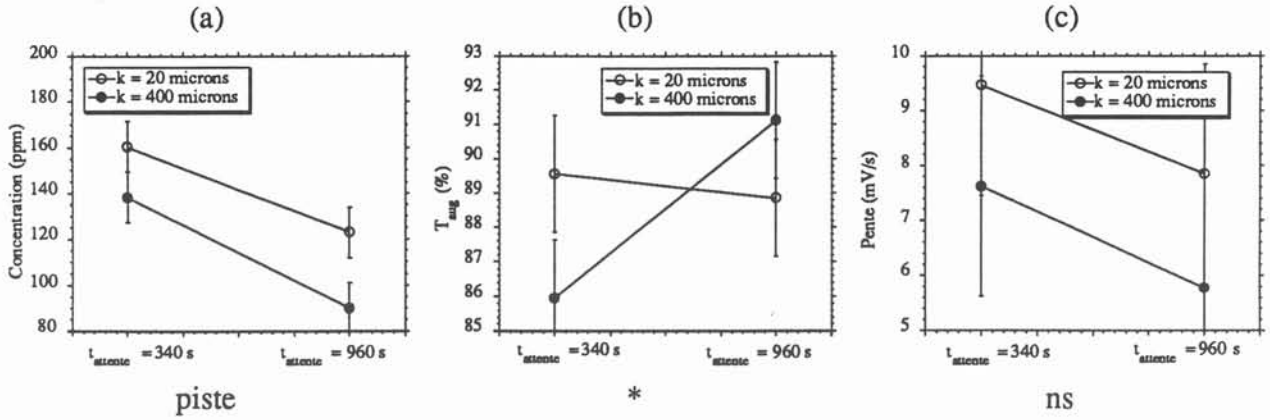


Figure 2.34 : Interaction $t_{attente}$ / k
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

D'après cette figure, il n'existe une interaction significative que pour le temps d'augmentation. Cependant nous présenterons les trois graphes car ils apportent des indications intéressantes.

Le diagramme (a) montre que :

- l'augmentation du temps d'attente avant la verse réduit le transport des particules (les pentes sont négatives).
- les particules sont moins entraînées lorsque la taille des rugosités est élevée.
- cet effet de l'augmentation de la rugosité n'existe que pour le temps d'attente le plus long (les barres d'incertitude pour les points correspondant au temps d'attente court se chevauchent).

Cette interaction peut s'expliquer en considérant la figure suivante.

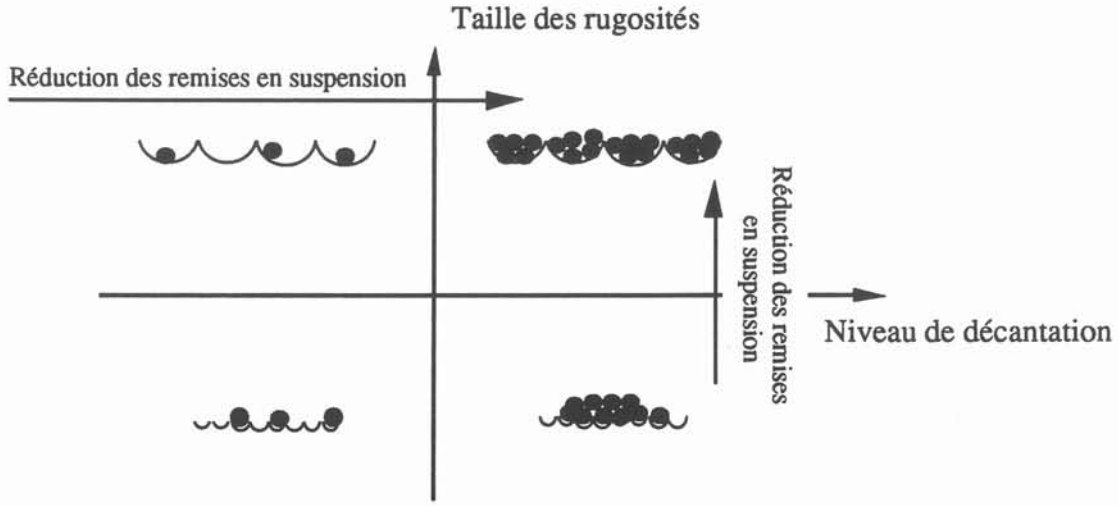


Figure 2.35 : Interaction $t_{attente}$ / k

Lorsque la décantation n'est pas achevée (temps d'attente = 340 s), la rugosité du fond du bac ne joue aucun rôle dans la dynamique des particules. Les barres d'incertitudes des points correspondants se chevauchent sur la figure 2.34 (a).
Lorsque la décantation est plus complète (temps d'attente = 960 s), la couche de particules décantées au fond du bac est stabilisée par les aspérités les plus importantes. Il est alors plus difficile de remettre ces particules en suspension.

Le diagramme (b) se lit de la façon suivante :

- pour une taille de rugosité élevée, l'augmentation du temps d'attente avant la verse retarde l'arrivée au bec des particules captées par le front arrière (la pente est positive).
- la rugosité n'influence pas le temps d'arrivée au bec des particules lorsque le temps d'attente est long (les barres d'incertitudes se chevauchent).
- pour un temps d'attente court, l'augmentation de la rugosité implique une arrivée plus avancée des particules au bec.

Cette interaction peut s'expliquer encore grâce à la figure 2.35.
Lorsque la décantation est achevée, la couche de particules est stabilisée par les plus grosses aspérités. Lorsque la décantation n'est pas achevée, les particules isolées qui ont décanté sont protégées par des aspérités qui ont une taille identique à celle des particules. C'est pourquoi, seul le point correspondant aux particules ayant subit un temps de décantation élevé en présence de rugosité de 400 mm, présente un temps d'augmentation correspondant à une arrivée plus tardive des particules au bec de vidange.

- Interaction : densité des particules / rugosité du fond du bac.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.36.

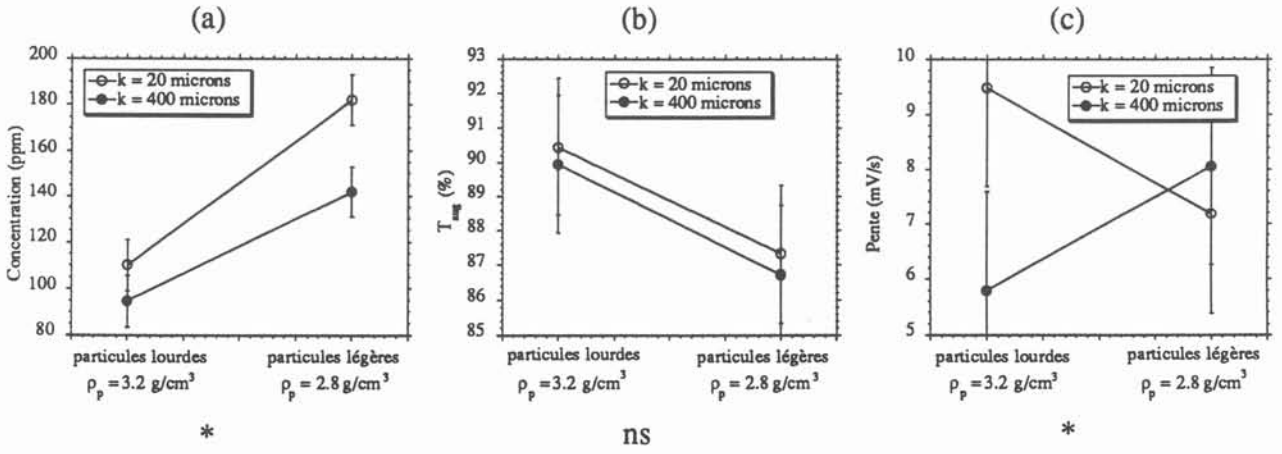


Figure 2.36 : Interaction ρ_p / k
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

Le diagramme (a) montre que :

- les particules de densité 2.8 g/cm^3 sont plus entraînées que les particules de densité 3.2 g/cm^3.
- cet effet est d'autant plus marqué que la taille des rugosités est faible.
- les particules sont moins entraînées lorsque la taille des rugosités est élevée.
- cet effet de l'augmentation de la rugosité n'existe que pour les particules légères (les barres d'incertitude pour les points correspondant aux particules lourdes se chevauchent).

Cette interaction peut s'expliquer grâce aux considérations suivantes :
Lorsque la taille des rugosités est élevée, les particules décantées forment une couche à l'intérieur des aspérités. Les particules sont alors protégées des remises en suspension. Lorsque la taille des rugosités est du même ordre de grandeur que celle des particules, la couche formée au dessus des aspérités ne bénéficie plus de cet effet de protection. Les particules légères sont alors plus remises en suspension que dans le cas précèdent.
Les particules lourdes, qui sont moins facilement remises en suspension que les légères (Cf. § 3.2.3.2) sont moins sensibles à l'effet de protection des aspérités. C'est pourquoi la valeur de l'entraînement des particules lourdes est la même pour les deux tailles de rugosité.

Le diagramme (b) ne met pas en évidence d'interaction car les pentes des droites sont identiques. Il permet de retrouver l'effet (significatif) de la diminution de la densité (Cf. figure 2.29).

Le diagramme (c) se lit de la façon suivante :

- les particules de densité 2.8 g/cm^3 sont plus entraînées que les particules de densité 3.2 g/cm^3 pour la taille de la rugosité la plus élevée.
- cet effet est contraire pour la taille de la rugosité plus faible.
- la remise en suspension des particules légères par le front arrière est indépendante de la taille de la rugosité.
- cette remise en suspension des particules lourdes est sensible à la taille des rugosités.

Ceci s'explique en prenant en considération le niveau de décantation des particules au début de la verse. Pour un temps d'attente fixé, le niveau de décantation est moins achevé pour des particules légères que pour des particules lourdes.
Il y a donc moins de particules légères que de lourdes qui ont décanté dans les aspérités. Les valeurs des pentes correspondant aux particules légères sont identiques.
Pour les particules lourdes, la décantation est suffisamment achevée pour que la taille des rugosité puisse jouer un rôle de protection à l'arrachement. Les valeurs des pentes correspondant aux particules lourdes sont très différentes pour les deux tailles de rugosité.

- Interaction : densité des particules / débit de verse.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.37.

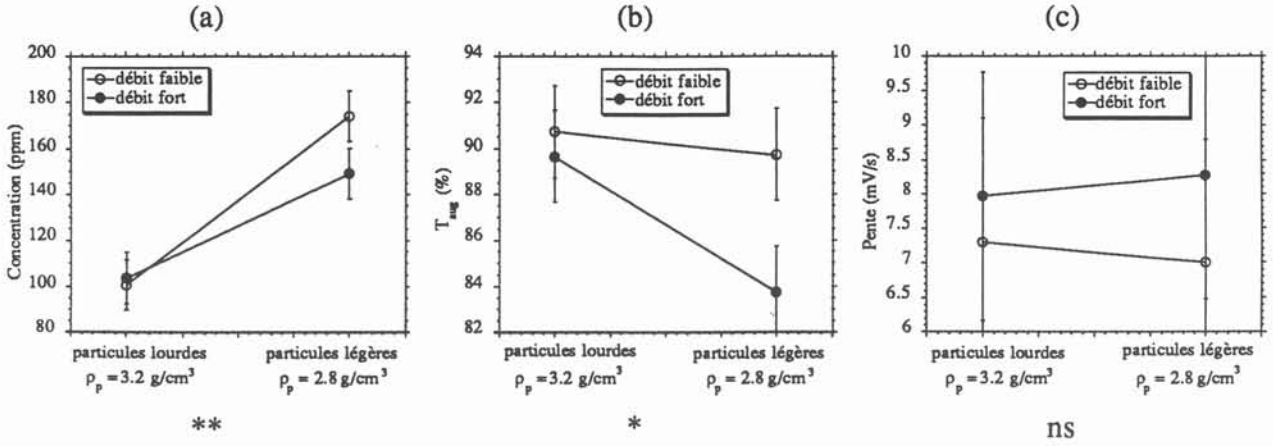


Figure 2.37 : Interaction ρ_p / Q
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

Le diagramme (a) montre que :

- les particules de densité 2.8 g/cm^3 sont plus entraînées que les particules de densité 3.2 g/cm^3 (les pentes des droites sont positives).
- cet effet est d'autant plus marqué que le débit est faible (la pente de la droite correspondant aux points blancs est plus forte que celle correspondant aux points noirs).
- l'augmentation du débit n'a pas d'effet pour les particules lourdes (les barres d'incertitudes des points correspondants se chevauchent).

L'interprétation de cette interaction n'est pas immédiate. En effet, d'après la phénoménologie associée au diagramme de Shields, l'accroissement du débit engendre une augmentation de l'entraînement des particules, quelle que soit leur densité. Or d'après ces résultats, lorsque les particules sont légères, l'augmentation du débit de verse se traduit par une réduction du transport (la valeur de la concentration correspondant au point blanc est supérieure à celle correspondant au point noir).
Notons que lors du traitement du plan d'expériences sans la troisième partie, cette interaction était plus marquée que lors du traitement du plan dans sa totalité (le point débit fort / densité faible était positionné encore plus bas). Les expériences qui ont été introduites dans le but de reproduire cette interaction ont permis de réduire son importance. Ainsi, il semble que cette interaction ne soit pas aussi probable qu'il n'y parait.

Le diagramme (b) se lit de la façon suivante :

- les particules lourdes arrivent au bec de vidange plus tard durant la verse que des particules légères (les pentes de droites sont négatives).
- cet effet est d'autant plus marqué que le débit de vidange est élevé.

- L'augmentation du débit est sans effet sur ce temps d'augmentation pour les particules lourdes. Pour les particules légères, cette augmentation se traduit par une arrivée au bec des particules, plus tôt pendant la verse.

Ceci s'explique par le diagramme de Shields présenté figure 2.12.

- Lorsque la densité des particules diminue, la contrainte que subit cette particule augmente par l'intermédiaire de $\frac{\rho}{\rho_p - \rho}$.
- Lorsque le débit augmente, la contrainte augmente par l'intermédiaire de V_a^2.

Ainsi, ces deux effets se cumulent. La diminution de la densité des particules et l'augmentation conjointe du débit augmentent la contrainte totale. Les particules sont plus facilement remises en suspension.

En d'autres termes, l'effet de la diminution de la densité des particules sur les phénomènes de transport est d'autant plus important que le débit de vidange est élevé.

3.2.3.3. Cas du paramètre tension de surface.

1- Effet de la mouillabilité.

Les particules bien mouillées sont moins entraînées que les particules mal mouillées : gain de 36 % pour γ passant de 0.07 à 0.04 N/m.

Cet effet de la mouillabilité des inclusions est important. Cependant, il ne devrait intervenir que sur les particules en contact avec l'air. Le fait de diminuer la tension interfaciale $\gamma_{e/a}$ entre l'eau et l'air engendre une décantation des particules captées par la surface. Or l'effet observé est si important qu'il ne peut pas être dû uniquement à l'augmentation de la décantation des particules en surface.

Des expériences menées hors plan ont permis d'observer que l'addition d'agent mouillant provoque une accélération des phénomènes de décantation. La figure suivante montre l'influence de cet agent mouillant sur les courbes expérimentales de décantation présentées en annexe II.

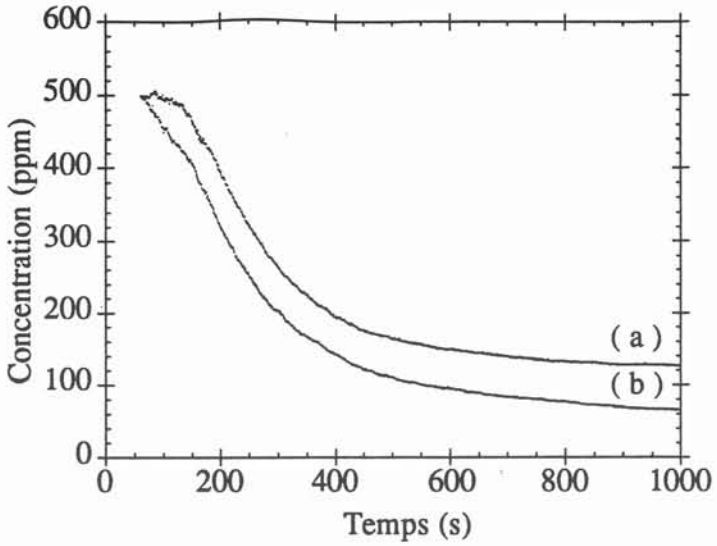


Figure 2.38 : Courbes de décantation (C_{ini} = 500 ppm, ϕ_p = 20 µm)
(a) dans de l'eau pure (b) dans de l'eau avec 2.5 ml d'agent mouillant

Le phénomène de décantation est accéléré par l'addition de l'agent mouillant car la diminution de la concentration commence plus tôt et la pente de cette décroissance est plus élevée.
Cependant, pour pouvoir quantifier plus précisément cet effet, il faudrait effectuer des expériences de décantation de telle façon à ce qu'il ne puisse à aucun moment exister une ligne triphasique air / eau / particule, ce qui n'est pas l'objet de cette thèse.
En 1994, Beiersdorfer* a montré que l'addition d'un agent mouillant pouvait réduire les contraintes de cisaillement près des parois dans un écoulement turbulent. Bien que nous ne soyons pas en régime turbulent lors de la décantation, cet effet de la réduction de la traînée contribue sans doute à l'augmentation de la décantation due à l'addition d'un agent mouillant et observée expérimentalement.

2- Interaction entre la mouillabilité des particules et leur densité.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.39.

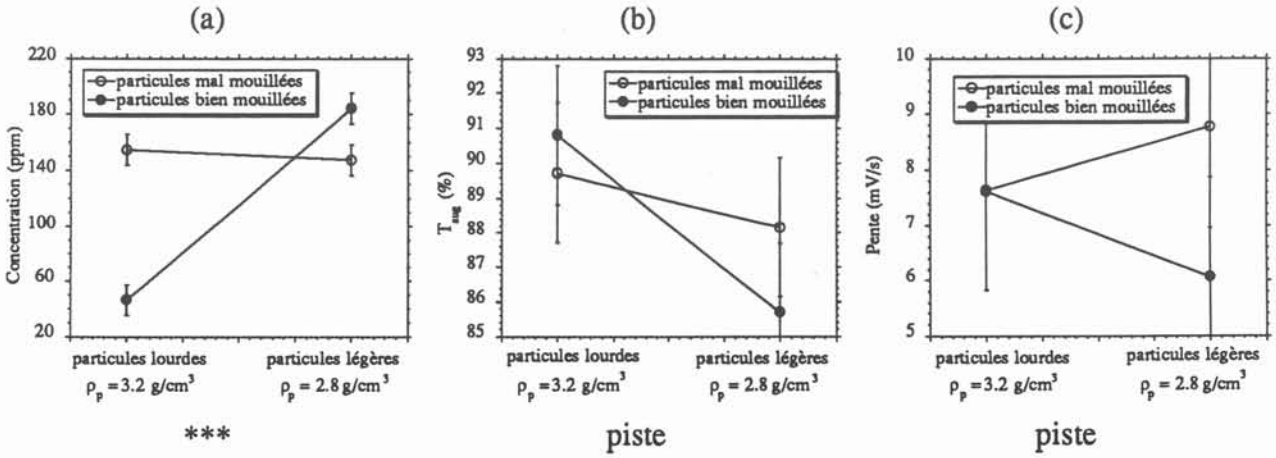


Figure 2.39 : Interaction mouillabilité / ρ_p
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

Le diagramme (a) se lit de la façon suivante :

- les particules légères sont plus entraînées que les particules lourdes lorsqu'elles sont bien mouillées (la pente de la droite correspondante est positive)
- les particules bien mouillées sont moins entraînées que les particules mal mouillées si leur densité est élevée. L'effet est contraire si leur densité est faible.

Cet effet pour les particules lourdes s'explique par le fait que des particules bien mouillées décantent plus vite que des particules mal mouillées. C'est l'effet que nous venons de présenter (figure 2.39).

Cependant nous n'expliquons pas que cet effet soit contraire pour des particules légères. Si l'effet d'accélération de la décantation existe réellement pour des particules lourdes, il n'y a pas de raison pour qu'il n'existe pas pour des particules légères.

Les courbes (b) et (c) ne présentent pas un degré de confiance suffisant pour être exploitées.

3- Interaction entre les effets de la mouillabilité des particules et la rugosité du fond du bac.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.40.

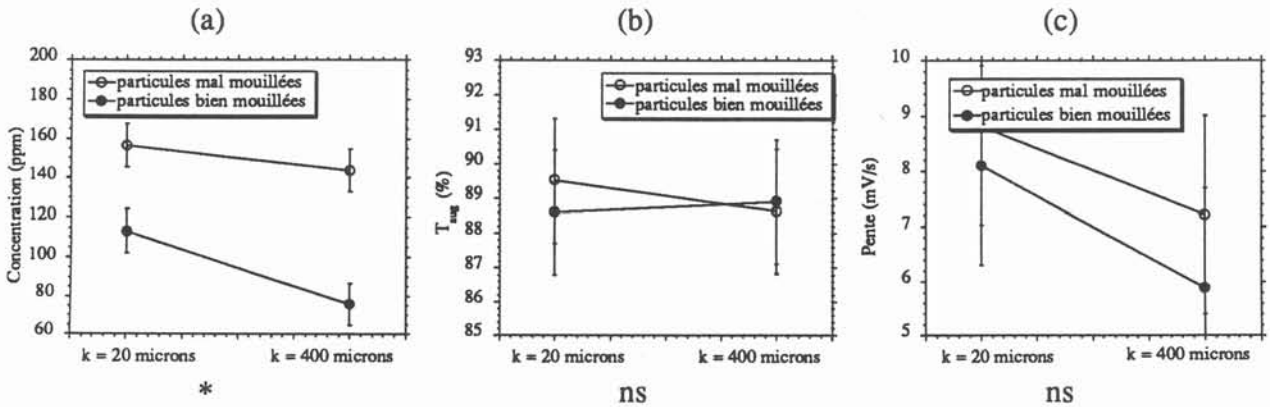


Figure 2.40 : Interaction mouillabilité / rugosité
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

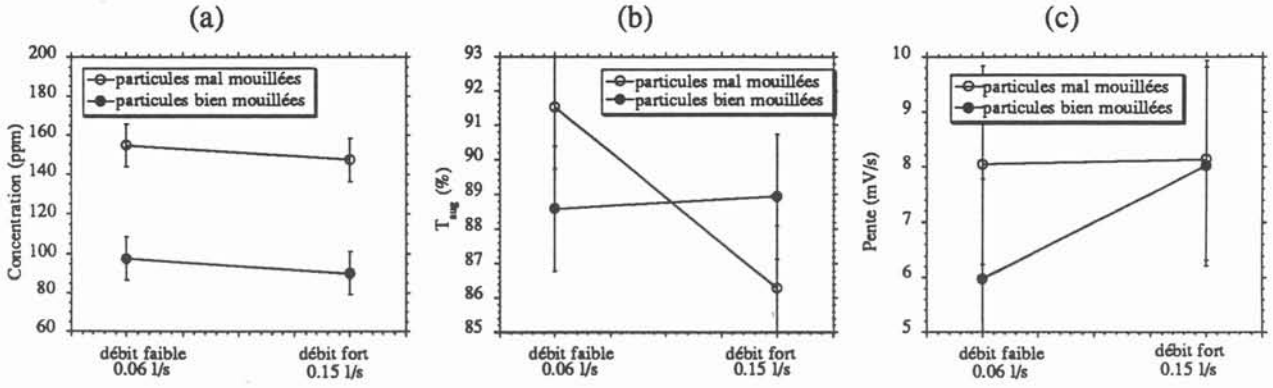
Le diagramme (a) montre que :

- l'augmentation de la taille des rugosités réduit le transport des particules (les pentes des droites sont négatives).
- les particules bien mouillées sont moins transportées que les particules mal mouillées.
- cet effet est d'autant plus marqué que la taille des rugosités est élevée (la valeur de la pente de la droite correspondant aux points noirs est plus forte, mais négative, que celle correspondant aux points blancs).

Ceci s'explique en prenant en considération le niveau de décantation des particules au début de la verse. Nous venons de voir que l'addition d'un agent mouillant accélère le phénomène de décantation. Ainsi, nous pouvons considérer que le niveau de décantation obtenu avec la présence d'un agent mouillant est équivalent à celui obtenu sans agent mouillant mais pour un temps de décantation plus long. Cette interaction (mouillabilité/rugosité) s'explique de la même façon que l'interaction entre le temps d'attente et la rugosité déjà présentée sur le diagramme 2.34 (a).

4- Interaction entre la mouillabilité des particules et le débit de vidange.

Cette interaction est présentée sur la figure 2.41.



piste * ns

Figure 2.41 : Interaction mouillabilité / débit de vidange
(a) sur le plateau (b) sur T_{aug} (c) sur la pente

Le diagramme (a) traduit encore l'effet (significatif) de la mouillabilité. Des particules mal mouillées sont plus transportées que des particules bien mouillées.

Le diagramme (b) se lit de la façon suivante :

- l'augmentation du débit de vidange se traduit, pour les particules mal mouillées, par une arrivée au bec des particules captées par le front arrière plus tôt lors de la verse (la pente de la droite correspondant aux point blancs est négative).
- cet effet n'existe pas pour les particules bien mouillées.
- les particules bien mouillées arrivent plus tôt que les particules mal mouillées lorsque le débit de vidange est faible.
- cet effet est inversé lorsque le débit est fort.

Pour les particules bien mouillées la décantation est plus achevée. La couche de particules est plus épaisse et mieux stabilisée que pour des particules mal mouillées. Ainsi, l'augmentation du débit peut ne pas avoir d'effet sur les remises en suspension. La droite correspondant aux points noirs est horizontale.

Cependant, il est difficile d'expliquer pourquoi le fait d'avoir des particules bien mouillées ne se traduit pas par le même effet pour les deux débits. Les valeurs du temps d'augmentation correspondant aux points noirs devraient toujours être supérieures à celles correspondant aux points blancs.

3.2.3.4. Interactions non confirmées.

Le traitement des résultats issus du plan d'expériences n'a pas permis de confirmer toutes les interactions suspectées lors de la mise en place de ce plan. Ainsi, l'interaction entre les effets du débit de verse et de la rugosité n'a pas été trouvée significative par le plan d'expériences.

D'après les analyses phénoménologiques, l'augmentation du débit de verse doit se traduire par une augmentation des remises en suspension. Cet effet doit être d'autant plus important que la taille des rugosités est élevée. Il devrait donc y avoir une modification de l'effet du premier paramètre par le second, ce qui est significatif d'une interaction.

Cependant, lors du plan d'expériences, toutes les verses ont été effectuées pour des tailles de rugosité de 20 ou 400 microns. Ces tailles sont trop petites pour que ces rugosités puissent être considérées comme critiques, et ainsi engendrer des remises en suspension. Il est donc normal que le plan d'expériences n'ait pas mis en évidence une telle interaction.

Nous présentons au paragraphe 3.3.1 l'effet du débit de vidange pour le cas d'un fond sans rugosité et au paragraphe 3.3.2 l'effet d'une taille de rugosité beaucoup plus élevée que 400 microns.

3.2.3.5. Vérification des lois empiriques données par le plan.

Un intérêt particulier du plan d'expériences est qu'il permet d'atteindre quantitativement ces lois de variations empiriques faisant intervenir les niveaux des différents effets et leurs interactions. Ces lois sont exprimées de la façon suivante :

$$\text{Réponse} = \sum_{i} a_i . N_i + \sum_{i \neq j} a_{ij} . N_i . N_j$$

Avec a_i : réponse à l'effet du paramètre i,

a_{ij} : réponse à l'interaction entre les paramètres i et j,

Les réponses a_i et a_{ij} sont données par le tableau 2.3 présenté au § 3.2.3.1

N_i : niveau du paramètre i.

$N_i = \pm 1$ selon la valeur des paramètres (Cf. tableau 2.2 présenté au § 3.2.2.7)

Ces lois sont valables sur un cube de dimension le nombre de paramètres, de côté 2 et centré sur le point de référence (paramètres au niveau 0).

Pour vérifier ces lois, des expériences ont été réalisées. Les résultats ont été comparés à ceux prédits par les lois empiriques. Le principe de cette comparaison est le suivant :

Pour un niveau donné des paramètres, le plan d'expériences propose une valeur de la réponse V_p : $V_p = V_{plan} \pm I_{plan}$. Pour le point de référence (tous les paramètres au niveau 0), on a $I_{plan} = \frac{t.s}{\sqrt{n_p}}$ où t est le coefficient de Student, s est l'écart type et n_p est le nombre d'expériences réalisées pour le plan. Pour un point différent du point de référence, cet intervalle de confiance est supérieur à la valeur précédente.

Si nous réalisons n fois l'expérience correspondante, nous trouvons une valeur expérimentale de la réponse V_e :

$$V_e = \overline{V_{exp}} \pm I_{exp} \quad \text{avec } I_{exp} = \frac{t.s}{\sqrt{n_{exp}}} \text{ où } n_{exp} \text{ est le nombre d'expériences.}$$

Ces deux valeurs V_p et V_e sont considérées comme non significativement différentes si 0 appartient à l'intervalle suivant :

$$[\ V_{plan} - V_{exp} - t.s.\sqrt{\frac{1}{n_{exp}} + \frac{1}{n_p}}\ ;\ V_{plan} - V_{exp} + t.s.\sqrt{\frac{1}{n_{exp}} + \frac{1}{n_p}}\ ]$$

Parmi la centaine d'expériences réalisées avant la mise en œuvre du plan, seulement cinq expériences ont des niveaux de paramètres proches de ceux choisis pour le plan. C'est à dire avec une concentration de 500 ppm, une taille de particules de 20 microns, une densité de 3.2 g/cm^3 et une tension de surface de 0.07 N/m. Les autres paramètres, rugosité, débit de vidange et temps d'attente sont un peu à l'extérieur du domaine testé par le plan, comme le montre la figure 2.42. Sur cette figure sont donnés les niveaux des paramètres débit, temps d'attente et taille des rugosités.

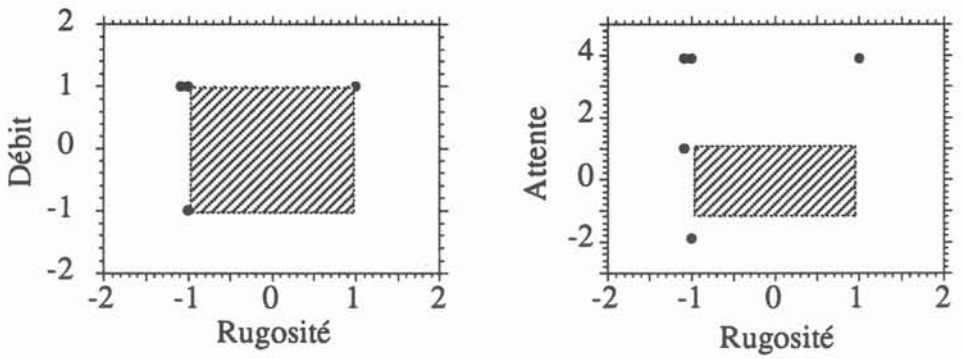


Figure 2.42 : Position des expériences par rapport au domaine de validité.

Ainsi, comme aucun point n'est centré, l'intervalle de confiance I_{plan} doit donc être plus grand que $\frac{t.s}{\sqrt{n_p}}$. Cependant nous gardons cet intervalle de confiance car c'est le cas le plus pénalisant pour les comparaisons. Si ces comparaisons sont bonnes avec cet intervalle de confiance, alors elles le sont aussi a fortiori pour un intervalle plus grand.

Comme chaque expérience n'a été réalisée qu'une seule fois, l'intervalle de confiance approchée devient $t.s.\sqrt{\frac{1}{n_{exp}} + \frac{1}{n_p}} = t.s.\sqrt{1 + \frac{1}{n_p}} = t.s.$

Le tableau suivant présente les résultats de ces comparaisons pour les cinq expériences.

Niveaux des paramètres			0 appartient à l'intervalle ?		
k	$t_{attente}$	Q	Plateau	T_{aug}	Pente
-1.1	+1	+1	oui	oui	oui
-1	-1.9	-1	oui	oui	oui
-1	+3.9	+1	oui	oui	non
+1	+3.9	+1	oui	oui	non
-1.1	+3.9	+1	oui	oui	non

Avec l'intervalle de confiance précédemment calculé, on trouve que les lois empiriques sont vérifiées sur le plateau et le temps d'augmentation de ces cinq expériences. Par contre, seules deux valeurs de la pente sont en accord avec les réponses données par la loi empirique. Ces deux points correspondent à des niveaux des paramètres proches du domaine de variation testé. La loi empirique de variation de la pente n'est pas extrapolable pour le niveau +3.9 du temps d'attente.

Ainsi, les lois données par le plan d'expériences traduisent correctement les phénomènes de remises en suspension présents dans la maquette, pour les valeurs du plateau et du temps d'augmentation. Les résultats quantitatifs sur les valeurs de la pente sont bons pour des niveaux des paramètres proches du domaine de variation testé.

3.2.3.6. Conclusions sur les résultats issus du plan.

Les expériences réalisées suivant le plan d'expériences ont permis de quantifier les effets moyens des 7 paramètres, de confirmer un certain nombre de résultats liés à notre connaissance de la phénoménologie, et surtout de mettre en évidence des interactions entre les paramètres. De plus des intervalles de confiance ont été calculées pour chaque réponse.
Ce type de procédure expérimentale permet d'avoir accès à des lois empiriques de variation des réponses en fonction des niveaux des paramètres.
Ce dernier point montre la puissance d'une telle procédure expérimentale car ces lois permettent de prédire le transport expérimental pour toutes les combinaisons possibles entre les paramètres. Cette prédiction est très fiable sur un domaine proche de celui du plan. En effet, sur un tel domaine, les vérifications des lois ont montré une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les prédictions pour la valeur du plateau et du temps d'augmentation. Par contre, de telles comparaisons avec des niveaux des paramètres plus éloignés du domaine de validité ont montré que ces lois ne sont plus extrapolables.
Ainsi, proche du domaine testé, malgré les différentes incertitudes mises en évidence, notamment sur quelques interactions avec le paramètre mouillabilité, les lois empiriques traduisent très bien le transport expérimental.

D'après les résultats expérimentaux, le phénomène le plus actif sur le transport des particules est celui de la décantation. En effet, tous les paramètres qui ont une influence sur ce phénomène ont un effet significatif. Ainsi, le temps d'attente avant la verse permet de réduire fortement l'entraînement moyen (gain de 32 %) et des particules lourdes et bien mouillées sont moins entraînées par la verse (gain de 17 et 36 %).

La rugosité du fond du bac apparaît aussi comme active sur la dynamique du transport. En effet, une rugosité élevée (400 microns) permet de réduire l'entraînement moyen (gain de 28 %).
De plus il existe une interaction forte entre cette rugosité et le niveau de décantation. L'effet de protection des grosses aspérités n'existe que si l'état de décantation est achevé. La couche de particules est stabilisée par les aspérités. Si la décantation n'est pas achevée, l'élévation de la taille de la rugosité ne permet plus de réduire le transport des particules.

Notons que l'effet de la taille des rugosités est différent de celui induit par la présence d'une rugosité critique. Ici, la rugosité la plus forte est toujours inférieure à la rugosité critique (excepté jusqu'à 1 mm du bec de vidange). Nous présentons au § 3.3.2 des essais réalisés avec une taille de rugosité beaucoup plus élevée.

3.3. Expériences complémentaires.

Pour compléter ce plan et préciser quelques points, un certain nombre d'expériences a été réalisé.

En particulier l'effet du débit a été testé. En effet, d'après l'analyse phénoménologique, l'intensité du débit a un effet sur le nombre de particules remises en suspension, alors que le plan d'expériences ne l'a pas mis clairement en évidence. Or pour ce plan d'expériences, toutes les verses ont été réalisées avec une taille de rugosité soit de l'ordre de celle des particules, soit légèrement plus grande. D'après les résultats du plan, l'effet de ce type de rugosité est une réduction des remises en suspension. Ainsi, il est fort possible que l'effet du débit ait été masqué par l'effet des rugosités dans les expériences du plan.
Nous présentons ensuite les verses réalisées avec une taille de rugosité élevée. En effet, d'après les analyses, si la taille des rugosités est supérieure à une taille critique, alors les remises en suspension sont augmentées.
Dans un troisième temps, l'effet du mode de verse est testé. En effet, la régulation des verses de la maquette est régulière, alors que celle des fours est saccadée. La présence de ces saccades peut modifier les remises en suspension car le fluide est alors fortement accéléré.
Enfin nous présentons des verses réalisées en bloquant l'écoulement de surface pour réduire le transport des particules, notamment en fin de verse. En effet, les particules qui arrivent en fin de verse ont été captées par le front arrière et ont suivi l'écoulement de surface. Le blocage de cet écoulement doit permettre de ne plus entraîner ces particules.

3.3.1. Effet du débit.

Nous avons vu au § 2.2.2.2 que l'augmentation du débit de vidange peut accroître les remises en suspension. En effet, la contrainte que subit une particule est plus élevée car la vitesse caractéristique V_a est plus grande.

Or, les résultats du plan d'expériences ont montré qu'une augmentation du débit

- réduit le transport des particules (effet en limite de signification),
- avance l'arrivée des particules captées par le front arrière (effet significatif à une étoile),
- n'a pas d'effet sur la valeur de la pente.

L'effet sur la valeur du plateau n'est donc pas en accord avec ce que prévoyait l'analyse.

Pour éviter que l'effet du débit soit masqué par l'effet des rugosités, de la décantation ou de la tension superficielle, nous avons réalisé des verses rapides avec des parois lisses. Les résultats sont ensuite comparés aux résultats sur le transport des particules obtenus pour un débit plus faible. Ces derniers résultats ont été présentés au paragraphe 3.1 (figure 2.23).

Les résultats sont représentés sur la figure suivante :

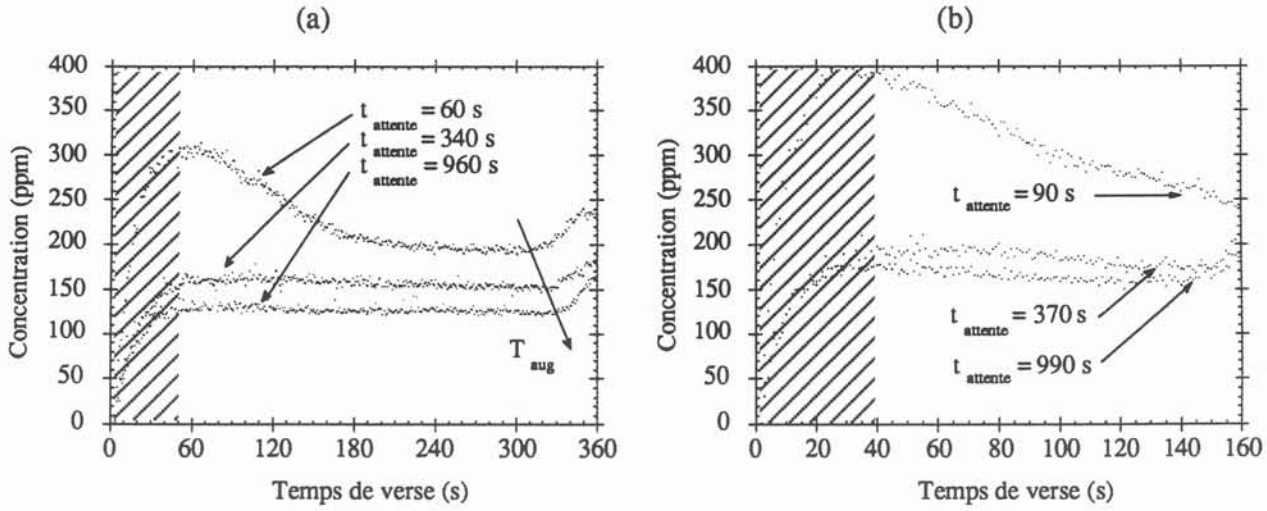


Figure 2.43 : Courbes de transport pour trois temps d'attente avant la verse, avec:
Cini = 500 ppm, ϕ_p = 20 µm, k = 0,
(a) Q = 0.15 l/s (b) Q = 0.06 l/s

Pour le plus fort débit, les temps d'attente sont un peu plus longs (décalage de 30 s) car il faut plus de temps pour mettre en charge le niveau d'eau dans le jet de vidange (hauteur plus grande). Ainsi, lorsque l'on effectue une verse avec un débit fort, les particules ont eu plus de temps pour décanter avant la verse. Le nombre de particules encore en suspension au début de la verse rapide est donc plus faible que pour la verse lente car le temps d'attente est plus long. D'après les courbes de décantation présentées en annexe II, ces 30 s de décalage représentent une différence de concentration d'environ 10 ppm. C'est exactement l'effet sur le plateau donné par le plan pour le débit.

Ainsi, malgré le décalage de 10 ppm, les courbes présentées figure 2.43 montrent que le transport des inclusions augmente avec le débit, et ceci pour les trois courbes :

- courbes $t_{attente}$ = 90 s (à t_{verse} = 160s) : 30 ppm en plus,
- courbes $t_{attente}$ = 370 s : 30 ppm en plus,
- courbes $t_{attente}$ = 990 s : 30 ppm en plus.

Cette concentration représente 6% de la concentration initiale de particules.

Lorsque la présence de rugosité n'empêche pas les remises en suspensions, une augmentation du débit engendre une quantité de particules transportées de 20 à 25 % supérieure à celles transportées lors d'une verse lente.

3.3.2. Effet d'une forte rugosité.

Dans le plan d'expériences, toutes les verses ont été réalisées avec une rugosité k inférieure ou égale à 400 microns. Cette rugosité ne peut pas modifier l'écoulement près de la paroi. D'après les résultats présentés au § 2.2.2.2, une taille de rugosité de l'ordre de 5 mm est critique jusqu'à une distance de 10 cm autour du bec de vidange. Une telle rugosité accroît les remises en suspension. Pour vérifier ces considérations, nous avons effectué des verses avec un nouveau fond de la maquette. Ce fond est représenté sur la figure suivante.

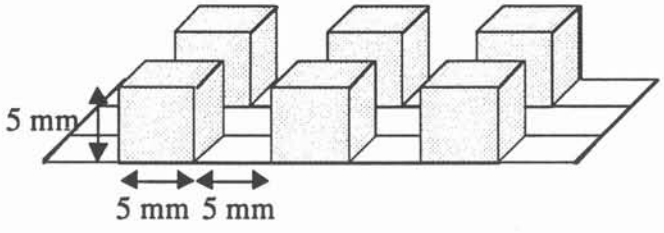


Figure 2.44 : Type de rugosité utilisé

Avec ce type de rugosité, nous avons pu observer expérimentalement une forte modification des lignes de courant (au voisinage du fond de la maquette) autour des aspérités. En raison de ces modifications, les particules remises en suspension sont plus nombreuses. Ce phénomène est particulièrement marqué au voisinage du front arrière.

Les résultats sont présentés sur la figure 2.45 :

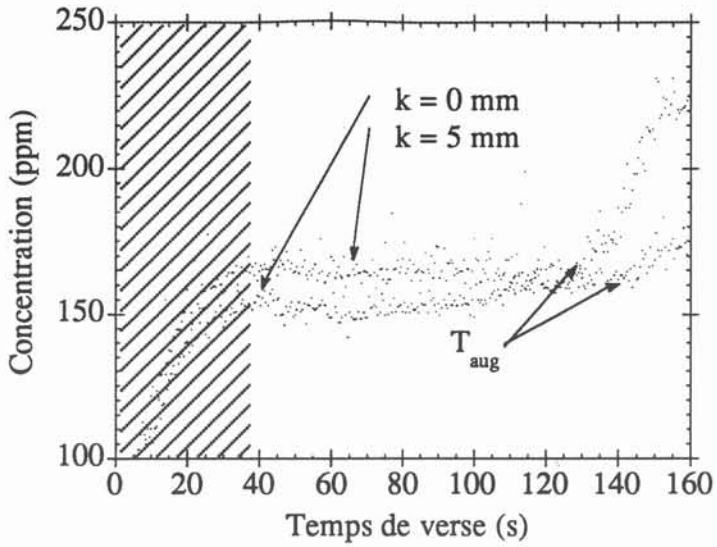


Figure 2.45 : Effet d'une forte rugosité avec :
Cini = 500 ppm, ϕ_p = 20 µm, Q = 0.15 l/s

Ainsi, une rugosité de l'ordre de la rugosité critique provoque une augmentation de l'entraînement des particules. Cet effet se traduit par une augmentation du niveau du plateau (de 150 à 170 ppm), une diminution du temps d'augmentation (de 90 à 80 %) et une très forte augmentation de la pente (de 0.71 ppm/s à 3.22 ppm/s).

3.3.3. Effet du mode de verse.

Lors du plan d'expériences, toutes les verses ont été réalisées à débit de vidange constant. La régulation du débit est faite par l'intermédiaire d'un micro-ordinateur et d'un moteur pas à pas très sensible. Or, en usine, les verses sont régulées par l'intermédiaire d'un capteur de niveau et de vérins hydrauliques. Les verses ne sont pas continues et présentent des saccades. A chaque saccade, les vitesses sont fortement accélérées. Localement, le régime non permanent ainsi créé augmente le niveau de la turbulence et favorise les remises en suspension.

A partir d'une loi de verse industrielle fournie par Pechiney CRV, nous avons mis au point une verse saccadée de la maquette en eau. Grâce aux critères de similitudes, nous avons transformé les impulsions présentes pour la verse du four en d'autres pour la régulation de la maquette. Le temps de verse total est identique à celui d'une verse rapide, mais la verse est réalisée par saccades. La verse ainsi réalisée est obtenue grâce à la loi de basculement suivante :

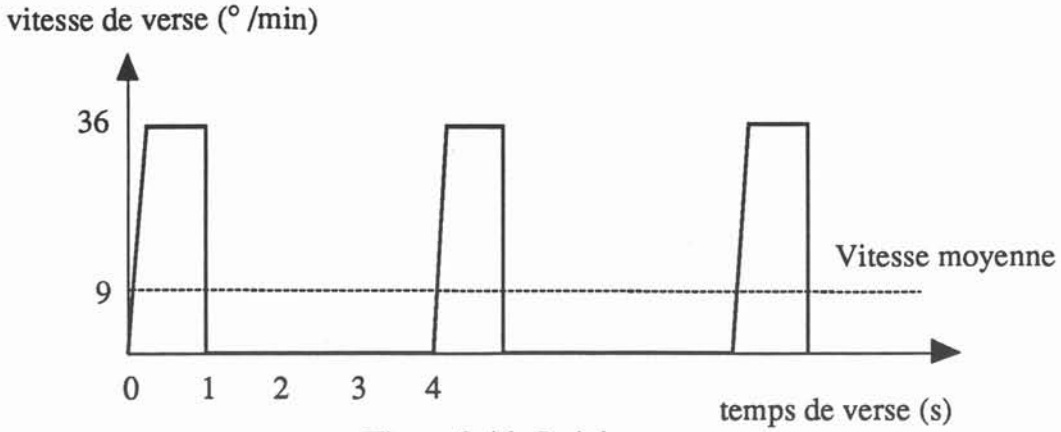


Figure 2.46 : Loi de verse

Cette loi consiste à effectuer le basculement de la maquette pendant une seconde avec une vitesse importante puis à laisser la maquette immobile pendant 3 secondes.

Expérimentalement, on peut voir une onde qui se propage à la surface du liquide. Celle-ci provoque une oscillation du front arrière. Ce front arrière découvre puis recouvre puis découvre à nouveau (etc.) les particules décantées. Le nombre de particules captées par le front arrière doit être beaucoup plus élevé avec ce type de verse qu'avec une verse sans saccade.
De plus, le niveau de turbulence de l'écoulement est plus élevé pour des verses saccadées. Ceci engendre une diffusivité moyenne des particules dans le bain plus grande. En particulier, les particules en surface sont soumises à ce phénomène. Le temps d'augmentation doit être réduit avec ce type de verse saccadée.

On retrouve toutes ces considérations sur la figure suivante :

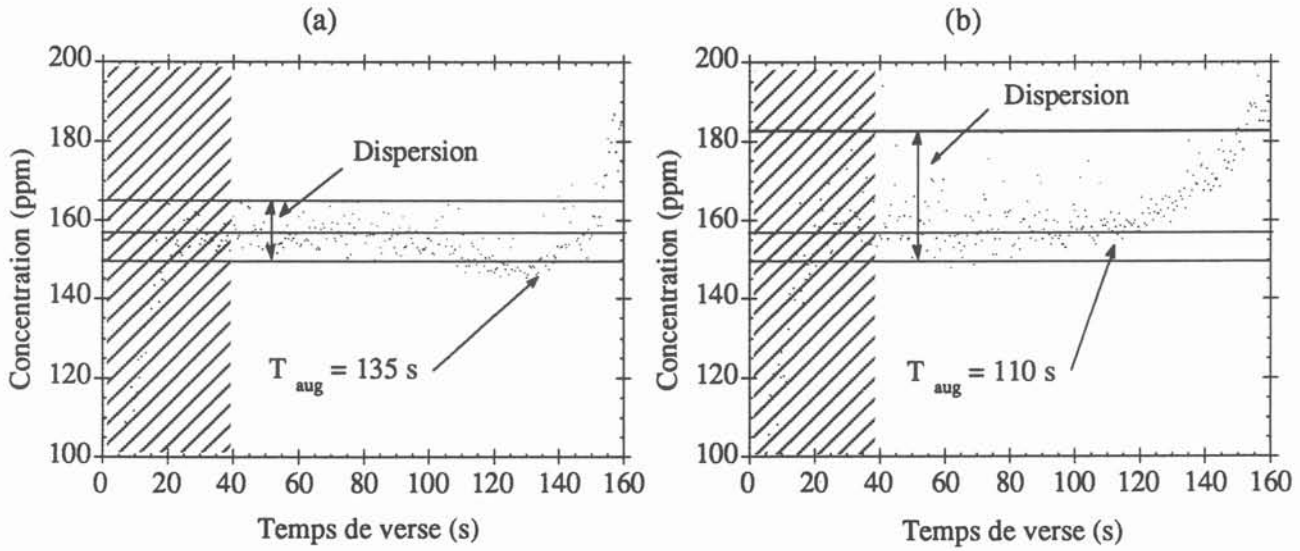


Figure 2.47 : Courbes expérimentales de transport des particules avec :
Cini = 500 ppm, ϕ_p = 20 µm, Q = 0.15 l/s, k = 0,
(a) régulation fine (b) régulation par saccades

Ces graphes montrent que :

- la valeur du plateau est identique pour les deux types de verse,
- le temps d'augmentation est plus élevé pour la verse non saccadée,
- la pente est plus élevée pour la verse saccadée.

Ainsi, la concentration de particules transportées pendant la première partie de la verse est identique pour les deux types de régulation. Cependant, on remarque une dispersion des points pour la verse saccadée légèrement plus forte que pour l'autre type de verse. Chaque impulsion provoque localement des conditions très favorables aux remises en suspension.
La quantité de particules captées par le front arrière est plus importante pour une verse saccadée. En effet, bien que la pente soit plus faible lorsque la verse est saccadée, les particules arrivent au bec de vidange très tôt pendant la verse. Le fait d'avoir une régulation saccadée implique l'arrêt de la verse à seulement 68 % du temps total pour éviter la pollution en fin de verse. Cet arrêt se situe à environ 85% du temps total pour une verse régulée sans saccade.

Ainsi, le choix d'une régulation non saccadée peut permettre de réduire de moitié la quantité de liquide restant dans la maquette après la verse par rapport à une régulation saccadée. On conçoit bien l'importance de ce résultat pour le cas des verses industrielles.

3.3.4. Effet d'un barrage.

Nous avons vu que les particules captées par le front arrière arrivent au bec avant la fin de la verse. Ces particules sont transportées par l'écoulement de surface du bain.
Une solution simple pour empêcher l'avancée des particules en surface est d'introduire un barrage capable d'arrêter l'écoulement de surface.
Pour tester cette idée, nous avons mis au point un système de barrage positionné à une distance fixée du bec. Pendant la verse, ce barrage est enfoncé dans la maquette suivant la position de la surface libre . Ce système de barrage est présenté sur la figure 2.48. L'installation expérimentale ainsi modifiée est présentée sur la figure 2.49.

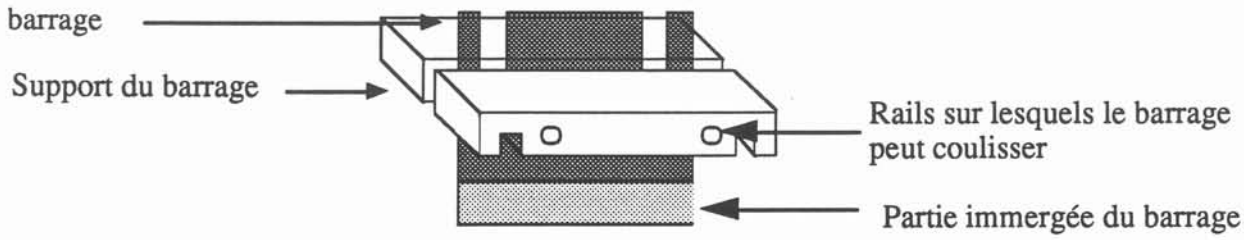


Figure 2.48 : Description du barrage utilisé

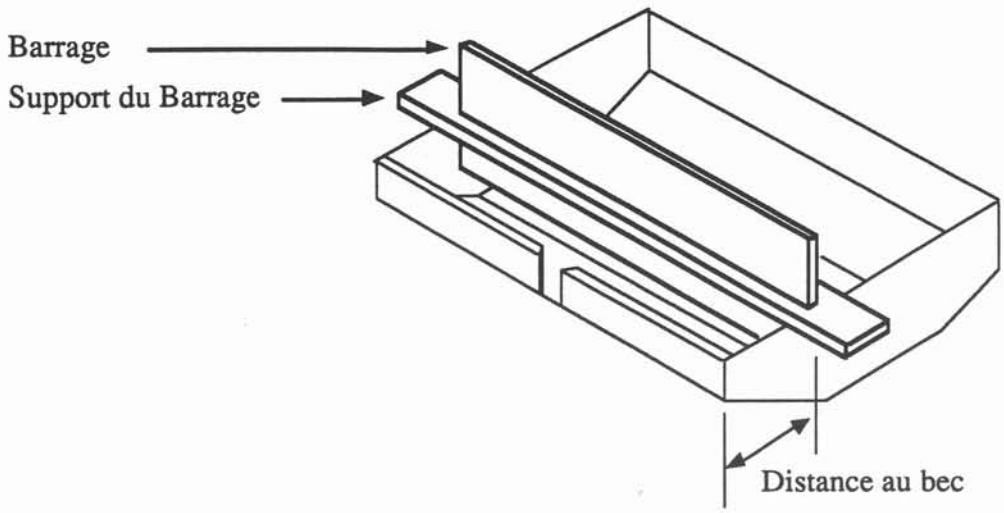


Figure 2.49 : Maquette expérimentale munie d'un barrage.

Les observations des verses réalisées avec ce système montrent que ce barrage bloque complètement l'écoulement amont. Ainsi, les particules qui sont captées par la surface libre au front arrière ne sont plus entraînées et stagnent à l'arrière du bac. Cependant, si le barrage est loin du bec (distance supérieure à 5 cm), alors il est très difficile de maintenir le barrage de façon à ce qu'il soit toujours immergé pendant la verse. Ainsi, il existe un temps pour lequel le barrage n'est plus efficace. L'écoulement de surface est libéré et on observe une très forte accélération de cet écoulement. Les particules sont alors entraînées rapidement et arrivent au bec de vidange à peu près au même instant que s'il n'y avait pas de barrage. Dans ce cas, l'efficacité globale du barrage est nulle.

Par contre, si ce barrage est positionné au niveau du bec (soit à une distance x = 0 cm), alors l'écoulement de surface peut être bloqué jusqu'à des temps de verse très longs. Les résultats obtenus avec cette configuration sont présentés sur la figure 2.50.

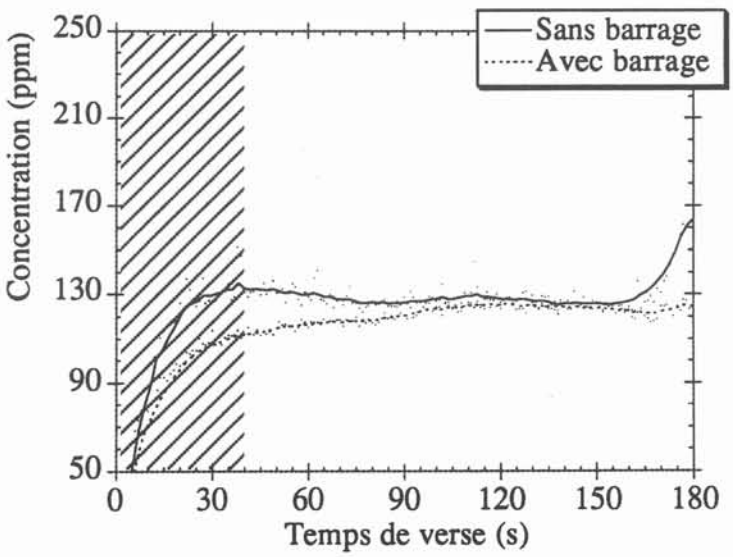


Figure 2.50 : Verses avec et sans barrage

Ce graphe montre l'efficacité de cette configuration car nous n'avons plus de brusque augmentation de la concentration en fin de verse. De plus la concentration du début de verse est plus faible pour le cas de la verse effectuée avec un barrage. Ce dernier empêche les particules présentes encore au début de la verse à la surface d'être entraînées par l'écoulement de verse.
Ainsi, avec ce barrage, nous pouvons arrêter la verse beaucoup plus tard sans polluer la production par les particules captées par la surface libre.

3.4. Synthèse.

Conformément aux analyses phénoménologiques, l'ensemble des expériences a montré que les quatre paramètres ayant le plus d'influence sur le transport inclusionnaire sont :

1- la mouillabilité des particules,
2- l'état de décantation avant et pendant la verse,
3- la taille des rugosités du fond,
4- le mode de verse.

1- La mouillabilité présente une influence primordiale sur le transport des particules. En effet, elle modifie directement les mécanismes de transport des particules. Si les particules sont mal mouillées elles peuvent être captées par la surface libre du liquide lorsque celui-ci les découvre. Dans ce cas, elles suivent l'écoulement de surface. Si les particules sont bien mouillées, elles ne peuvent plus être captées par cette surface.
Pour le cas du four d'aluminium, la couche d'oxyde présente à la surface du métal liquide empêche ce phénomène de mouillabilité d'exister.

2- En ce qui concerne l'état de décantation, le temps d'attente contrôle le nombre de particules toujours en suspension avant la verse. Cet état est aussi lié au type de particules présentes dans le bain. En particulier, la densité des particules et leur mouillabilité modifient fortement le phénomène de décantation. Nous avons vu expérimentalement que des particules bien mouillées décantent plus vite que des particules mal mouillées. Ainsi, l'état de décantation est directement lié à la mouillabilité des particules.

3- En ce qui concerne la rugosité du fond, si la taille de ces rugosités est de l'ordre de 10 fois la taille des inclusions, alors l'effet de ces aspérités est une réduction des remises en suspension. Cet effet n'est obtenu que si la décantation est achevée.
Par contre, si ces aspérités sont importantes (250 fois la taille des particules), elles peuvent accroître les remises en suspension. Ainsi, des aspérités de 5 mm ont un rayon d'action pouvant aller jusqu'à 50 cm du bec de verse.

4- En ce qui concerne le mode de verse, la vitesse moyenne de l'écoulement joue un rôle important sur les remises en suspension. Ces remises en suspensions sont d'autant plus importantes que les particules sont légères.
De plus une régulation saccadée provoque un régime non permanent avec de fortes accélérations répétitives, qui augmentent le niveau de la turbulence et favorisent les remises en suspension.

4. EXTRAPOLATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AU CAS DES VERSES INDUSTRIELLES.

Nous présentons dans ce paragraphe une extrapolation des résultats expérimentaux de transport des particules lors de la verse de la maquette au cas industriel des verses de four d'aluminium.
Ces extrapolations sont obtenues par l'intermédiaire des critères de similitude entre la maquette en eau et le four industriel.

- La concentration initiale d'inclusions dans le four correspondant à la concentration de 500 ppm de particules pour le cas de la maquette est obtenue par le tableau du § 3.2.2.2 avec comme invariant la concentration volumique. Cette concentration d'inclusions est de 300 ppm.
- La taille des inclusions dans l'aluminium est donnée au § 3.2.2.1. Elle est de 33 µm si la densité des particules considérées est de 3.97 g/cm^3, ou de 50 µm si la densité est de 2.7 g/cm^3.
- Les temps d'attente ont été choisis de façon à avoir un état de décantation variable avant la verse. Le temps d'attente le plus court est voisin du temps de Stokes pour une hauteur de décantation de 10 cm (pour le cas de la maquette). Le temps le plus long est environ trois fois plus élevé que le temps de Stokes.
  Le tableau suivant regroupe les différents temps d'attente utilisés pour les verses de la maquette en eau et leurs correspondants pour le cas industriel.

	Maquette en eau	Four d'aluminium	
Particules	SiC 20 µm 3.2 g/cm^3	Al_2O_3 30 µm 3.97 g/cm^3	SiO_2 50 µm 2.7 g/cm^3
temps de Stokes	272 s	48 min	1 h 31 min
$t_{attente}$ 1	340 s	60 min	1 h 55 min
$t_{attente}$ 2	960 s	2 h 50 min	5 h 20 min

- La taille de la rugosité a été choisie de façon à être soit proche de la taille des particules, soit environ 20 fois plus grande. Ainsi la rugosité correspondante est de 33 et 660 µm si les particules considérées ont pour densité 3.97 g/cm^3 ou de 50 à 1000 µm si les particules ont pour densité 2.7 g/cm^3.
- Les débits de vidange sont issus des critères de similitudes. Ils sont de 2.4 à 6 l/s soit 20 à 50 tonnes par heures.
- La variation des densités induites par l'utilisation d'eau salée comme fluide de verse lors du plan d'expériences correspond à un écart de 15 % par rapport à la densité réelle des particules. Ainsi, la densité des particules varie de 3.4 à 3.97 g/cm^3 pour les particules de Al_2O_3 et de 2.35 à 2.7 g/cm^3 pour les particules de SiO_2.
- Le domaine de variation de la tension de surface pour le cas de la maquette en eau correspond à 0.8 N/m $< \gamma_{aluminium/air} <$ 0.45 N/m pour le cas du four d'aluminium.

- Pour les verses effectuées avec la maquette, nous avons pris une taille de rugosité critique de 5 mm. Cette taille est environ 250 fois plus grande que la taille des particules. Pour le cas du four, la taille de rugosité critique est comprise entre 8 mm et 12.5 mm suivant les particules considérées.

La correspondance entre les domaines de variation des paramètres pour le plan d'expériences et celui pour le cas du four d'aluminium est résumée par le tableau suivant :

	Maquette en eau		Four d'aluminium			
			Al_2O_3		SiO_2	
C_{ini} (ppm)	500		300			
ϕ_p (µm)	20		33		50	
rugosité élevée (mm)	5		8		12.5	
	Niveau -1	Niveau +1	Niveau -1		Niveau +1	
			Al_2O_3	SiO_2	Al_2O_3	SiO_2
$t_{attente}$	340	960	1 h	1 h 55	2 h 50	5 h 20
rugosité k (µm)	20	400	33	50	660	1000
débit Q (l/s)	0.06	0.15	2.4		6	
densité ρ_p (g/cm^3)	3.2	2.8	3.97	2.7	3.4	2.35
tension de surface (N/m)	0.07	0.04	0.8		0.45	

Le tableau suivant présente les correspondances entre les résultats du transport des particules lors de la verse de la maquette et leur extrapolation au cas des verses de four. Ces résultats sont issus du plan et des expériences complémentaires qui ont été réalisées.

	Maquette en eau	Four d'aluminium	
	Plateau	Plateau	T_{aug}
Moyennes	100 ppm	60 ppm	88.2 %
Effet moyen des paramètres (passage du niveau -1 au niveau +1)			
mouillabilité	- 36 ppm	- 22 ppm	
temps d'attente	- 32 ppm	- 19 ppm	
débit de vidange	+ 30 ppm	+ 18 ppm	-3 %
rugosité	- 28 ppm	- 17 ppm	
densité des particules	+ 17 ppm	+ 10 ppm	-3 %
Autres effets			
rugosité élevée	+ 30 ppm	+ 18 ppm	- 8 %
verse saccadée	pas d'effet		-20 %

De plus il existe des interactions entre le paramètre densité des inclusions et tous les autres paramètres. Ce résultat provient du fait que la densité des inclusions modifie l'état de décantation.

Ces résultats ne sont pas tous interprétables pour le four d'aluminium comme ils l'étaient pour le cas de la maquette en eau. En effet, il existe des différences de mécanisme de transport des inclusions entre ces deux configurations.

En particulier, toutes les notions rattachées à la surface libre du bain ne sont pas directement transposables au cas du four d'aluminium. Pour ce dernier, il existe à la surface du bain d'aluminium liquide une couche d'oxyde qui modifie les mécanismes de capture des inclusions par cette surface.
En effet, le paramètre mouillabilité ne doit pas intervenir sur les particules situées à la surface libre. Il n'existe plus dans ce cas, de lignes triphasiques où un équilibre gouverné par les tensions de surface est possible.
D'autre part, si le cisaillement sous cette couche est fort, alors la peau d'oxyde peut se déchirer et engendrer de nouvelles inclusions qui vont polluer le métal coulé.

D'après le tableau, les paramètres qui ont un effet significatif important sur le transport des inclusions sont le temps d'attente avant la verse, le débit de vidange et la taille des rugosités.

- L'augmentation de l'attente de 1 h à 2 h 50 min réduit le transport moyen des inclusions de Al_2O_3 de 69 à 51 ppm. Cet effet est d'autant plus important que les inclusions sont légères, c'est à dire que la décantation initiale est moins achevée.
- La diminution du débit de vidange de 50 à 20 t/h réduit ce transport de 69 à 51 ppm.
- L'augmentation de la taille des rugosités de 33 à 660 µm réduit ce transport de 70 à 52 ppm.
  La rugosité permet de stabiliser la couche d'inclusions qui ont décanté au fond du four. Les inclusions ne sont protégées des remises en suspension par les rugosités que si la taille de ces rugosités est proche de 20 fois celles des inclusions et si la décantation des particules est achevée.
- La présence d'une taille de rugosité plus élevée augmente les remises en suspension. Ainsi, une taille de 8 mm augmente le transport moyen de 60 à 78 ppm.
- Le type de régulation utilisé pour effectuer la verse peut modifier le transport des inclusions. Chaque saccade produit un régime non permanent qui augmente le niveau de turbulence et favorise les remises en suspension.
  Les modes de verse utilisés expérimentalement pour la maquette en eau n'ont pas modifié la valeur moyenne du transport des particules. Cependant une dispersion un peu plus importante du signal pour la verse saccadée permet de dire que localement les remises en suspension sont accrues par les saccades. De plus, récemment, Dupuis 1992* a montré qu'une régulation permettant une variation de 1cm de la hauteur de métal dans les goulottes à la sortie pouvait provoquer un entraînement d'inclusions deux fois plus important que pour une régulation fine. De même, la présence "d'accident" lors de la verse peut être à l'origine de grave pollution du métal produit.

Enfin , il ne faut pas oublier que l'installation expérimentale ne permet pas de détecter les particules qui ont suivi un courant de gravité et qui sont emportées à la fin de la verse. Or nous avons vu lors de l'analyse phénoménologique que la concentration nécessaire au déclenchement d'un tel courant est de 120 ppm d'inclusions complètement décantées, pour le cas du four. Cette valeur n'est pas très élevée, un tel courant pourrait avoir lieu.

A la vue de ces analyses, un certain nombre de précautions peut être envisagées pour améliorer la qualité du métal liquide versé :

1- L'attente avant la verse (qui a été introduite dans la pratique) est bien primordiale.
2- Accentuer le phénomène de décantation.
   Dans le cas de l'élaboration normale d'alliage d'aluminium, il n'est pas envisageable d'ajouter des éléments chimiques pour modifier le phénomène de décantation. Par contre, dans le cas du recyclage, ou le métal liquide est emprisonné dans l'oxyde, on rajoute des éléments chimiques permettant la séparation.
3- Le revêtement du fond du four peut être choisi afin d'offrir une bonne affinité chimique avec les inclusions les plus fréquemment rencontrées dans les fours.
4- Il faut éviter toute dégradation du revêtement du fond du four, au moins près du bec de verse. Par exemple, une aspérité de 2 cm placée à 1 mètre du bec de vidange peut augmenter les remises en suspension et donc le transport inclusionnaire.
5- Il faut éviter d'effectuer des verses saccadées.
6- Il faut arrêter la verse avant la fin (ce qui est fait en pratique). Mais il ne faut pas oublier que cet arrêt peut être plus ou moins retardé par le choix des conditions de verse et de régulation.
7- Enfin, on peut bloquer l'écoulement de surface mécaniquement par l'intermédiaire d'un barrage situé au niveau du bec de vidange.

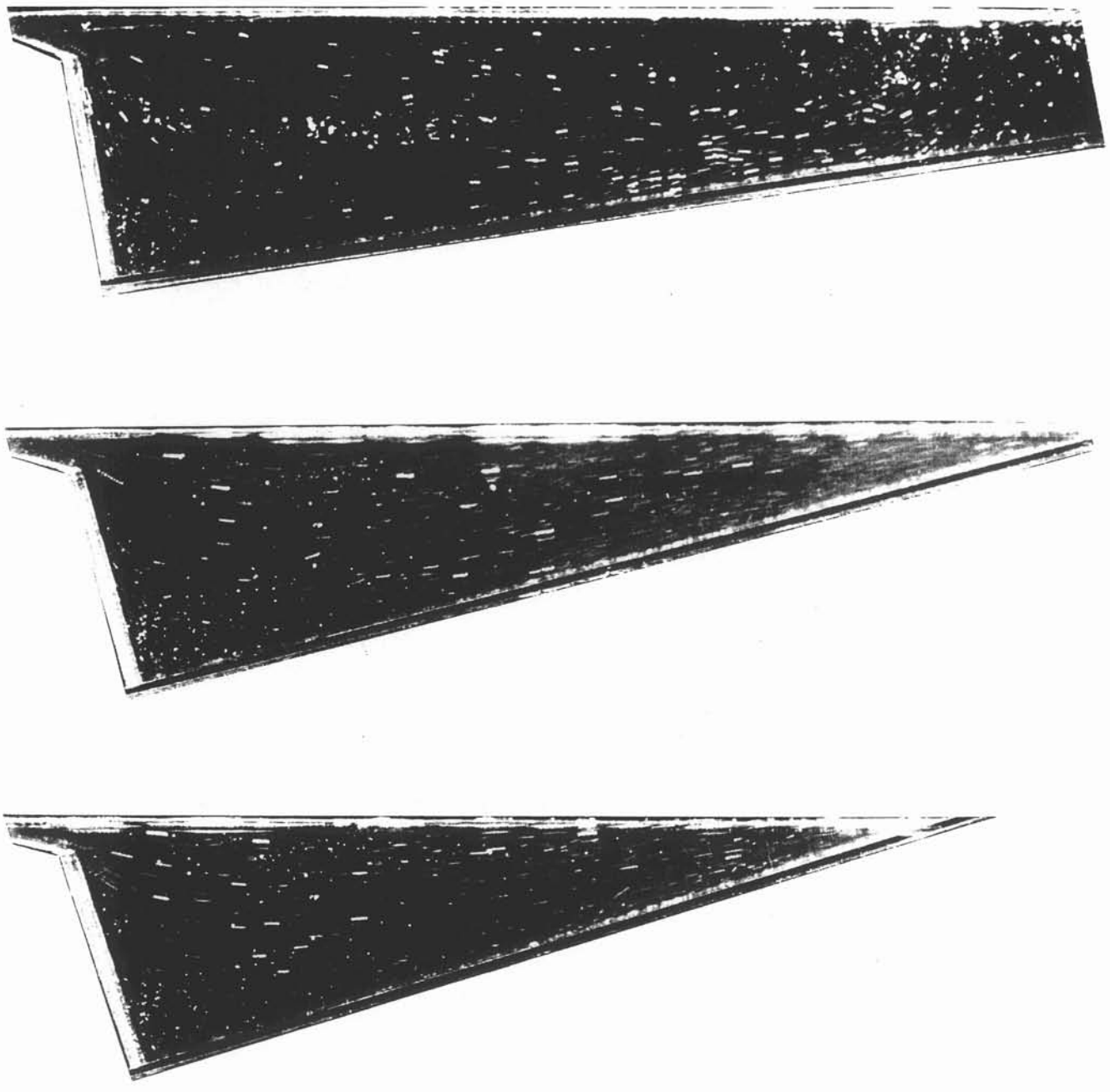
5. EXPLOITATION DE LA MAQUETTE 2D.

5.1. Visualisation de l'écoulement, rappel.

L'objectif principal de cette maquette 2D est de caractériser l'écoulement. C'est à dire de connaître les trajectoires des "particules fluides" et les champs de vitesse. Pour ce faire, nous utilisons des particules de polystyrène de densité unité qui réfléchissent la lumière de la tranche laser.
La maquette du four industriel 3D ne permet pas la visualisation de l'écoulement par tranche laser. En effet, la lumière réfléchie par les particules de polystyrène qui marquent l'écoulement doit traverser 30 cm d'eau parfois chargée en particules. Sur cette distance, l'intensité lumineuse diminue fortement. D'autre part, les modélisations numériques sont toujours réalisées sur une configuration 2D avant de l'être en 3D. Il est donc important de pouvoir faire des comparaisons entre des configurations semblables. C'est pour tenir compte de ces deux aspects que nous avons mis au point la maquette 2D présentée au § 1.2.

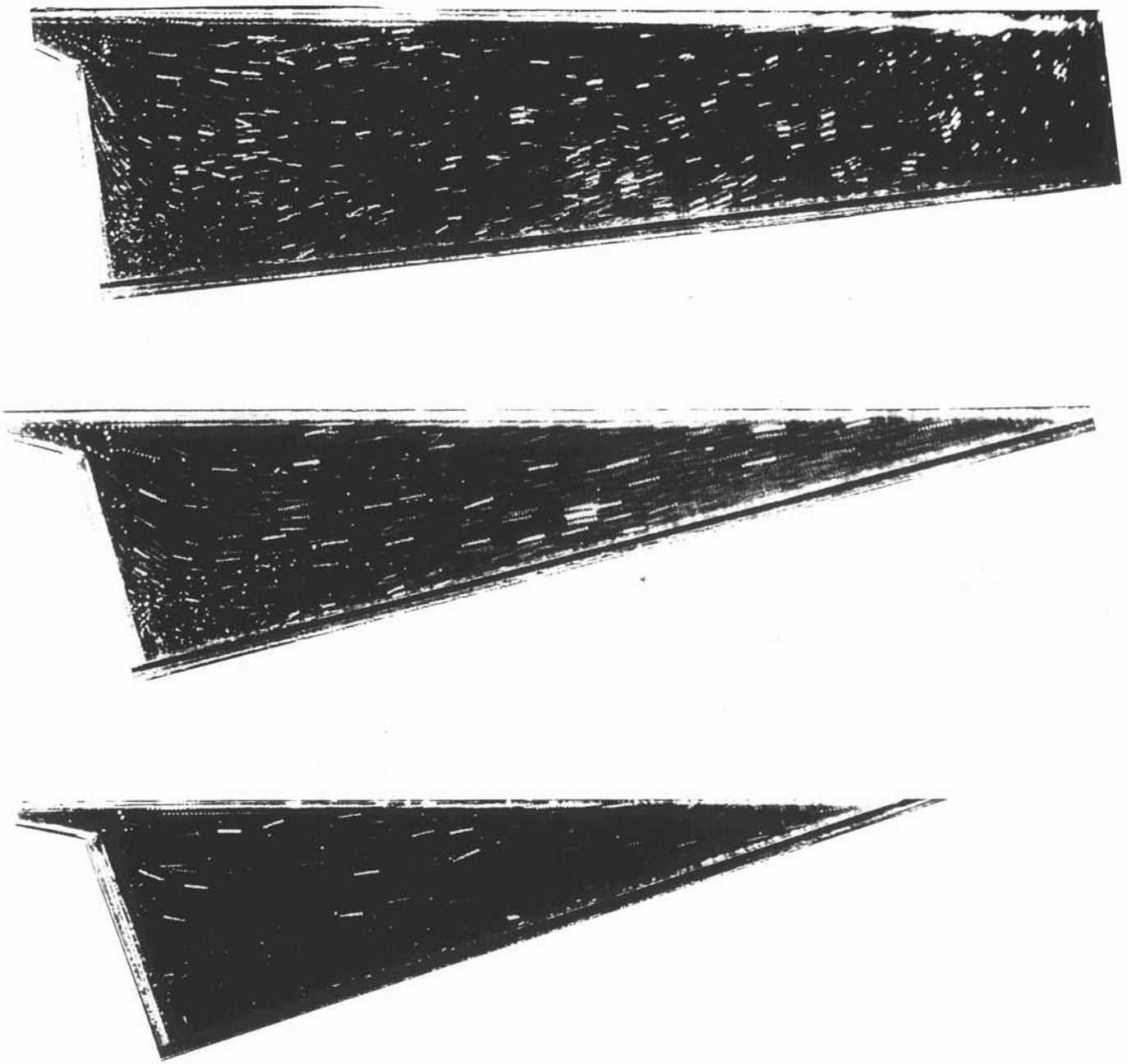
5.2. Photos de l'écoulement.

Pour avoir une intensité lumineuse maximale réfléchie par les particules, nous avons utilisé le laser à pleine puissance (2 Watts). Sur la trajectoire du faisceau laser, nous avons installé un stroboscope. Ce dernier nous permet de "découper" les trajectoires des particules. Les photographies, lors de la verse, sont réalisées pour un temps de pause de 1s pour pouvoir suivre les particules sur cette période. Ce temps de pause ne doit pas être trop grand car le niveau du fluide bouge assez vite. L'ouverture de l'appareil photo est ensuite réglée de façon à obtenir des trajectoires les plus contrastées possible. Le stroboscope a été réglé de façon à avoir 9 points visualisant les trajectoires des particules.
Les photos présentées sur les pages suivantes ont été réalisées suivant ce principe. Les trois premières sont prises pour une vitesse de verse élevée (21°/min), et les trois suivantes correspondent à une vitesse de 9°/min.



10 cm

Photographies de l'écoulement pour une vitesse de verse de 21°/min
pour les positions de verse de 9°, 15° et 18°



10 cm

Photographies de l'écoulement pour une vitesse de verse de 9°/min
pour les positions de verse de 9°, 15° et 18°

Ces deux vitesses de verse montrent la limitation de ce système de visualisation. Pour une vitesse élevée, nous avons une bonne visualisation du déplacement des particules sur une période de 1 s, par contre la surface libre bouge très rapidement. On ne peut donc plus observer ce qui se passe au voisinage de la surface. Pour la vitesse de verse de 9°/min, le déplacement de cette surface est plus petit, mais le déplacement des particules est plus difficile à observer.

5.3. Champs de vitesse.

Pour déterminer ces champs de vitesse, nous mesurons manuellement les déplacements des particules sur une période de une seconde. Ces vitesses moyennes sont déterminées sur des nœuds d'une grille que nous posons sur les photos. Lorsqu'il n'y a pas de particule en ces points, nous interpolons les déplacements par rapport aux plus proches voisins. Ainsi, nous obtenons les champs de vitesses suivants :

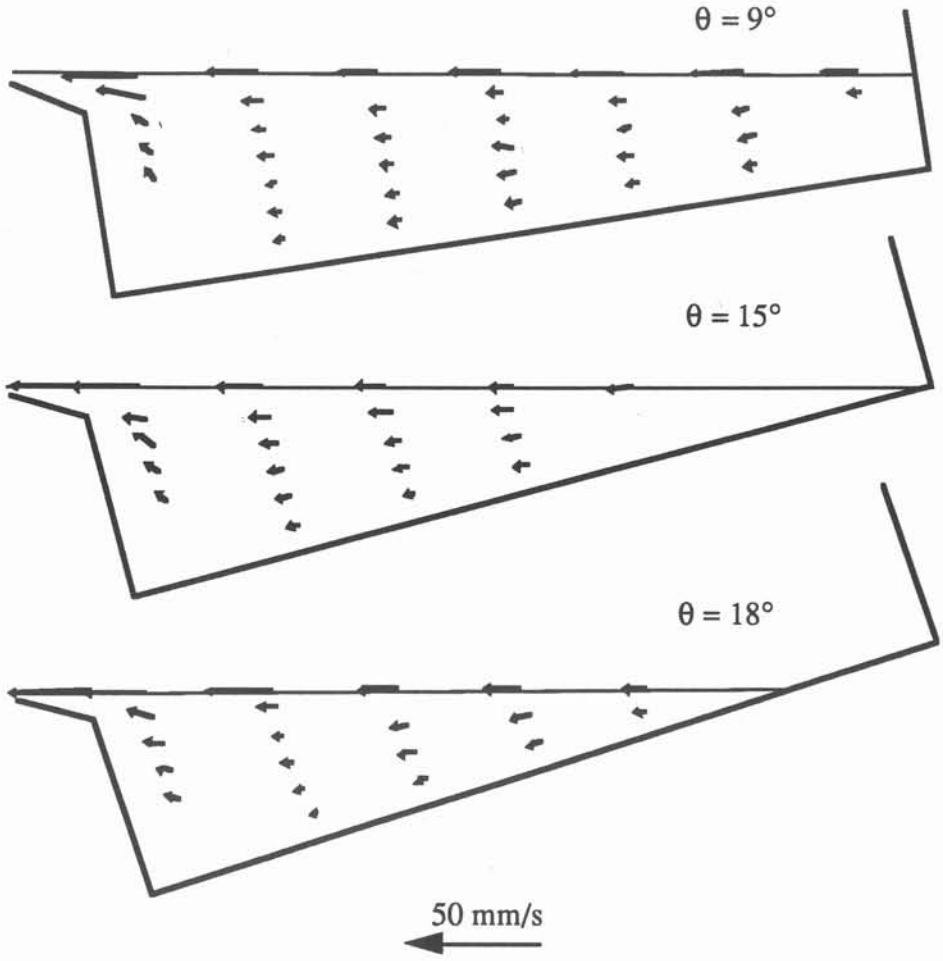


Figure 2.51 : Champs de vitesse correspondant à une verse de 9°/min
pour les positions de 9, 15 et 18°

Pour avoir des champs de vitesse plus précis, nous avons filmé les verses en effectuant différents zooms, notamment au niveau du bec de verse où les gradients sont importants. Le dépouillement de ces films nous a permis d'obtenir des champs de vitesse près du bec de façon très précise. La figure suivante donne un exemple des résultats obtenus.

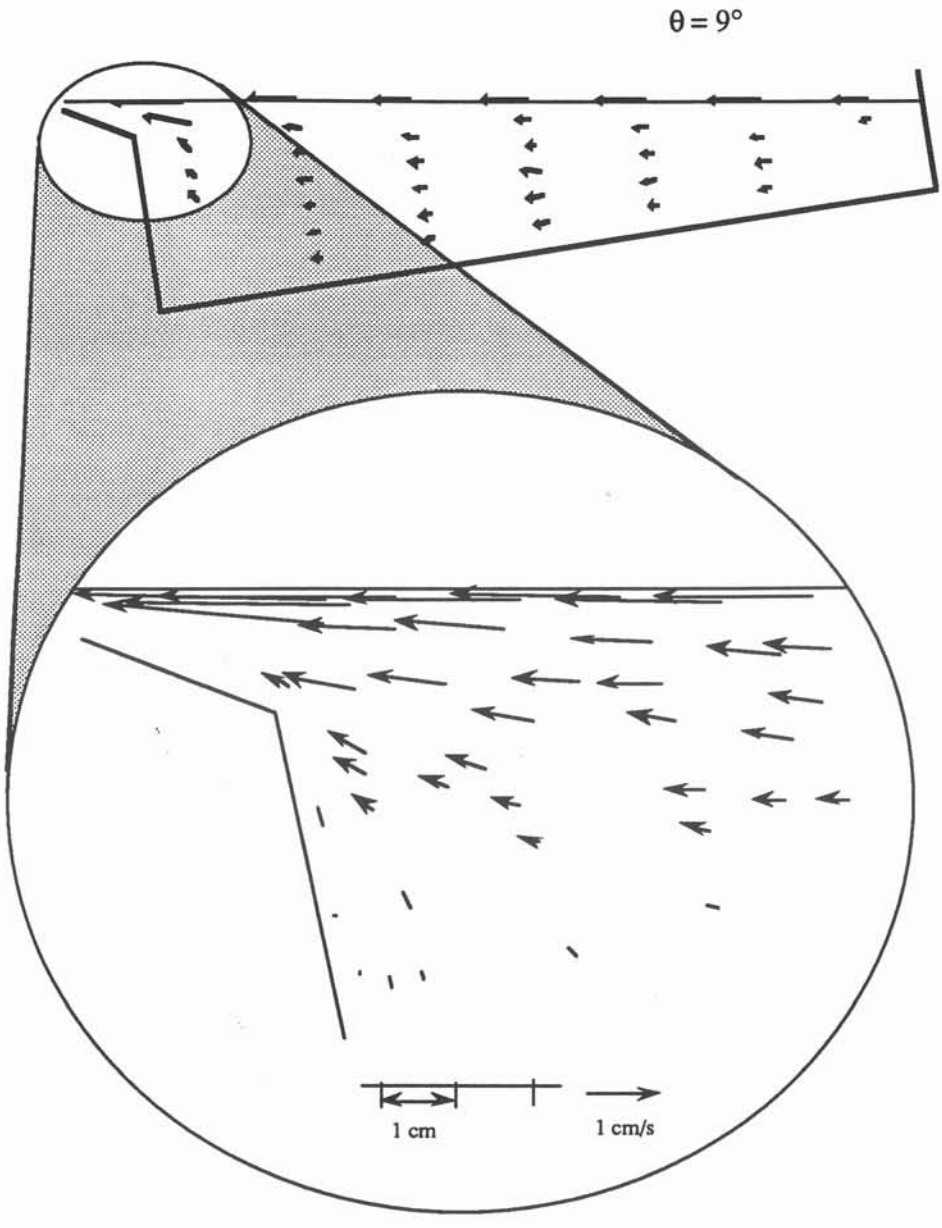


Figure 2.52 : Champs de vitesse correspondant à une verse de 9°/min pour la position 9°

On remarque, sur l'ensemble des photos et champs de vitesse que l'écoulement est lent et relativement homogène dans la quasi totalité du bain (4 mm/s). Il n'y a qu'au niveau de la surface libre, et surtout près du bec que les vitesses sont fortement accélérées. Les gradients de vitesse sont d'autant plus importants que l'on se rapproche du bec de vidange où la vitesse peut atteindre 40 mm/s, soit dix fois la vitesse caractéristique du bain.

5.4. Lignes de courant.

Grâce aux photographies, on peut tracer des lignes tangentes au déplacement des particules à un instant donné. Ce déplacement, sur une seconde est directement lié aux vitesses des particules, moyennées sur une seconde. On considère néanmoins ces trajectoires comme des lignes de courant.

Ainsi, nous avons les lignes de courant suivantes :

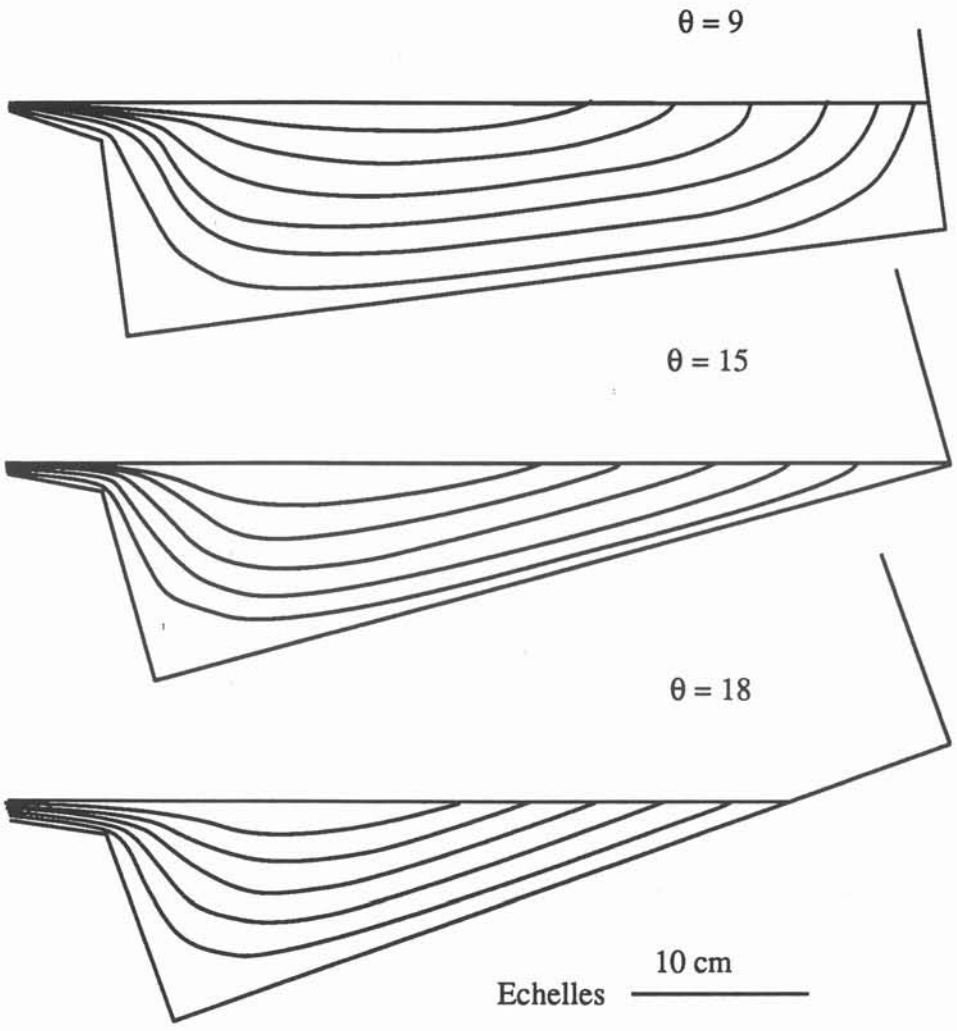


Figure 2.53 : lignes de courant correspondant à une verse de 21 °/min
pour les positions de 9, 15 et 18°

On peut remarquer qu'il n'y a pas de recirculation , seulement une zone peu étendue d'eau morte dans le coin à gauche. Les lignes de courant convergent vers le bec de verse. Près de la surface, elles sont horizontales, et au fond de la maquette, elles suivent la paroi.

5.5. Conclusions.

Grâce à la mise en œuvre de la maquette 2D, nous avons pu caractériser l'écoulement induit par la rotation de la maquette. Conformément aux analyses, cet écoulement est lent dans le bain, et fortement accéléré près du bec de vidange. Il ne présente pas de recirculation , mais uniquement une zone d'eau morte dans le coin près du bec.

Le dépouillement du champ de vitesse réalisé sur les photos et les films est fort utile pour la validation des simulations numériques 2D effectuées sur la verse de la maquette en eau. Ces validations sont présentées au § 2.3.4.

CHAPITRE III

SIMULATION NUMERIQUE

Ce chapitre de thèse rapporte le travail que nous avons effectué afin de simuler l'écoulement de verse et de déterminer numériquement le transport des inclusions lors de la verse d'un four d'aluminium.

Le paragraphe 2 est dédié à la simulation des écoulements. L'écoulement lors de la verse subit des forces thermoconvectives. Nous avons étudié dans un premier temps l'écoulement de verse sans thermoconvection. Un essai simple de prise en compte de ces termes a ensuite été tenté.
L'écoulement de verse possède des caractéristiques physiques qui le rendent particulièrement difficile à simuler. Cet écoulement est instationnaire et présente une surface libre évolutive dans le temps. De plus, l'existence d'un jet de vidange le rend localement fortement accéléré et turbulent. Vu la complexité de cet écoulement et l'absence complète, à notre connaissance, de référence à ce sujet, nous ne modéliserons pas d'écoulement 3D, mais des écoulements 2D qui sont moins coûteux en temps de calcul et taille mémoire. Tack*, Joo & Guthrie* et Ilegbusi & Szekely* ont effectué des modélisations d'écoulement d'acier en 3D, mais ceux-ci ne font pas intervenir de surface libre mobile ou déformable. De plus, ils sont simulés comme des écoulements stationnaires, c'est-à-dire loin des conditions de verse qui nous intéressent.
La simulation de la verse est effectuée en premier lieu sur un récipient correspondant à la maquette en eau à deux dimensions, afin de comparer l'écoulement calculé à celui obtenu expérimentalement. Une fois ces comparaisons effectuées, nous avons transposé les conditions de la simulation au cas de la verse du four industriel, 2D lui aussi.
L'écoulement de thermoconvection est calculé sur la configuration complète du four 2D d'aluminium, c'est-à-dire en tenant compte des échanges thermiques à travers les parois réfractaires. Cette simulation est ensuite réalisée pour trois inclinaisons du four.

Le paragraphe 3 présente les premiers résultats de transport des inclusions.

1. INTRODUCTION.

L'écoulement de verse que nous voulons simuler est très complexe, et donc difficile à calculer. En effet, cet écoulement possède quelques particularités qui accroissent les difficultés de la simulation.

1- Cet écoulement est instationnaire.
2- Il ne conserve pas le volume.
3- Il présente une surface libre isobare qui bouge continuellement par rapport au récipient de verse.
4- Il possède un jet de vidange.
5- Il présente une très forte accélération du fluide. La conséquence est un changement de régime laminaire / turbulent au voisinage du bec.

Nous avons vu lors des analyses phénoménologiques que cet écoulement possède un nombre de Reynolds dans le bain compris entre 300 et 700 pour le cas de la maquette et entre 2000 et 4000 pour le four . Au voisinage du bec, ces nombres sont plus élevés (respectivement $8 .10^3$ et $7 .10^4$ pour les écoulements dans la maquette et dans le four), l'écoulement y est turbulent.

On sait que le modèle de turbulence le plus couramment utilisé (k-ε) est licite lorsque le niveau de la turbulence est élevé, c'est-à-dire pour des nombres de Reynolds élevés. De plus, ce modèle ne permet pas de traduire correctement la turbulence au voisinage d'une surface libre. En effet, contrairement à la paroi, la surface libre engendre peu de turbulence et peut se déformer. Enfin, on ne connaît pas la structure de la couche limite, si elle existe, au voisinage d'une surface libre.
Traiter une surface libre comme une paroi, ou comme c'est souvent le cas par une condition de symétrie sans flux, revient à ne pas traduire les phénomènes physiques présents.
Nous présentons en annexe III le modèle de turbulence que nous avons utilisé, ainsi que les résultats obtenus. Ce modèle présente en outre la possibilité d'effectuer des simulations d'écoulement en présence d'une vraie surface libre.

Après une étude de faisabilité (Laboudigue*), le logiciel choisi pour cette simulation fut le code FIDAP, "Fluid Dynamics Analysis Package", commercialisé par la société FDI (Fluid Dynamics International, Inc., 500 Davis St, Suite 600, Evanston Illinois 60201 USA).

Ce logiciel a été choisi en fonction des cinq problèmes à résoudre que nous avons déjà présentés :

1- La simulation d'un écoulement instationnaire est possible avec presque tous les codes de calcul commerciaux.
2- La méthode aux éléments finis, utilisée par FIDAP, est particulièrement adaptée pour le cas où le volume n'est pas constant au cours de la simulation. Ces méthodes sont souvent utilisées pour la souplesse qu'elles offrent dans des géométries complexes.
3- Ce logiciel permet d'introduire une surface libre dont la forme et la position peuvent évoluer au cours du temps. Le code de calcul FLUENT possède peut-être aujourd'hui cette facilité de prise en compte d'une surface libre. Cependant, au moment du choix du logiciel, cette fonctionnalité n'était pas, à notre connaissance, encore disponible.
4- Le code FIDAP permet de simuler des écoulements présentant un jet de vidange.
5- Tous les codes commerciaux sont capables d'effectuer des calculs d'écoulement turbulent par l'intermédiaire de différents modèles de viscosité variable.
   Le modèle (k-ε) est le plus couramment utilisé. Cependant, ce modèle ne permet pas actuellement de décrire correctement la turbulence au voisinage d'une surface libre. Pour éviter de tirer des conclusions hâtives de calcul réalisés avec une surface libre et le modèle k-ε , FIDAP bloque volontairement l'utilisation dans ces conditions. Actuellement FLUENT est, d'après les brochures de présentation, capable de résoudre de tels problèmes. Toutefois, nous n'avons pas vu de tests confirmant la validité des simulations d'écoulements turbulents qui présentent une vraie surface libre avec ce code de calcul.

Les codes de remplissage de moules du type SIMULOR sont utilisables pour de telles simulations car ils peuvent résoudre des problèmes instationnaires présentant une surface libre. Cependant, des essais de faisabilité effectués à Pechiney CRV ont mis en évidence des problèmes de choix de conditions aux limites sur le résultat des calculs.
De plus, le code FIDAP a déjà été utilisé de nombreuses fois à Pechiney CRV pour différents types de problèmes.

La machine utilisée pour les simulations qui font l'objet de ce chapitre est une Silicon Graphics de type Indigo. Cette machine est une IRIS 3000 dont les caractéristiques sont les suivantes : Processeur Risc Mips R3000 (33 Mhz) 33 Mips, 26 SEPCmarks avec une mémoire centrale de 16 Mo.

2. SIMULATION DE L'HYDRODYNAMIQUE.

2.1. Equations.

Les équations classiques à résoudre pour les problèmes d'hydrodynamique incompressible faisant intervenir des transferts thermiques sont les suivantes :

1) Equation de continuité :

$$\mathrm{div}\,(\vec{u}) = 0$$

2) Equation de Navier-Stokes (champ de vitesse) ; si la viscosité est constante :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{u}\nabla)\,\vec{u} = -\vec{\nabla} p' + \rho_0 g \beta \Delta T \; \vec{i_z} + \mu \Delta \vec{u} + \rho_0 \vec{f}$$

Avec ρ_0 : densité du liquide

$p' = p + \rho_0 g z$

g : gravité

β : coefficient de dilatation à température constante du liquide

$\Delta T = T - T_0$

μ : viscosité dynamique du liquide

3) Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\,T = a \Delta T \qquad \text{Avec } a = \frac{k}{\rho C_p}$$

où a est la diffusivité thermique

C_p est la capacité calorifique

k est la conductivité thermique

2.2. Discrétisation des équations.

Comme nous venons de le voir, la formulation mécanique des phénomènes physiques conduit généralement à l'écriture d'un système d'équations différentielles associé à des conditions aux limites, relativement simples en apparence, mais la plupart du temps impossibles à résoudre de manière analytique. Différentes méthodes numériques de résolution des équations ont été développées. En général, ces méthodes consistent à discrétiser (mailler) le domaine de résolution continu en sous-domaines (éléments), dans lesquels on peut effectuer une approximation du système à résoudre. Ces méthodes sont généralement classées en trois grandes familles : différences finies (DF), éléments finis (EF) et intégrales de frontière (IF).
Le logiciel que nous avons choisi pour cette étude utilise la méthode des éléments finis. Le principe de cette méthode est basé sur une formulation intégrale des équations aux dérivées partielles. Le domaine est découpé en éléments de taille variable (éléments finis), sur lesquels on approche l'inconnue par une fonction d'essai, généralement polynomiale. Cette méthode permet de construire un système matriciel d'équations où les inconnues sont les valeurs des variables aux nœuds des éléments. La valeur en un point quelconque d'un élément étant calculée au moyen d'un polynôme d'interpolation.

2.3. Méthodes de résolution.

Nous présentons figure 2.1 un organigramme des fonctions du code FIDAP. Cet organigramme permet de visualiser rapidement les diverses fonctions implémentées dans ce logiciel. Nous les présentons succinctement dans ce qui suit pour justifier les choix que nous avons faits

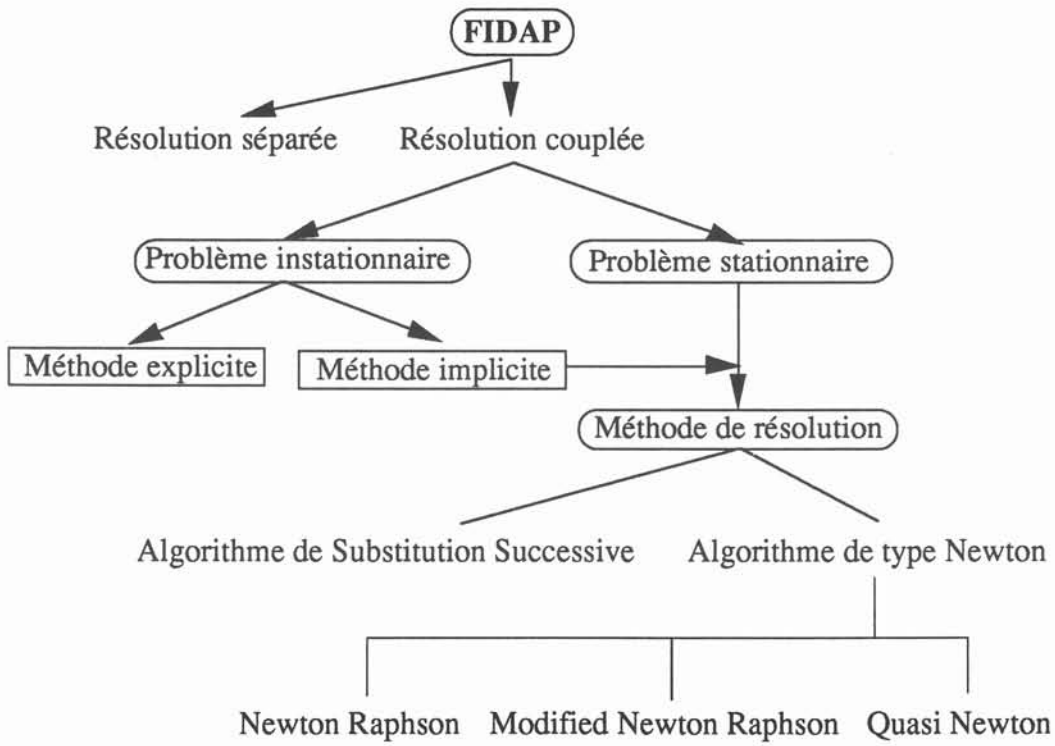


Figure 3.1 : Organigramme des fonctions du code Fidap

2.3.1. Méthodes de résolution dans l'espace.

Il existe dans FIDAP une méthode de résolution séparée. Dans ce cas, le système matriciel d'équations est décomposé en plusieurs sous-systèmes plus petits correspondant à chaque équation. La résolution se fait par une élimination directe de Gauss ou du type Gradient Conjugué. Cette méthode de résolution séparée présente l'avantage d'avoir une résolution plus facile que les méthodes présentées par la suite, mais demande plus d'itérations pour résoudre le système global. Pour une taille de problème croissant (ex: passage d'un cas 2D à un cas 3D), le temps CPU croît moins rapidement avec ce type d'algorithme que pour une méthode de type Newton.
Cependant, cette méthode n'est pas utilisable lorsque les problèmes à résoudre sont instationnaires et possèdent une surface libre.
La méthode de Galerkin appliquée à la résolution des équations de Navier-Stokes stationnaires (ou instationnaires lorsqu'une méthode d'intégration implicite est utilisée), permet d'obtenir un système algébrique d'équations non linéaires de forme matricielle :

$K(u)\,u = F$ où u : vecteur inconnu
K : matrice globale
F : Force + conditions aux limites

Deux types de méthodes de résolution existent dans FIDAP pour résoudre des problèmes mis sous la forme matricielle. Les effets des différentes méthodes de résolution sont donnés par le temps CPU nécessaire pour résoudre un problème, la valeur du rayon de convergence et la vitesse de convergence correspondant à l'algorithme de résolution utilisé.

1- Algorithme de Substitution Successive (SS).

Le schéma d'intégration le plus simple s'appelle " Successive Substitution ". La relation matricielle est discrétisée sous la forme : $K(u_i)u_{i+1} = F$
Avec cette méthode, la vitesse de convergence est faible. Cependant, il est possible de l'augmenter en introduisant le facteur de relaxation α tel que $K(u_i)\,u^* = F$, où u^* est défini par $u_{i+1} = \alpha\, u_i + (1-\alpha)\, u^*$.

Cette méthode, moins sensible que les autres méthodes aux conditions initiales U_0, n'est pas utilisable lorsqu'il existe une surface libre. Nous utiliserons donc une méthode de type Newton que nous présentons maintenant.

2- Algorithme de type Newton.

Ce second type d'algorithme est l'algorithme de Newton où le résidu $R(u) = K(u)u - F$ de l'équation matricielle est annulé numériquement : $R(u) = 0$
Pour cela, les inconnues discrétisées doivent vérifier la relation suivante :

$u_{i+1} = u_{i-1} - J^{-1}(u_i)\, R(u_i)$ c'est à dire

$\boxed{u_{i+1} = u_i - s_i\, H_i\, R_i}$ où R_i est le résidu discrétisé

H_i dépend de la méthode

$0 \leq s_i \leq 1$ est le facteur d'accélération

Cet algorithme de Newton a engendré beaucoup d'autres algorithmes selon le choix de H_i, parmi lesquels se trouvent les trois suivants :

- NR : Newton Raphson : $H_i = J(u_i)^{-1}$
  Le rayon de convergence de cette méthode est plus faible que le rayon de convergence de la méthode SS, cependant la vitesse de convergence est élevée. Cette méthode, sensible au choix des conditions initiales, n'est pas recommandée pour des problèmes tridimensionnels car elle devient coûteuse en temps de calcul.
- MNR : Modified Newton Raphson : $H_i = J(U_o)^{-1}$
  Cette méthode est moins coûteuse que les précédentes car l'inversion de la matrice n'est faite qu'à la première itération. Cependant, comme le rayon et la vitesse de convergence sont faibles, cette méthode n'est recommandée que pour résoudre des problèmes de difficulté modérée.
- QN : Quasi Newton :
  Cette méthode est un compromis entre les méthodes Newton Raphson et Modified Newton Raphson car le jacobien n'est pas inversé à chaque itération. Cette méthode est souvent utilisée car elle comporte les mêmes particularités que la méthode NR (sensibilité aux conditions initiales et vitesse de convergence élevée), mais est moins coûteuse que cette dernière.

On peut aussi pour certaines applications faire une combinaison de ces méthodes. Par exemple, on peut commencer avec une méthode de substitution puis choisir ensuite une méthode type Newton. Ce type de procédure est recommandé pour les problèmes thermiques.

Parmi les trois méthodes disponibles, nous utiliserons la méthode de résolution Newton Raphson car elle donne de bons résultats et possède la vitesse de convergence la plus élevée.

2.3.2. Méthodes de résolution dans le temps.

Le problème que nous traitons est un problème instationnaire. Il faut discrétiser le temps en pas de temps. A chaque pas de temps, une résolution complète du système matriciel suivant est faite :

$$\bar{M}\,\frac{\partial U}{\partial t} + \bar{K}(U)\, U = \bar{F}$$

ou $\bar{M}$ est la "matrice masse", $\bar{K}(U)$ est la "matrice des contraintes", et $\bar{F}$ la "matrice des forces et conditions aux limites".

Pour cette résolution, il existe deux grandes classes de schéma d'intégration de cette équation différencielle du 1er ordre sur le temps : implicite ou explicite.

1- schéma d'intégration explicite :

Le schéma d'intégration explicite appelé " forward Euler " dans FIDAP, s'exprime de la façon suivante: si U_n est solution et dt_n l'incrément du temps, au pas de temps n, la discrétisation de l'équation sur le temps donne:

$$\bar{M}\,\frac{U_{n+1} - U_n}{\Delta_{tn}} + \bar{K}\,(u_n)\,U_n = \bar{F}_n$$

Cette méthode est rapide, simple et proche des phénomènes physiques. Elle possède toutefois un sérieux désavantage : elle n'est stable que si les critères de stabilité suivants sont respectés :

$$\Delta t < \frac{1/2\ k}{\frac{1}{hx^2} + \frac{1}{hy^2} + \frac{1}{hz^2}} \qquad \text{si le problème est diffusif , ou}$$

$$\Delta t \leq \frac{2k}{u^2 + v^2 + w^2} \qquad \text{si le problème est convectif / diffusif}$$

où k est la diffusivité (μ/ρ pour les équations de Navier-Stokes) et hx, hy, hz les éléments de longueur des grilles.
Cette méthode d'intégration est souvent utilisée lorsque les problèmes à résoudre sont gros (cas des simulations en trois dimensions).

2- schéma d'intégration implicite:

* du 1er ordre, appelé " backward Euler " dans FIDAP.
  Dans ce schéma implicite, si U_n est solution et Δt_n l'incrément de temps au pas de temps n, la discrétisation suivant le temps est exprimée sous la forme :

$$\bar{M}\,\frac{U_{n+1} - U_n}{\Delta t_n} + \bar{K}(U_{n+1})\,U_{n+1} = \bar{F}_{n+1}$$

* du 2ème ordre, appelé " trapezoidal " dans FIDAP (pour une précision plus grande).
  Ici la discrétisation suivant le temps est mise sous la forme :

$$\bar{M}\,\frac{U_{n+1} - U_n}{\Delta t_n} + \frac{1}{2}\,(\bar{K}(U_{n+1})\,U_{n+1} + \bar{K}\,(U_n)\,U_n) = \frac{1}{2}\,(\bar{F}_{n+1} + \bar{F}_n)$$

Cette méthode est stable quelque soit l'incrément de temps utilisé. Dans FIDAP, le pas de temps Δt_n peut être fixé ou laissé libre. Avec ce dernier choix le pas de temps est calculé par le code en

fonction de l'erreur et du pas de temps de l'itération précédente. Si le calcul converge vite, alors le pas de temps est augmenté. Cette méthode permet de réduire le temps de calcul nécessaire à la résolution d'un problème.

Pour choisir la méthode d'intégration dans le temps que nous allons utiliser, nous calculons la valeur du critère de stabilité de la méthode d'intégration explicite.
Lors des analyses phénoménologiques, nous avons vu que le nombre de Reynolds dans le bain est de l'ordre de 700 pour le cas de la maquette. La couche limite ($\delta_c = \frac{5L}{\sqrt{Re}}$) vaut donc 23 mm. Pour bien simuler le profil de vitesse à l'intérieur de cette couche nous devons avoir au moins trois mailles dans la couche limite. Ainsi, l'échelle de longueur de la maille est de l'ordre de 7.7 mm. Nous avons pris un nombre de mailles de façon à avoir une échelle de longueur au maximum égale à 6 mm. Dans le bain, les vitesses sont homogènes et voisines de 4 mm/s.
Avec ces ordres de grandeur, le nombre de Reynolds local $Re_l = \frac{u\,hx}{\nu}$ vaut 24. Ce nombre est supérieur à 1, le régime est donc convectif / diffusif, et même plutôt convectif. Le critère de stabilité de la méthode d'intégration explicite est donc $\Delta t \leq \frac{2\nu}{u^2 + v^2 + w^2}$. Avec les échelles précédemment calculées nous obtenons $\Delta t \leq 0.125$ s.
Comme la verse que nous allons simuler est longue ($t > 150$ s), cet incrément de temps est trop petit pour être retenu. Nous utiliserons donc pour la simulation de verse 2D de la maquette une méthode d'intégration implicite qui permet d'avoir un pas de temps adaptatif tout en présentant une bonne stabilité.

2.4. Simulation de la phase de verse.

La modélisation est réalisée sur un récipient de la taille de la maquette 2D (dont les échelles de longueur sont L = 46 cm, h = 12 cm) animé d'une vitesse de verse correspondant aux expériences de visualisation (9° par minute). Le fluide simulé est de l'eau. Ces calculs ont pour but de vérifier la faisabilité et l'accord des résultats numériques avec les résultats de visualisation du champ de vitesses par tranche laser.
Nous présentons dans les paragraphes suivants les conditions aux limites et les méthodes utilisées pour effectuer une simulation de la vidange complète de la maquette. Les résultats numériques sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux du paragraphe 5 du chapitre II.

2.4.1. Conditions aux limites.

1 - Condition de vidange.

Lors d'une vidange expérimentale, la maquette effectue une rotation d'axe perpendiculaire à la gravité. Appliquer cette même démarche à la simulation numérique engendrerait d'énormes complications liées au mouvement des frontières du domaine dans le repère de l'observateur. Il est

beaucoup plus simple d'effectuer les calculs dans un repère lié aux parois de la maquette. La gravité, et donc la surface libre qui lui est perpendiculaire, tourne alors suivant la loi :

$\vec{g} = \vec{g}(t)$, soit $g_x = -g \sin(\theta)$

$g_y = -g \cos(\theta)$,

où θ est l'angle d'inclinaison de la maquette.

Ainsi, la maquette est immobile, et c'est la surface libre qui tourne dans le repère lié à la maquette. Dans ce repère, l'accélération d'un élément fluide est différente de l'accélération absolue dans le repère de l'observateur. Il faut donc en tenir compte lors de la résolution des équations du mouvement dans ce repère mobile (Batchelor*). Ces effets ajoutent dans les équations de Navier-Stokes des forces volumiques notées $\vec{f}$. Pour un repère tournant à une vitesse Ω, ce sont les forces de Coriolis : $-2\vec{\Omega} \wedge (\vec{u}(\vec{X}))$, centrifuge : $-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{X})$, et quand la vitesse de rotation n'est pas stationnaire : $-\frac{d\vec{\Omega}}{dt} \wedge \vec{X}$.

Dans FIDAP il est possible de prendre en compte ces forces pour une vitesse de rotation constante.

A partir des ordres de grandeur des différents termes : d'inertie ($U^2 \div L$) , de viscosité ($\nu\, U^2 \div L^2$), de Coriolis (ΩU) et centrifuge ($\Omega^2 L$), nous déterminons les nombres caractéristiques qui représentent des rapports entres ces différents termes :

- le nombre de Rossby : $\varepsilon = \frac{U}{\Omega L}$ représente le rapport des effets d'inertie aux effets de Coriolis et aussi le rapport des effets de Coriolis aux effets centrifuges.
- le nombre de Ekman : $E = \frac{\nu\, U}{\Omega L^2}$ représente le rapport des effets visqueux aux effets de Coriolis.

Le calcul de ces nombres caractéristiques donne : $\varepsilon = 7.64$ et $E = 7.6\ 10^{-5}$

où $\nu = 10^{-6}$ Poiseuille

$\Omega = 9°/\text{min}$ ($2.62\ 10^{-3}$ rad/s)

$L = 0.1$ m

$U = 2\ 10^{-3}$ m/s

Ceci signifie que :

- les effets visqueux et centrifuges sont très inférieurs aux effets de Coriolis,
- les effets de Coriolis sont bien plus faibles que les effets d'inertie.

Lorsque les effets de Coriolis influencent l'écoulement, le nombre de Rossby est voisin de un. Cela correspond à une vitesse de verse de 69°/min, c'est-à-dire un débit de vidange beaucoup plus élevé que les débits utilisés dans la pratique.

Ainsi, la simulation de la verse de la maquette avec une vitesse de 9°/min ne nécessite pas de prendre en compte les forces de Coriolis et les forces centrifuges. Toutefois, vu les potentialités du logiciel utilisé, nous avons réalisé des essais de simulation incluant ces forces. Ces essais ont confirmé l'approche en ordre de grandeur précédemment présentée.

2 - Condition de surface libre.

Notre problème fait intervenir une interface liquide / gaz que l'on appelle surface libre. L'évolution de cette surface est modélisée par l'équation suivante :

$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u}.\nabla S = 0$ où $S(\vec{x}, t)$ représente l'équation de la surface.

Si la tension de surface varie (cas des effets thermocapillaires), il faut résoudre des équations supplémentaires sur les contraintes à la surface libre. Dans le cas qui nous intéresse, aucun effet de ce type n'est pris en compte.

Dans FIDAP, il est possible de résoudre des problèmes faisant intervenir une surface libre, en autorisant la surface à bouger suivant des directions déterminées. Le maillage est alors déformable. Les degrés de liberté supplémentaires sont associés aux noeuds mobiles pour déterminer leur position. L'équation précédente est alors résolue.

3 - Conditions de parois.

Comme nous effectuons les calculs dans le repère mobile lié à la maquette, les conditions de vitesse sur les parois sont des conditions de vitesses nulles, sans glissement. Ainsi, nous imposons sur toutes les parois $U_x = U_y = 0$.

4 - Condition pour le jet de vidange.

La condition utilisée dans FIDAP en sortie de la maquette est la condition $\frac{d\sigma}{dn} = 0$, où σ représente la contrainte sur la frontière considérée. Cette condition correspond à celle d'un écoulement établi, c'est-à-dire semblable à un écoulement dans un canal. Or au niveau du jet de vidange, l'écoulement est fortement accéléré en raison du rétrécissement de la section de passage et ne peut être considéré comme établi.

Suivant une suggestion de Ph. Massé*, nous avons introduit un bec en sortie de longueur égale à 5 fois la hauteur du jet, créant ainsi une sorte de canal.

Cependant, comme la surface libre du liquide bouge dans le repère du calcul, il faut que le fond de ce canal bouge de la même façon, afin que la hauteur de fluide dans ce canal soit constante pendant la verse. Le fond de ce canal doit donc tourner à la même vitesse que la gravité, comme le montre la figure suivante.

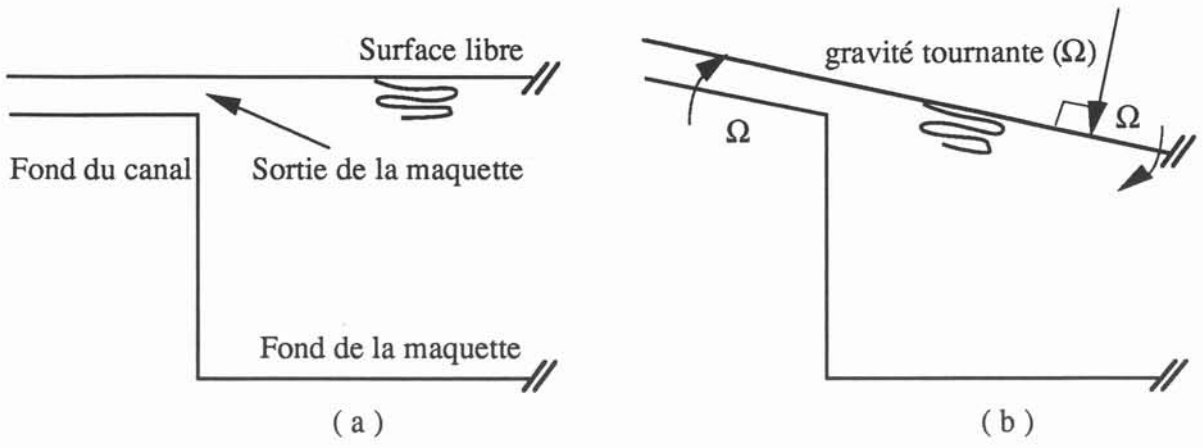


Figure 3.2 : Positions des surfaces mobiles
(a) à t = 0 s (b) à t > 0 s

Dans FIDAP, il n'est pas possible d'imposer une rotation à une paroi de façon simple, et la mise en œuvre de ce dispositif a demandé une attention toute particulière.
De nombreux tests ont été effectués sur des géométries simples avant d'en appliquer les résultats à la configuration réelle.
La solution retenue est de définir le fond du canal comme une surface libre au sens de FIDAP puis d'imposer la position de chaque point de cette surface en fonction du temps. Pour ce faire, nous avons créé un sous-programme appelé pour chaque point de la surface. Ce programme lit dans un fichier les coordonnées qui correspondent au point appelé puis calcule à partir de ces coordonnées, la position théorique de ce point à chaque pas de temps suivant la loi

$Y_p = Y_{p\,(t=0)} + (X_p - X_o)\tan(\theta)$ où Y_p est l'ordonnée calculée du point appelé,

$Y_{p\,(t=0)}$ est l'ordonnée du point appelé au temps initial,

X_p est l'abscisse du point appelé,

X_o est l'abscisse de l'axe de rotation, et

θ est l'angle d'inclinaison de la maquette.

Cette méthode nécessite seulement de créer, avant le calcul, un fichier où sont classées les coordonnées des points de la surface.

Nous avons résumé sur la figure 3.2 les conditions aux limites qui viennent d'être présentées.

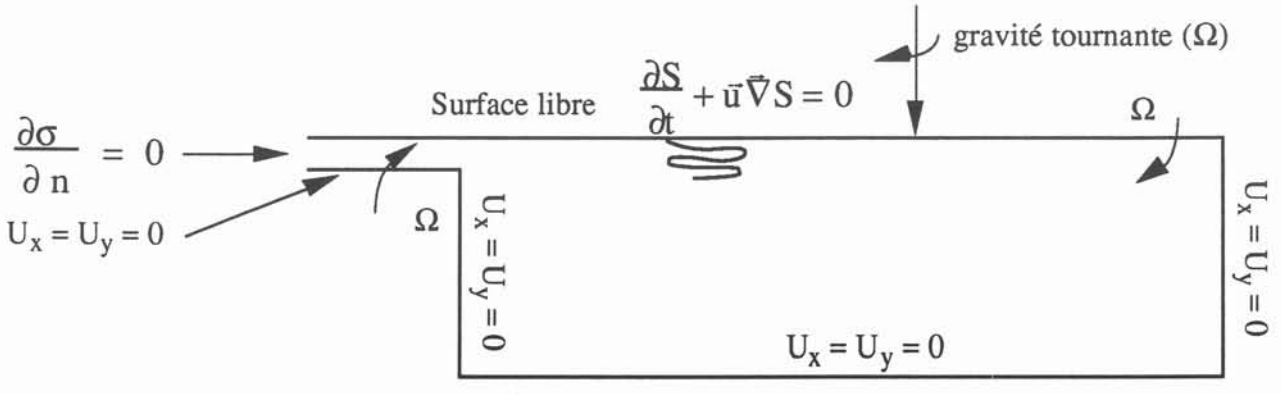


Figure 3.3 : Conditions aux limites utilisées

2.4.2. Modélisation de la turbulence.

Nous avons vu au § 2.1.2 du chapitre II que l'écoulement dans la maquette présente un nombre de Reynolds passant de 700 dans le bain à 10000 au niveau du jet de vidange. En conséquence, près de ce jet, l'écoulement est beaucoup plus turbulent que dans le bain. De plus, des premiers essais de simulation de la verse de la maquette 2D avec une viscosité 1000 fois supérieure à celle de l'eau ont montré (Cf. introduction de l'annexe III) que cette valeur de la viscosité ($\mu = 1$) est proche de la viscosité effective près du bec. Cependant, cette valeur est beaucoup plus élevée que la viscosité effective dans le bain où le degré de turbulence est faible. Ainsi, la simulation des écoulements de verse nécessite d'utiliser un modèle de viscosité variable. L'annexe III présente les différentes modélisations envisageables et les performances du modèle choisi.
FIDAP n'autorise pas l'utilisation du modèle de turbulence implémenté (k-ε) en présence d'une surface libre. Il autorise par contre l'introduction d'une viscosité variable en fonction de la vitesse et de ses dérivées. Nous avons choisi d'implémenter le modèle le plus rustique après celui d'une viscosité effective constante, c'est à dire le modèle de la longueur de mélange. Dans ce modèle, la viscosité turbulente est calculée de la manière suivante :

$$\mu_e = \mu_0 + \mu_t \qquad \text{avec} \qquad \mu_t = \rho\, l_m^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}$$

Pour effectuer la mise au point de ce modèle, nous avons réalisé un certain nombre d'essais sur un cas test présentant un étranglement ressemblant à ce qui se passe dans la maquette. Cette configuration est présentée sur la figure suivante.

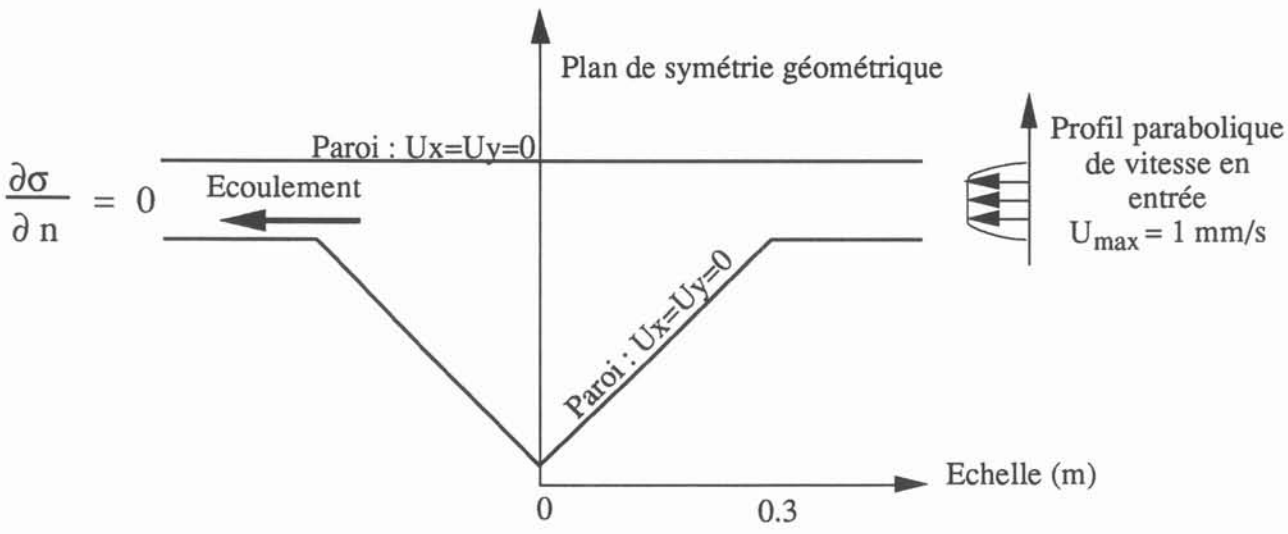


Figure 3.4 : Conditions de la simulation sur le cas test

Grâce à ce cas test, nous avons pu :

1- caler la valeur de la longueur de mélange,
2- vérifier la performance de ce modèle de calcul de la viscosité,
3- mettre en évidence les limitations d'un tel modèle.

1- Sur cette configuration, nous avons comparé les résultats de simulation avec le modèle de longueur de mélange, avec ceux obtenus avec la viscosité moléculaire.

Avec une valeur constante de la longueur de mélange égale à 10 cm soit 25% de l'échelle de longueur (c'est-à-dire la dimension du domaine dans le plan de symétrie), l'écoulement obtenu ne présente pas de vortex comme dans le cas d'une longueur de mélange de l'ordre de 4 mm (soit 1% de l'échelle de longueur). Ces types d'écoulement sont présentés sur la figure 3.5 (a) et (b).

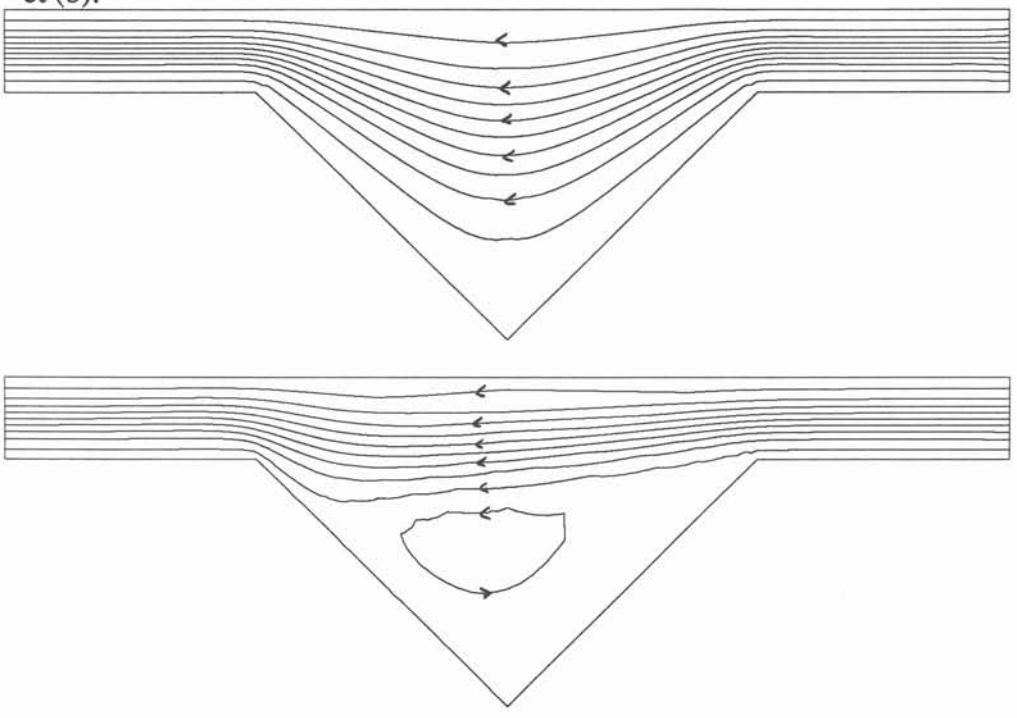


Figure 3.5 : Lignes de courant obtenues avec le modèle de longueur de mélange sur le cas test
(a) $l_m = 25\%$ L (b) $l_m = 1\%$ L

Avec la longueur de mélange $l_m = 1\%$ L, nous retrouvons exactement l'écoulement simulé avec le modèle de viscosité constante $\mu = \mu_0$ (μ_0 : viscosité moléculaire de l'eau). La figure suivante présente une comparaison des vitesses obtenues pour différentes conditions de la simulation sur la section centrale présentée sur la figure 3.4.

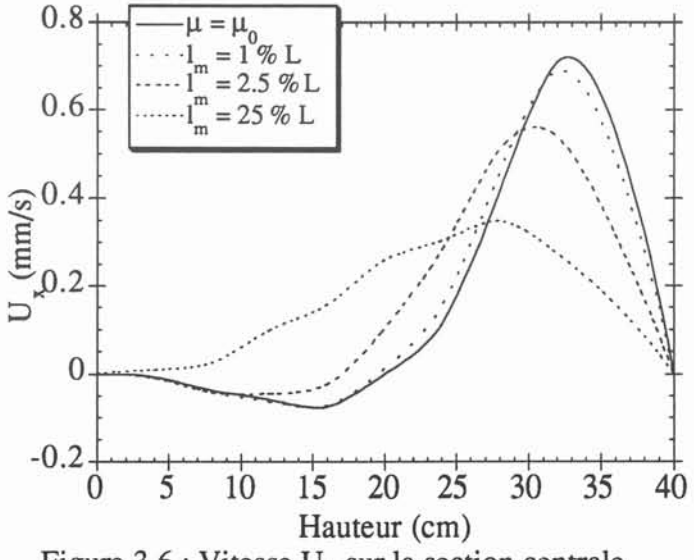


Figure 3.6 : Vitesse U_x sur la section centrale

La longueur de mélange l_m = 1% L donne des résultats très comparables aux résultats obtenus avec la viscosité moléculaire. Cette valeur de la longueur de mélange est en accord avec les échelles de la turbulence classiquement utilisées qui sont de 5 à 20 % de l'échelle de longueur suivant l'intensité de la turbulence. Ici le nombre de Reynolds de cet écoulement est voisin de 400, il est donc très faiblement turbulent au niveau de l'étranglement. La valeur de 1% est donc suffisante.

Pour le cas de la verse de la maquette, qui est légèrement plus turbulent, une valeur supérieure de la longueur de mélange est attendue.

La longueur de mélange pour ce cas de la verse de la maquette a été calée à partir des intensités des vitesses issues des visualisations expérimentales et des calculs de l'ordre de grandeur de la viscosité effective (Cf. Annexe III). Ainsi, une longueur de mélange de 5 mm égale à 5% de la hauteur caractéristique permet d'obtenir les valeurs de viscosité attendues, c'est à dire une viscosité proche de celle de l'eau dans le bain (μ = 0.001 Poiseuille) et une viscosité proche de 1 Poiseuille dans le jet de vidange.

2- Ce modèle de longueur de mélange est très performant pour des simulations portant sur un écoulement ne présentant pas de surface libre (Cf. Annexe III). Ils sont en parfait accord avec ceux issus de la simulation avec le modèle k-ε. Une comparaison des vitesses obtenues pour différentes conditions de la simulation sur la section verticale du plan de symétrie géométrique du coin est présentée sur la figure suivante.

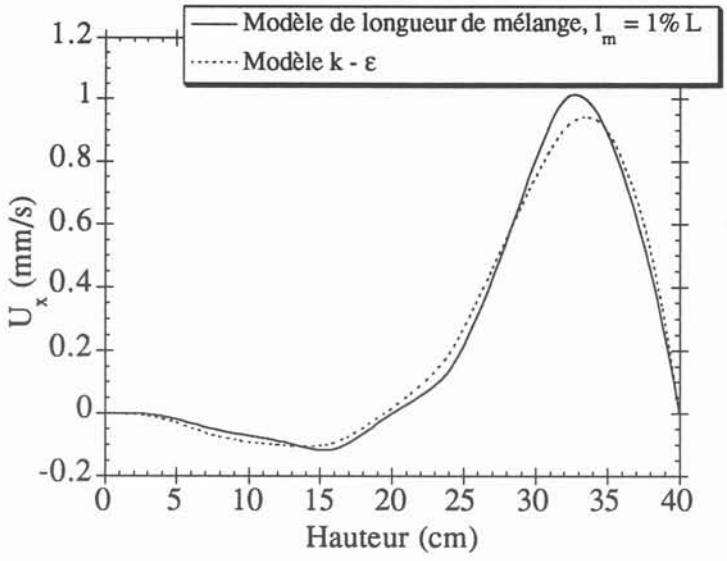


Figure 3.7 : Vitesse U_x sur la section centrale

Les vitesses calculées par ces deux modèles différents sont comparables.

3- Ce modèle de longueur de mélange comporte néanmoins quelques faiblesses.

En effet, la présence d'une surface libre implique une forte sensibilité des calculs aux perturbations.

Lorsque nous remplaçons la paroi supérieure par une surface libre dont les points extrêmes sont fixés, le calcul s'effectue comme précédemment. Par contre si nous laissons libres ces derniers points, il apparaît alors des instabilités de surface situées sur ces points qui font diverger le calcul.
De telles instabilités existent aussi dans les cas de simulations des verses de la maquette. Notamment les premières simulations de verse sans le bec tournant ont montré la présence de ce type d'instabilités, situées au niveau du jet de vidange, qui finissent par faire diverger le calcul. Avec le canal de sortie de la maquette, que nous avons installé, la surface libre est stabilisée et nous n'observons plus ce type d'instabilités.

La faiblesse de ce modèle de calcul de la viscosité turbulente est que la longueur de mélange est constante alors que les niveaux de turbulence sont différents au voisinage des parois, dans le bain et dans le jet de vidange.

Un autre inconvénient de ce modèle est qu'il fait intervenir les gradients des vitesses.
Le principe même de calcul des gradients implique une sensibilité élevée des simulations effectuées avec le modèle de longueur de mélange à la forme géométrique des mailles et à leur déformations. Ces déformations peuvent être relatives à l'espace, d'un élément au suivant, ou au temps, modification d'un élément au cours du temps. Le choix de la méthode de calcul peut permettre de réduire les discontinuités des gradients de vitesse d'un élément à l'autre, et donc d'améliorer les résultats.
Ainsi, les erreurs de calcul sur ces gradients de vitesse se retrouvent dans le calcul de la viscosité.

Nous présentons dans le paragraphe suivant différents tests réalisés pour s'affranchir de la sensibilité des calculs au type de maille et à la méthode de calcul des gradients utilisée. Dans un premier temps, les répartitions, densité et forme des mailles sont testées pour rechercher le maillage optimum. Puis, nous présentons les résultats obtenus pour différentes méthodes de calcul des gradients de vitesse.

2.4.3. Résultats / Optimisation du maillage.

Les premiers résultats de simulation numérique de verse ont montré une extrême sensibilité des résultats des calculs au maillage. Nous présentons ici la démarche suivie pour obtenir un maillage que nous pensons être optimum. La vitesse de verse choisie pour la simulation est de 9° par minute.

1- Répartition des mailles.

La présence d'une discontinuité dans la répartition des mailles peut induire des différences importantes sur les écoulements calculés, comme le montre l'exemple suivant.
Ainsi, avec le maillage présenté figure 3.8 (a) qui possède une discontinuité dans la répartition des mailles sous la surface libre, nous obtenons un écoulement présenté figure 3.8 (b).

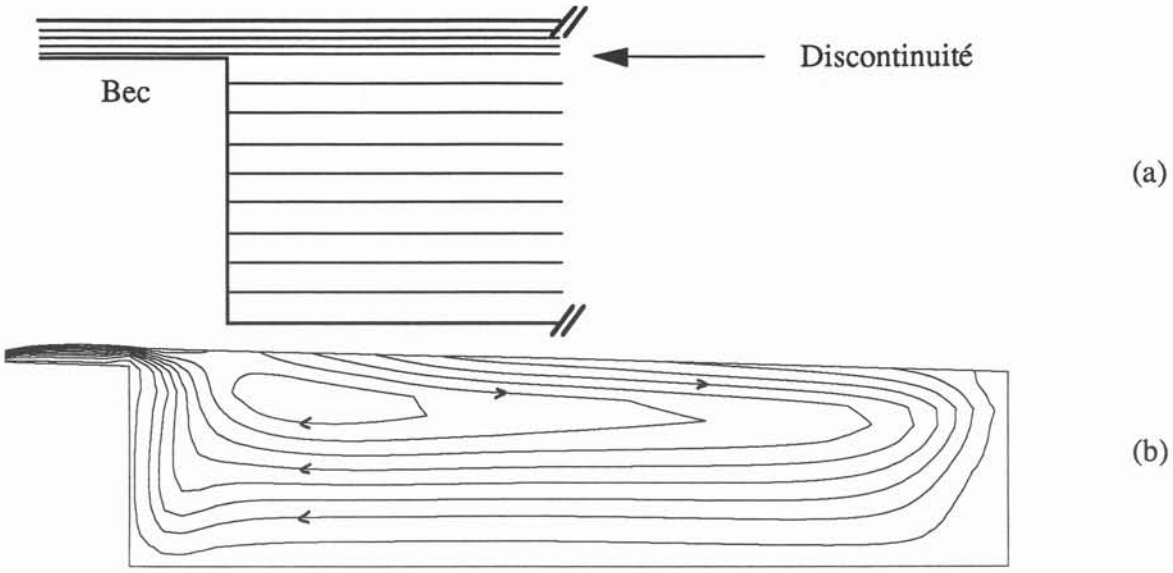


Figure 3.8 : (a) Maillage présentant une discontinuité de taille sous la surface libre
(b) Lignes de courant obtenues à 10 s de verse

Le calcul montre la présence d'un écoulement de fond avec un vortex en surface tournant dans le sens inverse du sens trigonométrique.

Avec le maillage représenté figure 3.9 (a), qui présente une répartition plus régulière, nous obtenons l'écoulement présenté figure 3.9 (b). La répartition des mailles est faite de façon à avoir une longueur caractéristique de maille sous le bec identique à celle des mailles situées entre le bec et la surface libre.

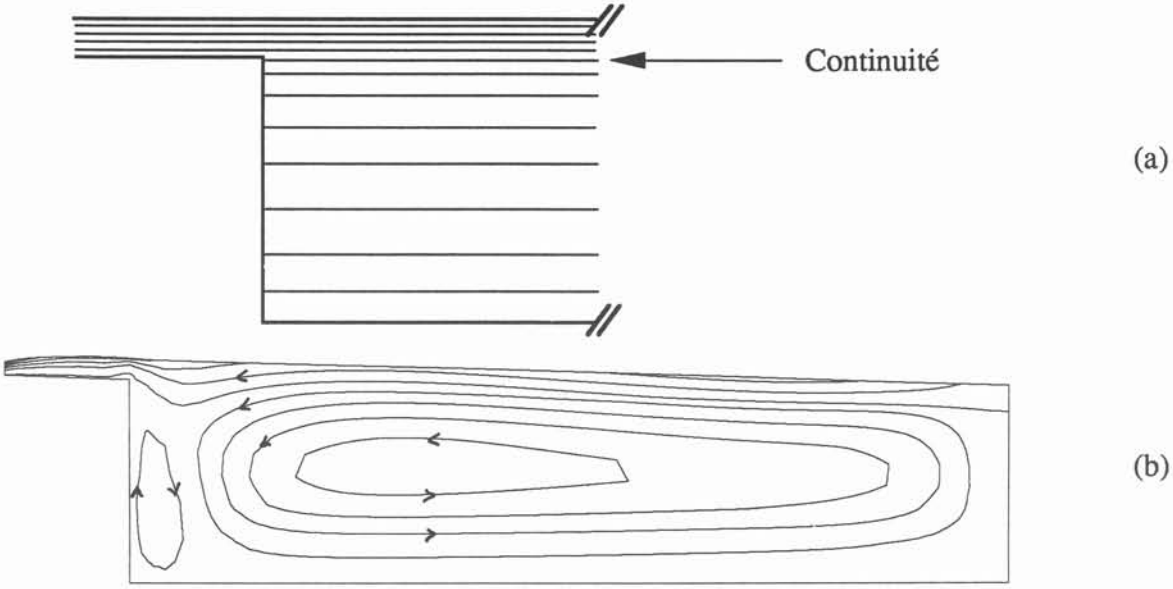


Figure 3.9 : (a) Maillage présentant une continuité de taille sous la surface libre
(b) Lignes de courant obtenues à 10 s de verse

Le calcul montre la présence d'un écoulement de surface avec un vortex au fond tournant dans le sens trigonométrique.

La présence d'une discontinuité de la taille des mailles modifie donc la géométrie de l'écoulement.

L'écoulement présenté figure 3.8, fortement coudé au niveau du bec de verse, est peu probable. De

plus, lors des expériences, nous avons observé un écoulement de surface du type de l'écoulement présenté sur la figure 3.9.
Par conséquent, lors des simulations, la répartition des mailles ne doit pas présenter de discontinuité.

2- Densité du maillage.

Le maillage initial est choisi de façon à avoir au moins 3 mailles dans les couches limites. D'après l'analyse phénoménologique, le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le bain est voisin de 700. Ainsi, l'épaisseur de la couche limite cinématique correspondant à une plaque plane est égale à $\delta = 5\,L\sqrt{\frac{1}{Re}}$ (Schlichting* page 140) et vaut δ = 23 mm d'où une taille de maille $\delta/3$ = 7.7 mm. En prenant 20 intervalles sur la hauteur de fluide de 0.12 m on obtient 4 mailles dans la couche limite, ce qui est suffisant pour que cette couche soit bien simulée.

Cependant, vu le modèle de turbulence choisi, le nombre de points du maillage peut modifier l'allure de l'écoulement calculé.
Ainsi, avec le maillage relativement "grossier" (20 intervalles sur la hauteur x 38 intervalles sur la longueur), l'écoulement obtenu présente deux vortex comme le montre la figure 3.10.

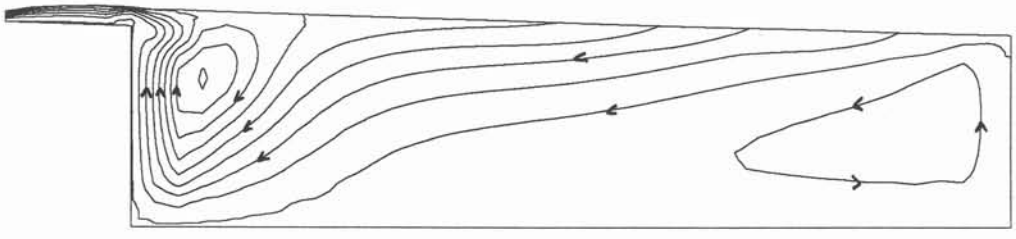


Figure 3.10 : Lignes de courant calculées avec un maillage 38 x 20 intervalles, à 10 s de verse
On observe un vortex tournant dans le sens trigonométrique sur la droite de la maquette et un autre dans le sens inverse au niveau du bec de verse.

Lorsque nous multiplions le nombre de mailles sur la longueur et sur la hauteur, nous supprimons ces deux vortex comme le présente la figure 3.11.

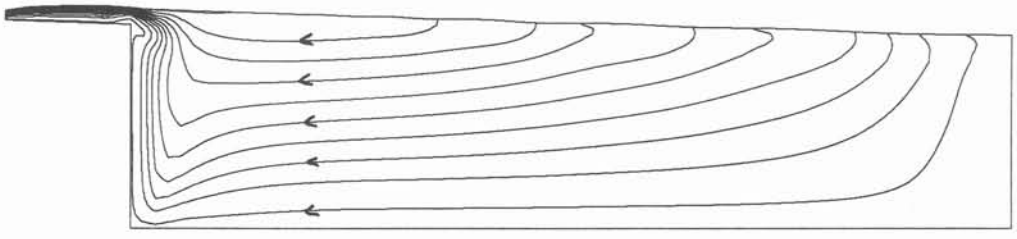


Figure 3.11 : Lignes de courant calculées avec un maillage 70 x 30 intervalles, à 10 s de verse

Avec ce type de maillage, l'écoulement ne présente plus de vortex.

Un maillage encore plus fin n'induit plus de différences notables sur les résultats des simulations. Ce maillage est considéré comme optimum.

3- Déformation des mailles.

L'écoulement présenté sur la figure 3.10 n'est pas satisfaisant car le fluide suit la paroi verticale au niveau du bec de verse. Cette paroi semble aspirer le fluide, le forçant à remonter verticalement, ce qui n'est pas physique. Expérimentalement, nous n'avons pas observé d'écoulement de ce type. Enfin, les calculs divergent après 13 secondes de verse simulée.
Ce phénomène est du à la sensibilité du modèle de calcul de la viscosité aux déformations des mailles. En effet, des calculs effectués avec une viscosité égale à un Poiseuille ne donnent pas ce type d'écoulement, mais un écoulement plus conforme aux visualisations expérimentales. De plus, c'est au niveau de cette paroi verticale que les mailles sont les plus déformées .
Pour réduire la déformation de cette zone, nous avons introduit une paroi inclinée près du bec de verse. Cette géométrie est plus conforme aux géométries des fours industriels. La configuration est la suivante.

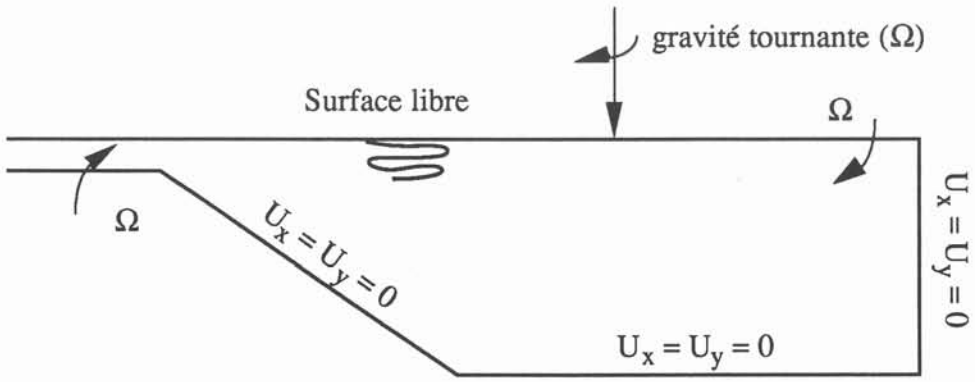
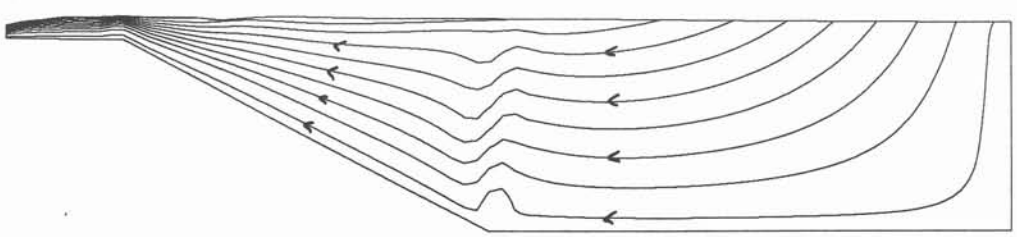


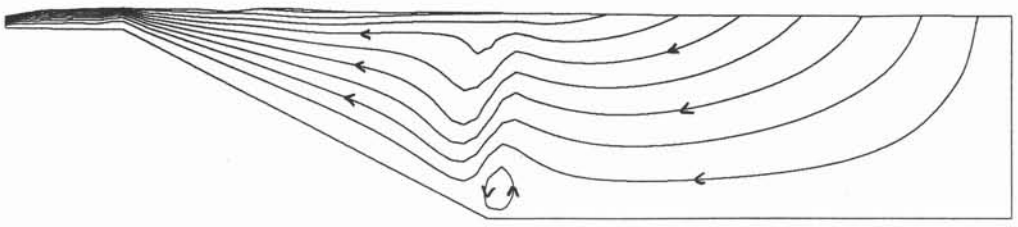
Figure 3.12 : Géométrie de la maquette avec une paroi inclinée
les dimensions caractéristiques sont : L = 45 cm et h = 12 cm

Avec ce type de géométrie, l'écoulement calculé ne présente plus les phénomènes précédemment décrits, mais une perturbation à l'endroit où se trouvent les déformations du maillage apparait et se propage vers la surface. L'écoulement simulé devient non physique et présente un vortex dans la région de déformation du maillage.

La figure 3.13 présente les résultats obtenus avec cette géométrie.



(a)



(b)

Figure 3.13 : Lignes de courant calculées avec la géométrie précédente
(a) t = 1 s (b) t = 2 s

A partir de 2 secondes de verse simulée, le vortex grossit. Le calcul diverge.

Pour réduire la zone de déformation du maillage, nous avons transformé la paroi inclinée en un arc de cercle tangent à la paroi horizontale. La géométrie obtenue est présentée sur la figure suivante.

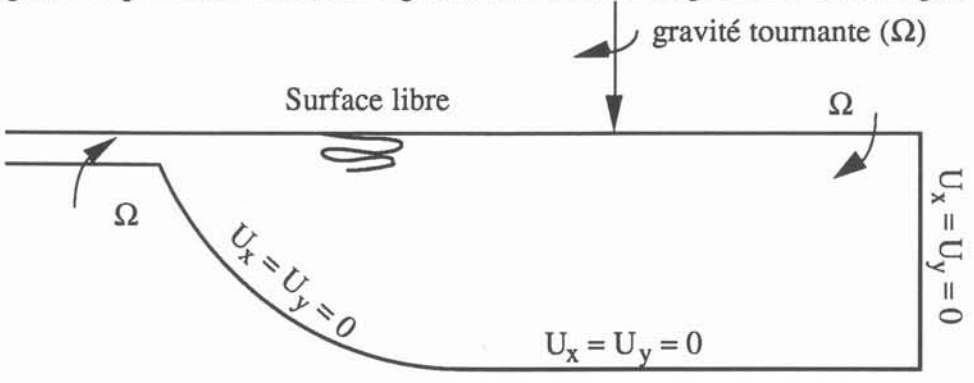
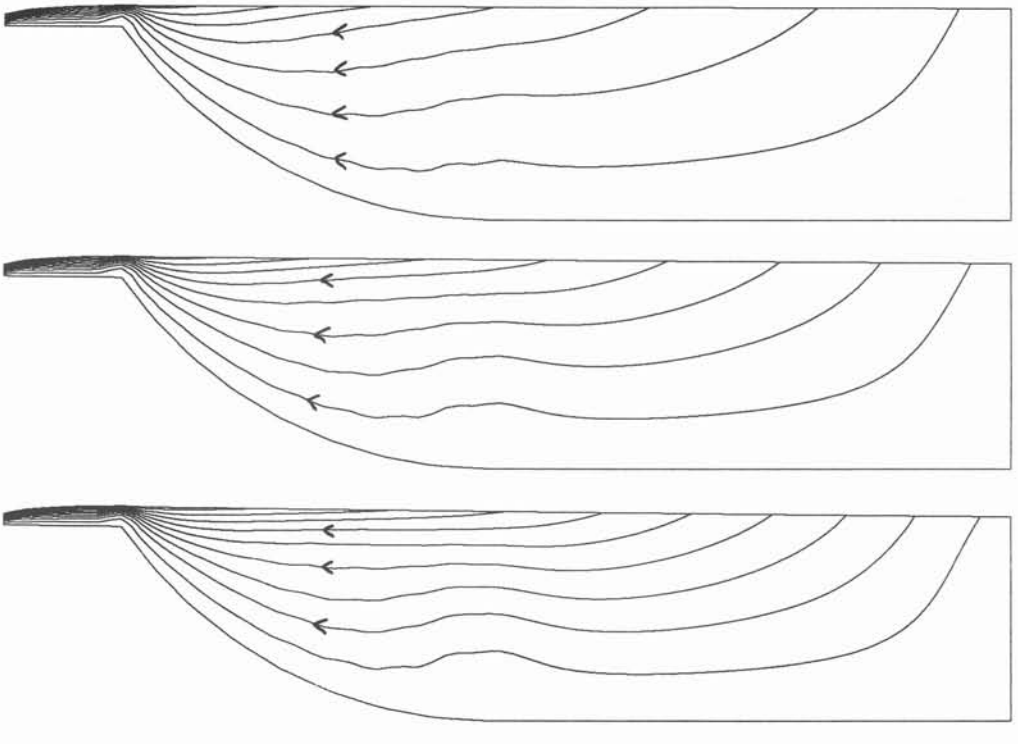


Figure 3.14 : Géométrie de la maquette avec un arc de cercle.

Avec ce type de géométrie les perturbations numériques apparaissent plus tard comme le montre la figure 3.15.



(a)

(b)

(c)

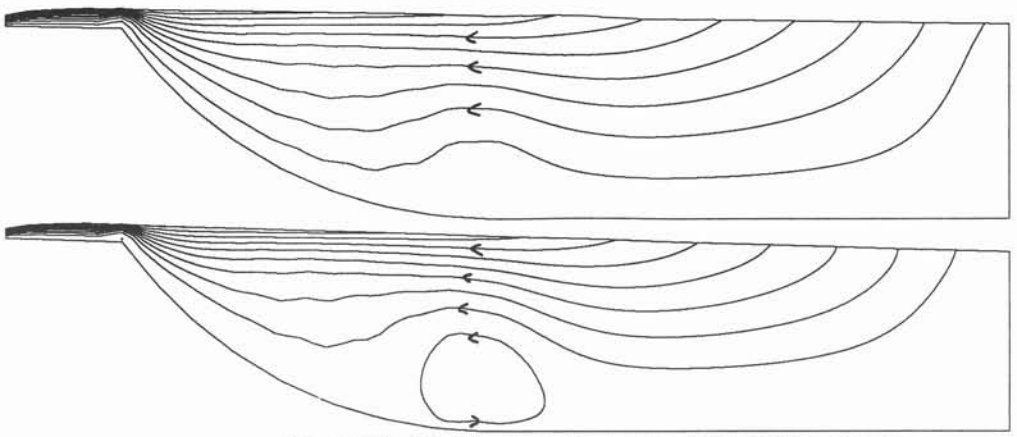


Figure 3.15 : Lignes de courant calculées pour
(a) t = 1 s (b) t = 2 s (c) t = 3 s (d) t = 5 s (e) t = 10 s

Ainsi, l'apparition du vortex, bien que retardée dans le temps, existe. Le calcul finit par diverger après une dizaine de secondes de verse simulée.

4- Type d'élément.

Les instabilités apparaissant au niveau des zones de déformation du maillage sont dues aux discontinuités de calcul des gradients de vitesses d'un élément à l'autre. Afin d'éliminer cet effet parasite, nous avons testé deux types d'élément présentant des méthodes d'interpolation différentes.

Les calculs présentés précédemment ont été obtenus pour des éléments de maillage à 4 nœuds. Pour de tels éléments les interpolations sont bilinéaires. Ainsi d'un élément à l'autre, le gradient de vitesses, représenté par la tangente au profil de vitesse sur la figure 3.16 (a) est fortement discontinu. Pour réduire ces discontinuités, nous utilisons des polynômes d'interpolation de degré plus élevé. La figure 3.16 (b) montre la réduction de ces discontinuités par l'utilisation de polynômes d'interpolation d'ordre 2.

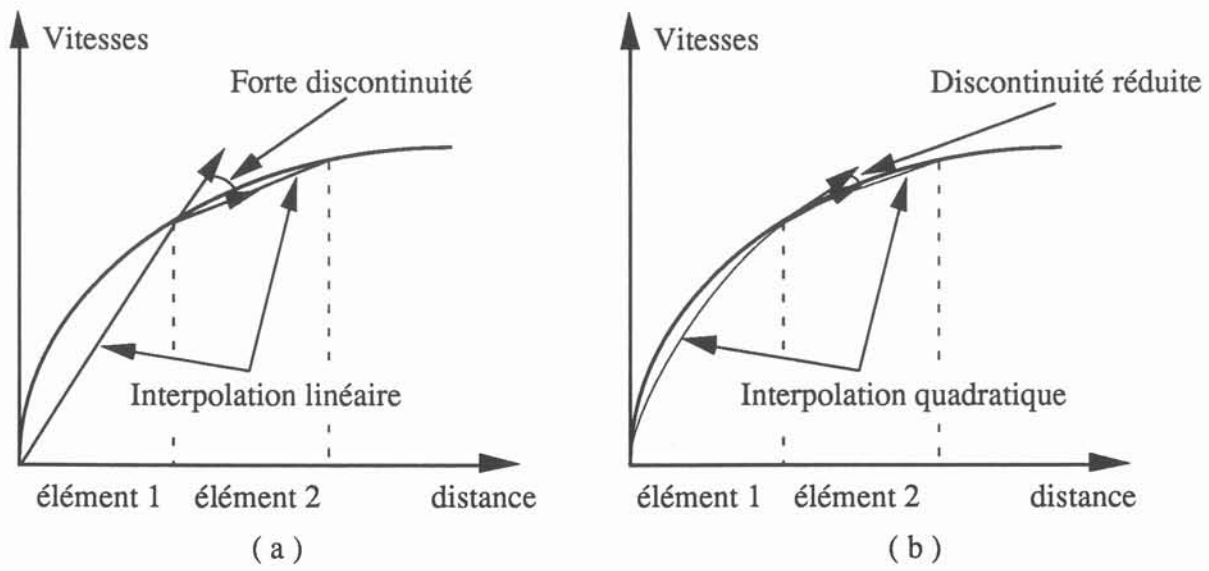


Figure 3.16 : Discontinuité des gradients d'un élément à l'autre
(a) interpolation linéaire (b) interpolation quadratique

Avec de telles interpolations, les erreurs de calcul de la viscosité sont réduites. Pour annuler ces erreurs des polynômes d'interpolation à dérivées continues d'un élément à l'autre sont nécessaires. De tels polynômes sont les polynômes de Hermite, mais ne sont pas implantés dans FIDAP.
Toutefois, l'utilisation d'éléments à 9 nœuds permet des interpolations biquadratiques. Les simulations ainsi réalisées ne font plus apparaître les perturbations numériques décrites précédemment.
La figure suivante montre l'écoulement obtenu pour une vidange presque complète de la maquette.

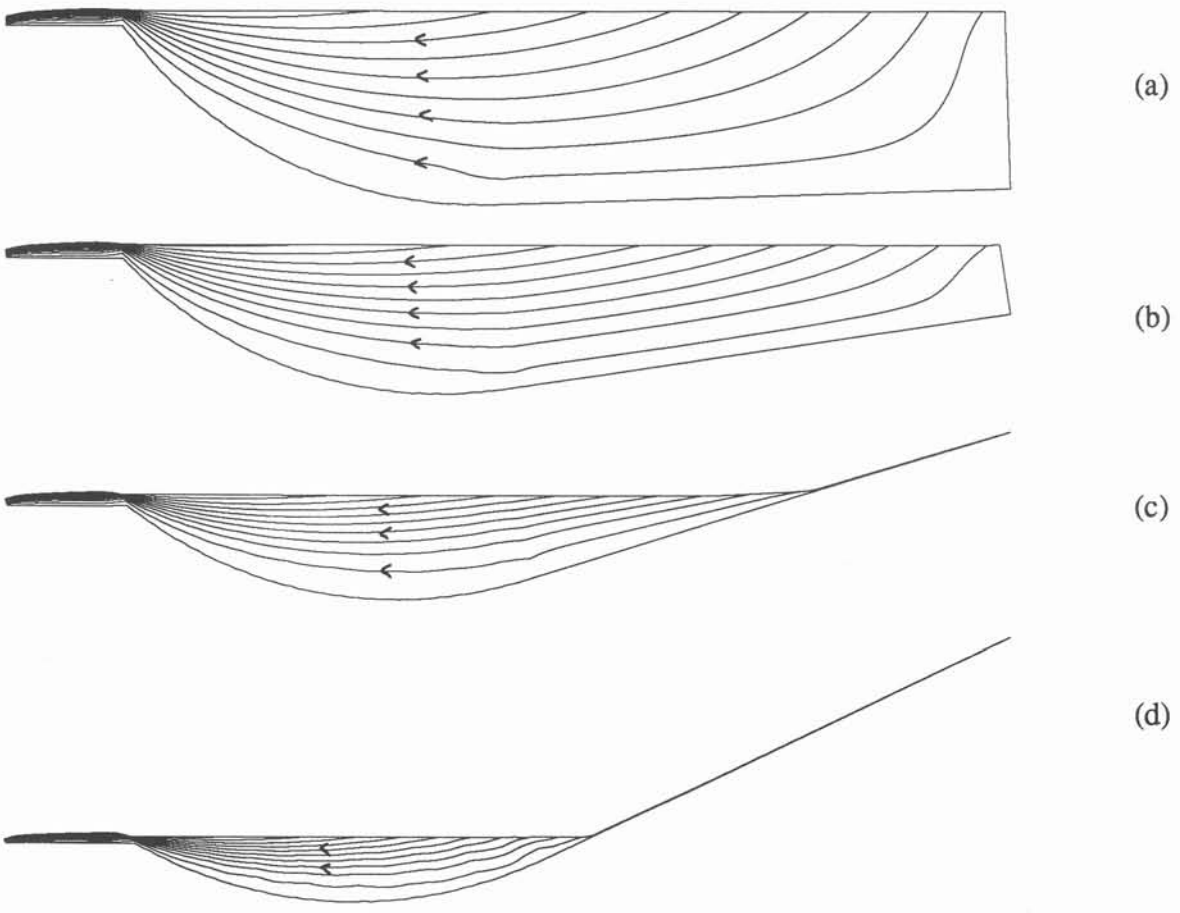


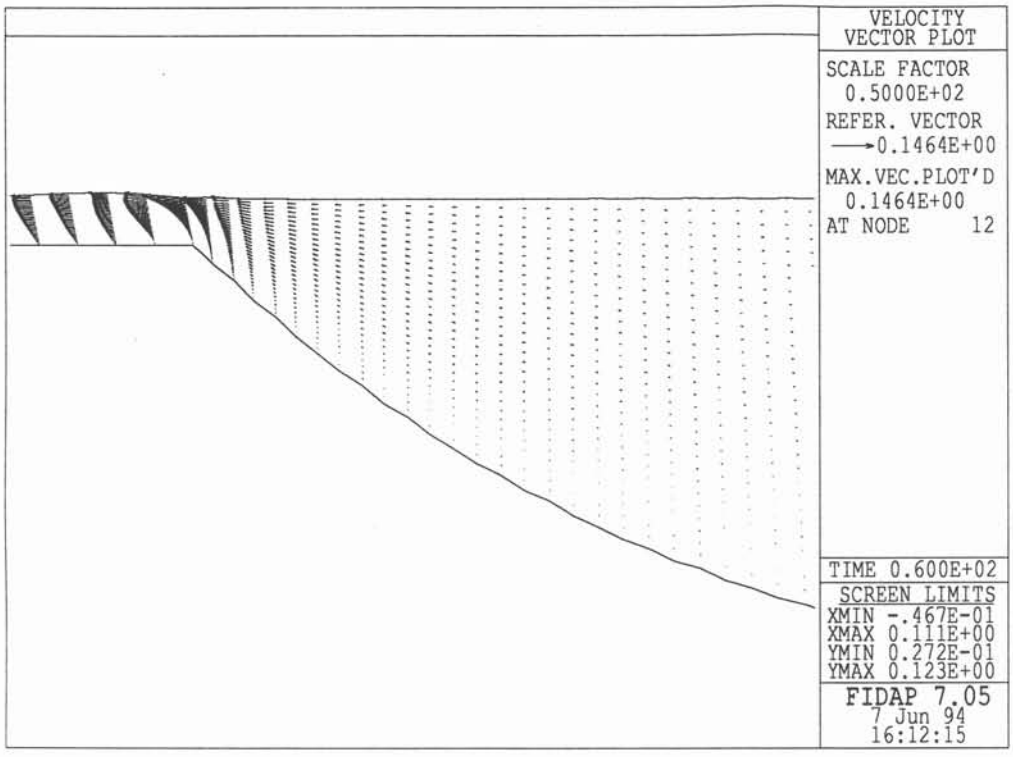
Figure 3.17 : Lignes de courant obtenues avec des éléments à 9 nœuds
(a) t = 10 s (b) t = 50 s (c) t = 100 s (d) t = 150 s

La simulation (11191 degrés de liberté) est donc possible jusqu'à la fin de la verse mais nécessite des temps de calcul assez élevés : environ 3j 10h 20 min de temps CPU pour 150 s de verse.
Le passage à une simulation 3D est donc fortement compromis avec le type de machine dont nous disposons.

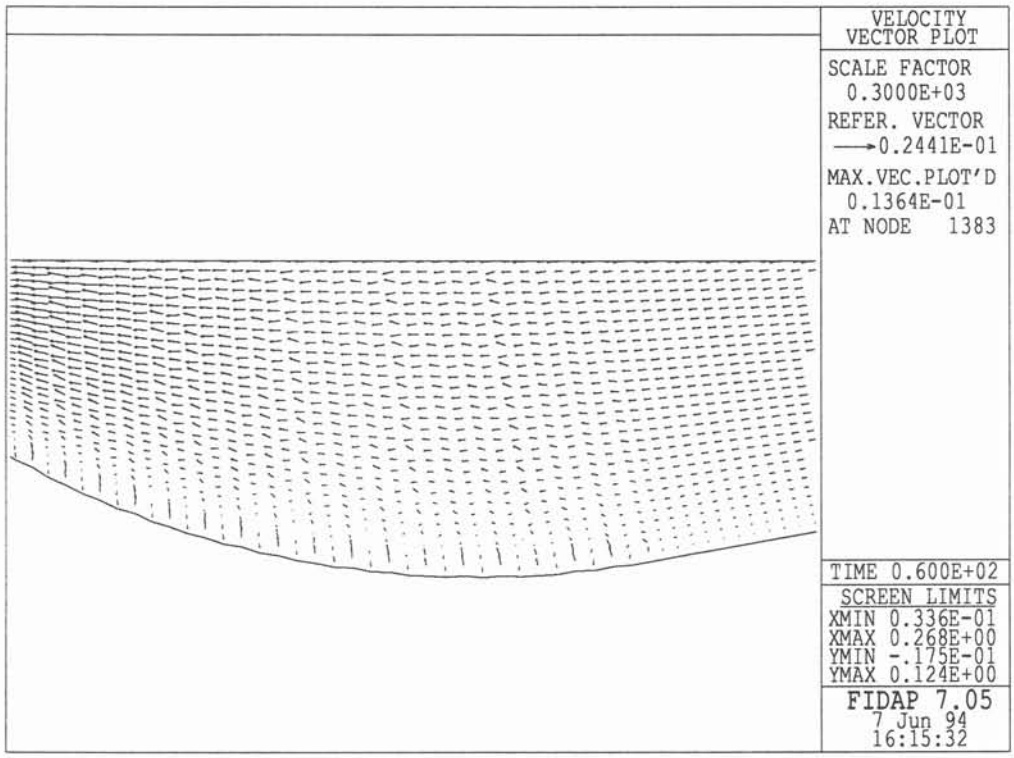
2.4.4. Comparaisons avec les résultats expérimentaux.

1- Profil de vitesses.

La figure suivante montre le profil de vitesses obtenu par cette simulation près du bec et à quelques centimètres du bec, pour un temps de verse de 60 s.



(a)



(b)

Figure 3.18 : Profil de vitesses (t = 60 s)
(a) près du bec de vidange (b) à quelques centimètres du bec

Près de la surface libre, et au voisinage du bec, les vitesses sont de l'ordre de 50 mm/s. L'écoulement loin du bec est lent et homogène. Les vitesses sont de l'ordre de 5 mm/s. Cependant, près de la paroi en arc de cercle, les vitesses ont des directions qui oscillent autour de la direction de l'écoulement moyen. Ce phénomène n'a pas trop d'importance car ces vitesses sont très faibles. Nous verrons par la suite que les phénomènes d'origine thermique ont tendance à réduire l'intensité des vitesses situées près de la paroi du côté du bec de vidange.
Les vitesses obtenues par les simulations sont comparables à celles obtenues par les visualisations expérimentales déjà présentées et réalisées dans les mêmes conditions que la simulation, à l'exception de la forme de la paroi inclinée près du bec (Cf. §5.3 chapitre II).
La figure 3.19 montre un résultat des visualisations du champ de vitesses obtenu pour une maquette présentant une géométrie plus proche de la géométrie utilisée pour les simulations numériques. Cette maquette possède une paroi rectiligne inclinée d'environ 30 degrés par rapport à l'horizontale. L'écoulement près du bec est donc un peu plus accéléré dans le cas expérimental que dans le cas numérique.

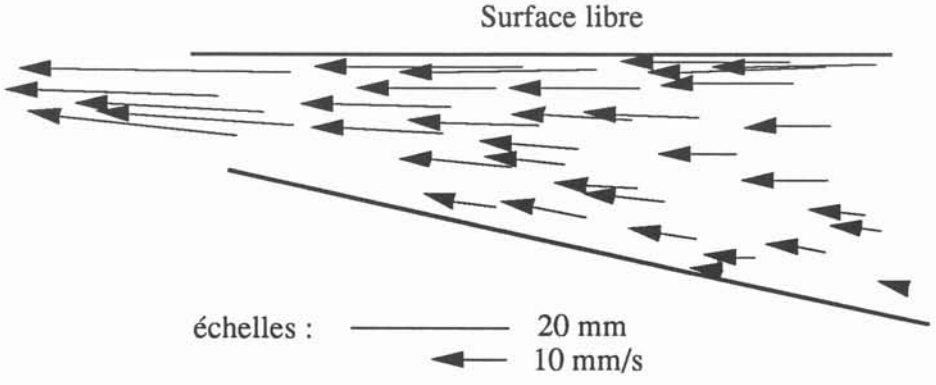


Figure 3.19 : Champ de vitesses expérimental près du bec de vidange

On peut remarquer l'accélération du fluide dans la direction parallèle à la surface libre.

La figure suivante présente une comparaison des vitesses expérimentales et numériques sur la surface libre en fonction de la distance au bec de vidange.

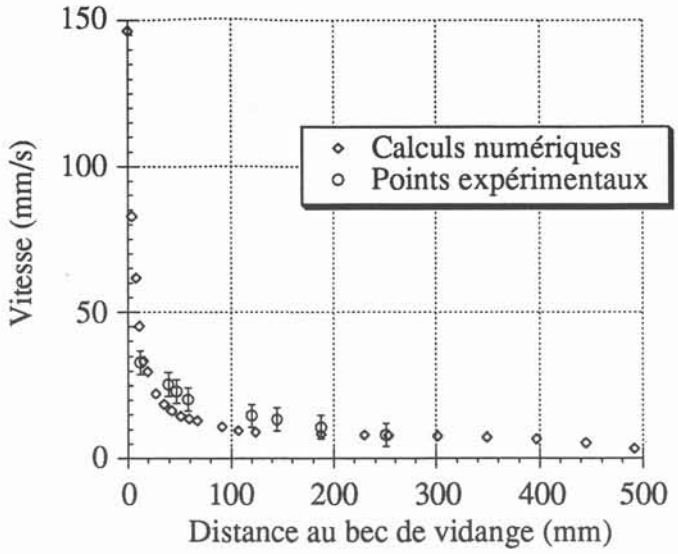


Figure 3.20 : Vitesses expérimentales et numériques sur la surface libre (t = 60 s)

On peut remarquer sur ce graphe le très bon accord entre les vitesses expérimentales et celles obtenues par simulation numérique.

Les points expérimentaux correspondent à des vitesses un peu plus élevées pour des distances du bec de vidange comprises entre 20 et 200 mm. Or c'est dans cette partie que la différence entre les parois rectilignes de l'installation expérimentale et en arc de cercle de configuration géométrique de la simulation numérique est la plus grande. La section de passage étant un peu plus faible dans le cas expérimental que dans le cas de la simulation numérique, les vitesses sont un peu plus élevées.

2- Lignes de courant.

L'écoulement visualisé sur la figure 3.16 est en accord avec celui présenté au § 5.4 du chapitre II, figure 2.51. Les lignes de courant sont horizontales près de la surface libre et suivent les parois partout ailleurs. Le resserrement des lignes de courant près du bec est dû à l'accélération du liquide.

2.4.5. Essai de verse d'une tranche 2D de la taille d'un four.

Les simulations de la verse de la maquette étant validées, nous avons effectué des simulations de verse dans les conditions relatives au four industriel. La vitesse de verse est prise constante et égale à 0.5 °/min et la longueur de mélange est prise égale à 10% de la longueur caractéristique car l'écoulement présent dans les fours est plus turbulent que celui de la maquette. Le fluide simulé est l'aluminium liquide, mais les phénomènes thermiques ne sont pas pris en compte.

Avec de telles conditions, les calculs ne convergent pas. Les vitesses de cet écoulement sont faibles alors que les variations de vitesse sont grandes, et il apparait des oscillations de calcul. Nous avons dû surévaluer la viscosité pour s'affranchir de ces oscillations et obtenir un calcul convergé. Les résultats obtenus avec une viscosité de 10 Poiseuilles sont présentés sur les figures suivantes :

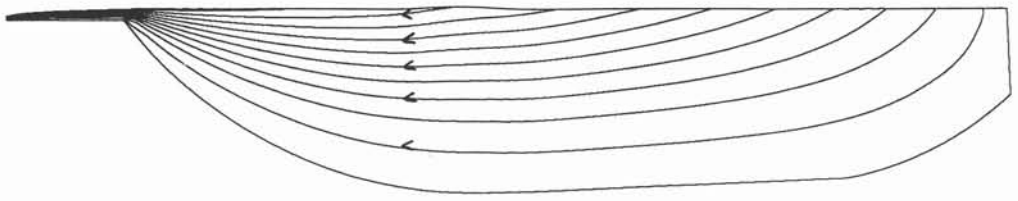


Figure 3.21 : Lignes de courant obtenues pour la verse du four, t = 220s

La géométrie de l'écoulement calculée pour le cas de la verse d'un four est semblable à celle calculée pour la verse de la maquette expérimentale.

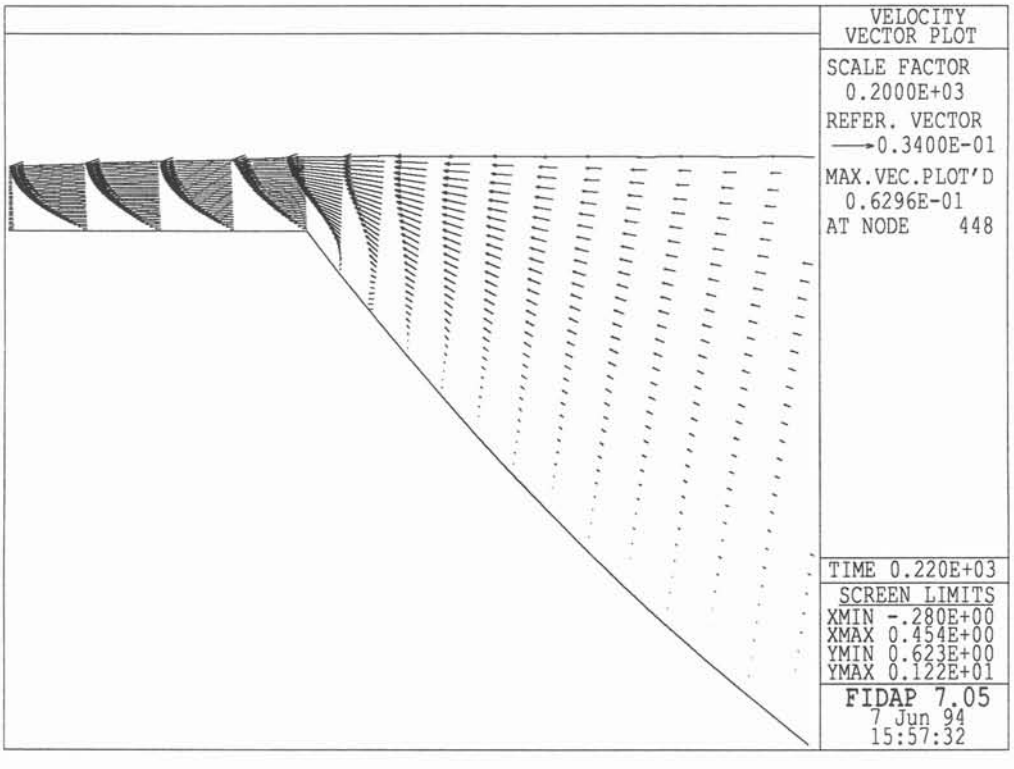


Figure 3.22 : Champ de vitesses obtenu pour la verse du four (μ = 10 Poiseuilles)

D'après les critères de similitude, nous attendions des vitesses voisines de 20 mm/s près du bec et 2 mm/s dans le bain. Or les vitesses calculées sont de l'ordre de 10 mm/s près du bec de vidange, et de l'ordre de 1 mm/s dans le bain. Les intensités des vitesses calculées sont plus faibles que celles attendues.

Enfin, ce début de verse a nécessité un temps de calcul assez important : 32 heures CPU pour 222 secondes de verse. La simulation de la verse complète du four d'aluminium dans ces conditions demanderait donc environ 520 heures de temps de calcul.

2.4.6. Synthèse.

La simulation de la phase de verse de la maquette est un problème compliqué car l'écoulement y est instationnaire, à surface libre et présente une transition d'écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.
Le logiciel utilisé pour ces simulations est le code commercial FIDAP. Ce logiciel permet de prendre en compte tous ces phénomènes.
De manière à comparer les résultats de la simulation numérique aux résultats issus des expériences, il convient d'effectuer des calculs sur une configuration aussi proche que possible de l'installation expérimentale. Les constantes physiques injectées dans le calcul sont celles de l'eau. Le modèle de turbulence choisi est celui de la longueur de mélange. Ce modèle donne des résultats comparables à ceux obtenus par le modèle k/ε, sur une configuration sans surface libre.
Grâce à une recherche menée sur les conditions de la simulation, nous avons pu effectuer une simulation de la vidange complète de la maquette. Les résultats de ces simulations montrent un écoulement accéléré près du bec et dont les intensités des vitesses sont conformes à celles observées expérimentalement ou issues des analyses. Dans la zone très proche du bec de vidange, les vitesses sont de l'ordre de 50 mm/s et dans le bain elles sont voisines de 3 à 5 mm/s.
Les simulations effectuées sur la configuration du four d'aluminium, sans prise en compte des effets thermiques, ont montré le même type d'écoulement que dans la maquette. Cependant, ces calculs sont plus coûteux en temps de calcul que ceux relatifs à la verse de la maquette. Il faut environ trois jours de calcul pour simuler une verse complète de la maquette. Il faudrait donc 22 jours sur notre ordinateur (IRIS 3000) pour simuler une verse du four avec le modèle de viscosité effective que nous avons utilisé.

2.5. Simulation de la phase de maintien.

Les pertes thermiques induisent un écoulement de thermoconvection qui est présent pendant toute la phase de maintien. L'écoulement global traduit un couplage entre les phénomènes thermique et d'inertie.
La simulation 3D de l'écoulement de verse d'un four d'aluminium avec prise en compte des effets thermiques n'est pas actuellement envisageable. Aussi, avons nous choisi de découpler les phénomènes liés à la verse et ceux de convection naturelle.
Après avoir réalisé la simulation 2D de la phase de verse seule, et avant de tester la simulation 2D de la verse avec prise en compte des effets thermiques, nous nous intéressons ici à la modélisation 2D de la phase de maintien du four d'aluminium.
Cette dernière simulation est réalisée sur un récipient de la taille d'un four industriel, c'est à dire de dimensions caractéristiques : 1 m de hauteur et 4 m de longueur. Dans ce cas, le fluide simulé est l'aluminium et nous devons faire intervenir dans ces calculs les phénomènes thermiques.
Ces simulations, effectuées pour différentes inclinaisons du four nous permettent de comparer les résultats numériques aux résultats des analyses phénoménologiques et de qualifier l'influence de l'écoulement de thermoconvection sur celui de la verse.

2.5.1. Conditions de simulation issues de la littérature.

La simulation de la convection naturelle est un problème complexe qui nécessite de résoudre deux types de difficultés.

1- Comme pour toutes les simulations de phénomènes couplés, il existe des phénomènes d'oscillations qui peuvent empêcher le calcul de converger. Ici, le couplage entre les équations de Navier-Stokes et celles de la thermique est fort car c'est le champ de température qui induit le mouvement dans le bain d'aluminium. Le choix du modèle de turbulence utilisé peut rendre le calcul très instable.
2- L'obtention du champ de température se fait via des conditions aux limites imposées sur les différentes parois extérieures du four.

Nous présentons dans ce paragraphe les choix utilisés dans la littérature depuis quelques années pour s'affranchir de ces problèmes.

- Les conditions les plus simples ont été utilisées par Frayce & Guthrie* en 1988. Pour ces calculs, le four est modélisé par une cavité solide rectangulaire.
    1- Le modèle de turbulence utilisé est le classique k-ε. Frayce précise entre autre que ces calculs peuvent poser de gros problèmes de convergence.
    2- La convection naturelle est induite par le gradient thermique issu d'une différence constante de température entre la surface et les parois. La température de la surface est fixée à 998 K et celle des parois à 948 K.

- En 1990, Hannart* a effectué des simulations de la convection naturelle avec des conditions légèrement différentes.
  1- Le modèle de turbulence est toujours le modèle k-ε. Comme Frayce, Hannart signale des problèmes de convergence pour des nombres de Grashof supérieurs à $5 .10^8$. Le modèle k-ε n'y est pas utilisé dans la configuration adéquate. En effet, ce modèle est performant lorsque l'écoulement est forcé; or ici ce n'est pas le cas (ce sont les pertes thermiques qui forcent l'écoulement). En conclusion, Hannart conseille de prendre plutôt un modèle plus simple du type longueur de mélange.
  2- En ce qui concerne le choix des conditions aux limites, il propose une prise en compte de gradients thermiques par l'intermédiaire des pertes de chaleur sur les parois. Celles-ci sont calculées par la formulation $Q = \varphi * \text{Surface}$. Le flux φ est calculé par : $\varphi = h (T_{bain} - T_{ext})$, avec $T_{ext} = 933$ K. La température de la surface est constante et fixée à 1023 K. Le coefficient de convection h, issu de mesures expérimentales a déjà été utilisé par Sztur*; $h = 0.5$ à 10 W m^{-2} K^{-1}.

  Les pertes thermiques sont simulées par l'intermédiaire du calcul des échanges de chaleur globaux entre l'aluminium et l'air ambiant. Pour cela, considérons la partie en réfractaire du four d'aluminium. Nous avons alors le profil de température suivant :

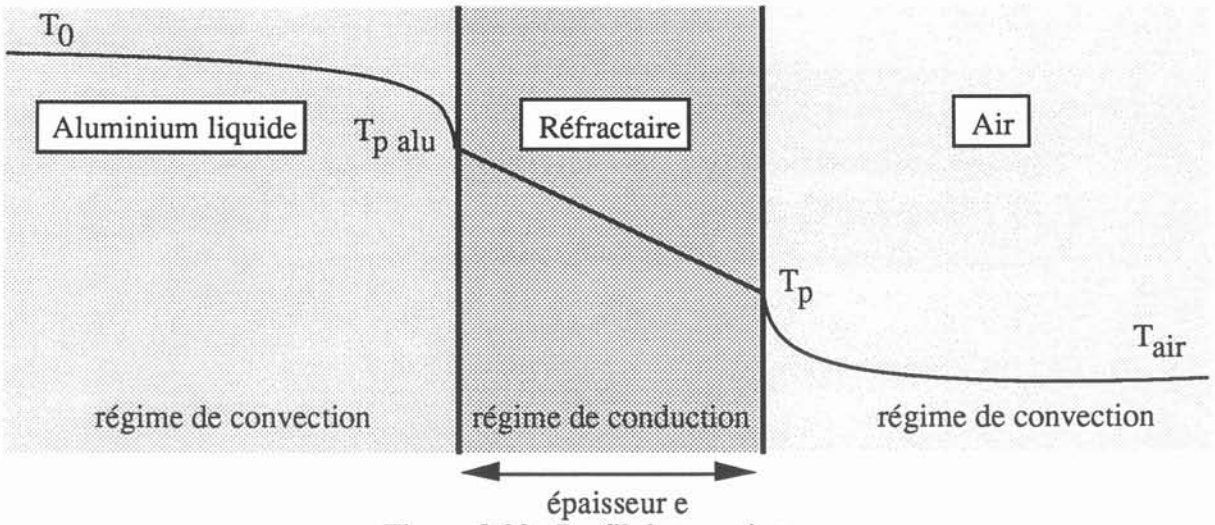


Figure 3.22 : Profil de température

Nous allons évaluer les ordres de grandeur des résistances thermiques participant à l'échange de chaleur décrit par la figure 3.22.

La résistance thermique totale s'exprime par :

$$R = \frac{1}{h_{\text{conduction}}} + \frac{1}{h_{\text{Air / Paroi}}}$$

soit $$R = \frac{e}{\lambda_{\text{réfractaire}}} + \frac{1}{h_{\text{Air / Paroi}}}$$

Pour le réfractaire, la conductivité est comprise entre 0.2 et 1.1 $W\ m^{-1}\ K^{-1}$ (Eyglunent* p83). Ainsi, pour une épaisseur de 50 cm de réfractaire, le coefficient h de conduction est compris entre 0.4 et 2.2 $Wm^{-2}K^{-1}$.

Pour les gaz, le coefficient h de convection naturelle est compris entre 1 et 10 $Wm^{-2}K^{-1}$ (Eyglunent* p144).

Les coefficients h de convection correspondant à l'air sur des parois verticales ou horizontales s'expriment de la façon suivante (Eyglunent* p94) :

$h_v = 1.78\ (\Delta T)^{0.25}$ pour une paroi verticale de hauteur supérieure à 30 cm,

$h_h = 1.32\ (\frac{\Delta T}{L})^{0.25}$ pour une paroi horizontale.

Les ordres de grandeur des différentes résistances thermiques donnent les relations suivantes :

$$0.5 < \frac{1}{h_{conduction}} < 2.5$$

$$0.1 < \frac{1}{h_{Air/Paroi}} < 1$$

Ces deux résistances thermiques sont du même ordre de grandeur. Le calcul des pertes thermiques par l'intermédiaire des échanges globaux doit prendre en compte les phénomènes de conduction dans le réfractaire et de convection de l'air ambiant.

- Joo*, en 1993, a proposé de faire intervenir les phénomènes de rayonnement à l'extérieur du four. Le flux s'exprime alors par la formule suivante :
$\varphi = h_p\ (T_p - T_{air}) + \varepsilon\sigma(T_p^4 - T_{air}^4)$

où h_p est le coefficient de convection de l'air sur une paroi verticale, et vaut 6.7 $W\ m^{-2}\ K^{-1}$,
ε est l'émissivité et vaut 0.9
σ est la constante de Boltzman et vaut $5.67\ .10^{-8}$ $W\ m^{-2}\ K^{-4}$,
T_p est la température extérieure du réfractaire et vaut 448 K,
T_{air} est la température de l'air ambiant et vaut 298 K.

Le premier terme de l'équation représente les pertes thermiques causées par la convection naturelle sur la paroi extérieure du réfractaire, et le second représente les pertes causées par la radiation.

2.5.2. Conditions choisies pour la simulation.

La simulation de la thermoconvection est effectuée sur une configuration qui prend en compte le four d'aluminium dans sa totalité, c'est à dire le réfractaire et l'aluminium liquide (Laboudigue 1994*).

1- Pour l'aluminium liquide.

Comme l'ont fait les auteurs précédemment cités, nous considérons la température de la surface de l'aluminium constante et égale à 1000 K. Les conditions de vitesses sur toutes les parois sont $U_x = U_y = 0$.

Le modèle de calcul de la viscosité utilisé est le modèle de longueur de mélange car c'est celui que nous utilisons pour la verse et de plus il est conseillé par certains auteurs. Nous avons vu précédemment que ce modèle donne de bons résultats pour la verse de la maquette. Une longueur de mélange de 5% y avait été utilisée. Cette longueur de mélange est en accord avec l'échelle de la turbulence qui est classiquement prise entre 5 et 20% de l'échelle de longueur suivant l'intensité de la turbulence. Dans le four d'aluminium, l'écoulement est plus turbulent que dans la maquette. Nous avons pris, pour les simulations du four, une longueur de mélange égale à 10 % de la hauteur d'aluminium dans le four, c'est à dire $l_m = 0.1$ m.

La conductivité thermique effective λ_e de l'aluminium est prise de façon à ce que le nombre de Prandtl turbulent soit égal à 0.9. La conductivité thermique turbulente $\lambda_t = \rho\, Cp\, a_t$ (avec $a_t = \frac{\nu}{Pr_t}$ la diffusivité turbulente) s'exprime par la relation :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \quad \text{d'où} \quad \lambda_e = \lambda_0 + \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \quad \text{avec } \lambda_0 \text{ la conductivité moléculaire de l'aluminium.}$$

Avec les valeurs des constantes physiques correspondant à l'aluminium liquide, nous trouvons :

$$\lambda_e = 104.5 + 1252\, \mu_t .$$

Des essais réalisés avec une conductivité variable ont mis en évidence des phénomènes d'oscillation qui empêchent le calcul de converger. Ce phénomène est causé par le couplage supplémentaire que nous introduisons.

Des essais préliminaires ayant montré que la valeur maximale de la viscosité calculée est de 0.5 Poiseuille, nous avons choisi de prendre une conductivité thermique équivalente de 730 $W\, K^{-1}\, m^{-1}$. Cette valeur constante de la conductivité thermique est légèrement surévaluée car elle est calée à partir de la viscosité efficace maximale.

2- Conditions aux limites.

Les phénomènes de conduction dans le réfractaire sont calculés par l'intermédiaire de le conductivité thermique $\lambda_{réfractaire}$ qui est prise égale à 0.305 $W\, m^{-1}\, K^{-1}$.

Les pertes thermiques sur la paroi (i) externe du four sont imposées au moyen d'un coefficient h_i : $\varphi_i = h_i\, (T_p - T_{ref})$ où T_p est la température de la paroi extérieure et T_{ref} est la température de référence, c'est-à-dire la température de l'air ambiant.

Le coefficient h_i est la somme du coefficient h_{ci} de convection et du coefficient h_{rad} de type radiation $h_i = h_{ci} + h_{rad}$.

1- Le coefficient h_{ci} dépend de l'inclinaison de la paroi. Il est calculé par la formulation précédemment donnée (Eyglunent* p94) et dépend de la différence de température. Joo* choisit une différence de 150 K. Cette valeur semble trop élevée car les réfractaires ne sont pas aussi chauds. On prendra donc une valeur plus faible : $\Delta T = 90$ K.

Pour une paroi verticale le coefficient de convection est alors égal à 5.5 W m^{-2} K^{-1}. Pour une paroi horizontale il est égal à 2.6 W m^{-2} K^{-1}.

Nous prendrons donc un coefficient h de convection calculé par la relation $h_{ci} = 2.6 + 2.9 \sin(\theta_i)$ avec θ_i l'angle d'inclinaison de la paroi (i).

2- Le coefficient h_{rad} est calculé de façon à pouvoir mettre les pertes thermiques radiatives sous la forme $\varphi_{rad} = h_{rad} \Delta T$.

Or $\varphi_{rad} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_{ref}^4)$, ou bien $\varphi_{rad} = \varepsilon\sigma(T^2+T_{ref}^2)(T+T_{ref})(T-T_{ref})$. Ainsi le coefficient est calculé par la formulation suivante:

$$h_{rad} = \varepsilon\sigma(T^2+T_{ref}^2)(T+T_{ref})$$

avec $\varepsilon = 0.8$ l'émissivité et $\sigma = 5.6697 .10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4} la constante de Boltzman.

La figure suivante résume les différentes conditions aux limites utilisées.

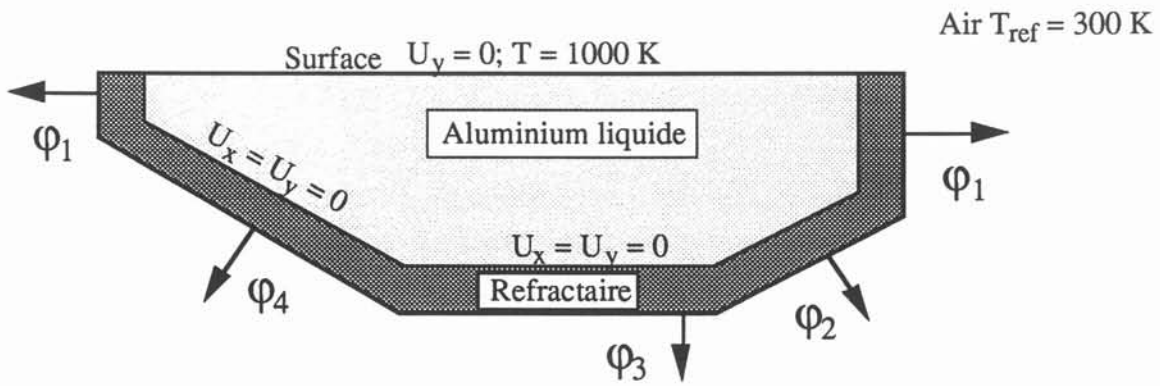


Figure 3.23 : Conditions aux limites utilisées pour la simulation de la phase de maintien

Des premiers essais de simulation ont montré la grande difficulté à faire converger les problèmes de thermoconvection comme l'avaient signalé Frayce* et Hannart*.

Pour obtenir une solution, il est nécessaire de surestimer fortement la viscosité ($\mu = 10^{+4}\ \mu_0$). Ensuite, en utilisant le résultat ainsi obtenu comme une condition initiale pour un nouveau calcul effectué avec une viscosité plus faible, nous obtenons un résultat plus proche des conditions physiques. Cette diminution de la viscosité est itérée jusqu'à une valeur correpondant à la viscosité de l'aluminium.

Avec la méthode de résolution séparée (présentée au paragraphe 2.3), nous obtenons le résultat sans calcul intermédiaire. Le temps de calcul nécessaire à cette simulation est proche de 4 heures CPU pour environ 2000 équations à résoudre. Cette méthode de résolution n'est cependant pas utilisable pour la simulation de la phase de verse.

Les calculs présentés dans ce qui suit ont été obtenus avec cette méthode, qui est résumée de la façon suivante.

- méthode de résolution séparée (Cf. § 2.3),
- viscosité calculée par le modèle de longueur de mélange (l_m = 0.1 m),
- conductivité thermique de l'aluminium liquide $\lambda = cst = \lambda_0 + \lambda_t = 730$ W K^{-1} m^{-1},
- pertes thermiques $Q_i = (h_{ci} + h_{rad})\,\Delta T$ avec $h_{rad} = \varepsilon\sigma(T^2+T_{ref}^2)(T+T_{ref})$
- $T_{surface}$ = 1000 K,
- T_{air} = 300 K.

Ces conditions sont utilisées pour les simulations des effets de convection naturelle pour des positions du four d'aluminium inclinées d'un angle de 0°, 9.5° et 18.1° par rapport à l'horizontale.

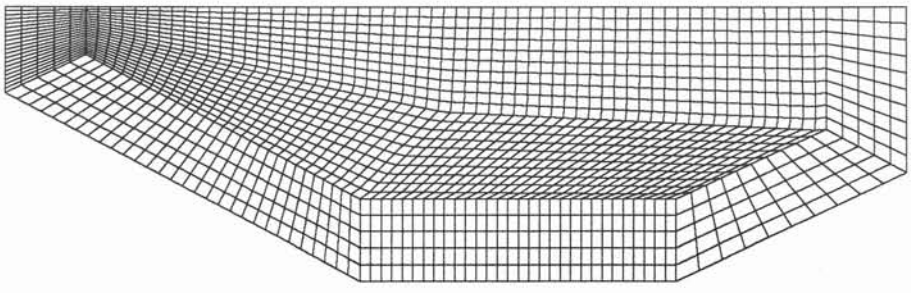
2.5.3. Résultats.

2.5.3.1. Influence du maillage.

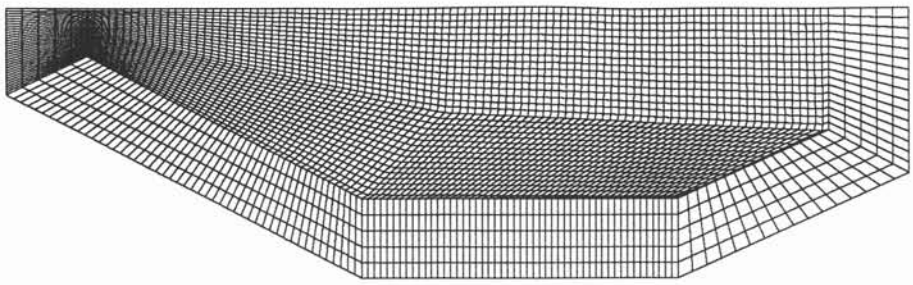
Les simulations réalisées pour la verse avaient montré une sensibilité des résultats au maillage. Nous avons comparé les résultats obtenus pour deux maillages différents.

D'après le manuel d'utilisation de FIDAP, en convection naturelle laminaire, l'épaisseur de la couche limite adimensionnelle est estimée par Gill* comme étant $\delta = \frac{5}{Ra^{0.25}}$. La résolution du champ de vitesses près de la paroi nécessite qu'au moins un nœud soit placé à l'intérieur de cette couche limite. Si une résolution plus fine du champ de vitesses près de la paroi est requise, alors il faut densifier le maillage.
D'après les premiers résultats de simulation de la convection naturelle obtenus, le gradient thermique horizontal (qui est moteur) est de l'ordre de 0.05 K. Le nombre de Rayleigh correspondant est de 10^6.
Avec un maillage 20 x 55 intervalles sur la hauteur et la longueur, nous avons au moins une maille dans la couche limite thermique, 3 au sens de Gill. Avec un maillage plus fin : 30 x 100 nous avons au moins deux mailles dans cette couche, 5 au sens de Gill.

Ces deux maillages utilisés pour les simulations sont présentés sur la figure suivante



(a)



(b)

Figure 3.24 : (a) Maillage 20 x 55 (b) Maillage 30 x 100

Les résultats obtenus avec ces deux maillages sont strictement identiques. Le profil de température dans le réfractaire ou dans l'aluminium liquide, la forme de l'écoulement et les intensités des vitesses sont semblables.

2.5.3.2. Phase de maintien.

- Le profil de température calculé (présenté figure 3.25 (a) et (b)) montre que l'aluminium présente un champ de températures stratifié.

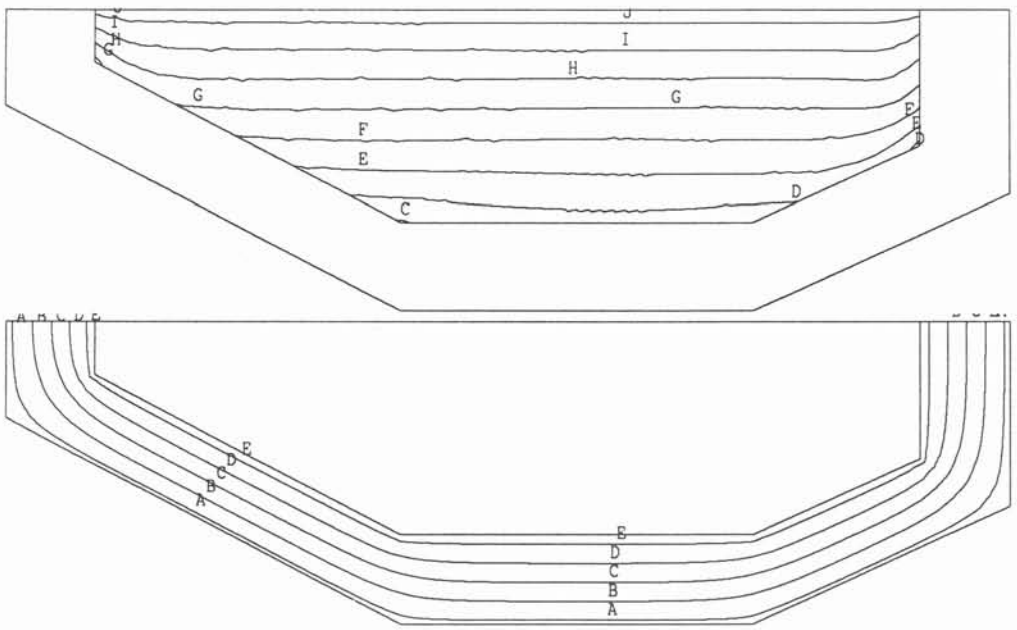


Figure 3.25 : Profil de température
(a) dans l'aluminium liquide (b) dans le réfractaire

L'aluminium liquide présente un champ de températures stratifié à très faible gradient vertical. La différence de température entre la surface et le fond du four est inférieure à 1 K. Les inclinaisons des isothermes sur les parois visualisent les pertes thermiques motrices. Ce gradient horizontal est de l'ordre de 0.05 K dans la partie supérieure de l'aluminium liquide.
Dans le réfractaire, nous retrouvons le profil de température correspondant à un problème de conduction pure. L'isotherme, qui suit la paroi extérieure, vaut 342 K. La différence de température entre la paroi et l'air ambiant est de 42 K. Les coefficients h de convection ont été calculés en supposant un gradient de 90 K. Cette valeur semble donc un peu élevée. Pour

avoir une simulation encore plus précise, il faudrait refaire ces calculs avec les coefficients h_{ic} de convection obtenus avec une valeur du gradient thermique (T_{paroi} -T_{ref}) égale à 42 K.

- Le champ de vitesses qui découle du champ de température dans l'aluminium liquide que nous venons de présenter est le suivant :

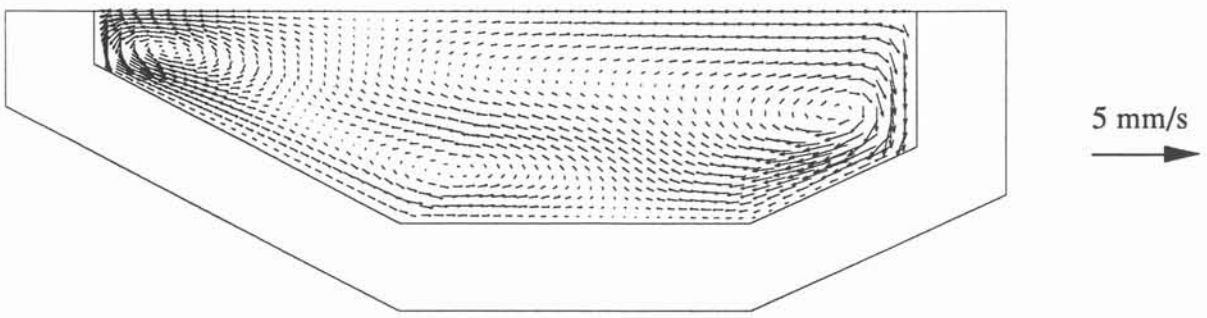


Figure 3.26 : Champ de vitesses

Cette figure montre que l'écoulement, conformément aux analyses phénoménologiques, présente deux vortex de sens opposé. Près des parois verticales, les pertes thermiques induisent un écoulement descendant de l'aluminium liquide. Le vortex du côté opposé au bec est plus actif que celui au voisinage du bec.

En effet, les vitesses maximales sont situées du côté opposé au bec de verse car la hauteur de la paroi verticale correspondante est la plus grande. Les pertes motrices de chaleur qui y sont associées sont plus importantes.

Ces vitesses sont de l'ordre de 2 mm/s. Près du bec, les vitesses maximales sont voisines de 1.3 mm/s. Dans le bain, les vitesses ascendantes sont beaucoup plus faibles. Elles sont comprises entre 0.2 et 0.45 mm/s.

Lors de l'analyse phénoménologique (Cf. § 2.1.1.2 du chapitre II), nous avions obtenu des vitesses de 32 mm/s près de parois et 0.7 mm/s dans le cœur du bain.

Cette différence de vitesse s'explique par le fait que pour l'analyse, nous avions supposé un gradient horizontal de 1 K. Or, ce gradient, calculé par FIDAP, est de l'ordre de 0.05 K.

Le tableau suivant présente une comparaison entre les vitesses calculées avec cette valeur du gradient horizontal et celles issues des simulations numériques.

	Simulation numérique FIDAP	Analyse phénoménologique ΔT horizontale = 0.05 K
Vitesse maximale près de la paroi du côté du bec	1.3 mm/s	
Vitesse maximale près de la paroi du côté opposé au bec	2 mm/s	7 mm/s
Vitesse dans la partie centrale	0.2 à 0.45 mm/s	0.35 mm/s

Les vitesses obtenues par la simulation numérique sont en accord avec celles issues des analyses phénoménologiques.

- Les lignes de courant calculées à partir du champ de vitesses déjà présenté sont visualisées sur la figure 3.27.

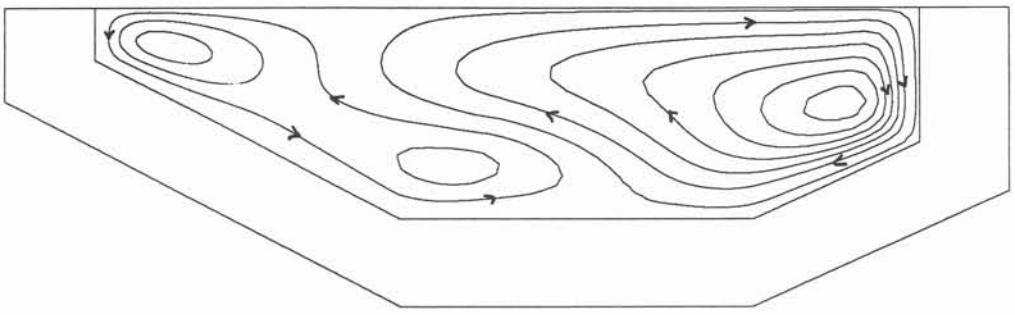
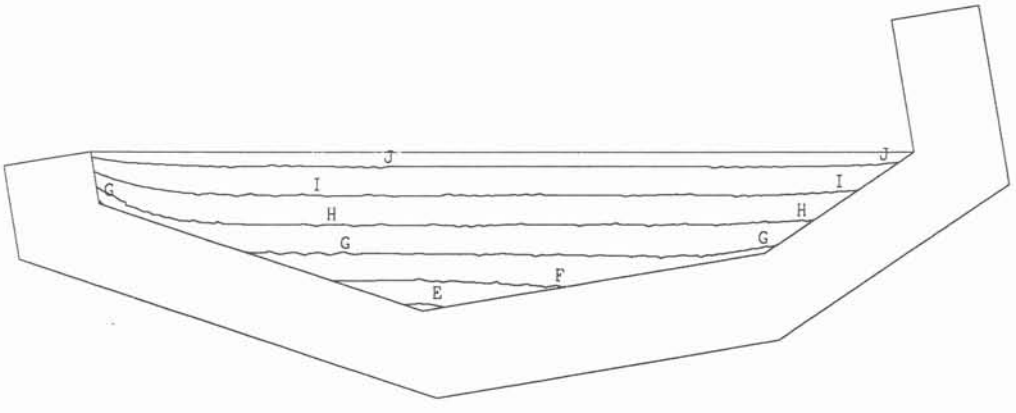


Figure 3.27 : Lignes de courant de convection naturelle

Cette figure visualise clairement la géométrie de l'écoulement et la présence des deux vortex de sens opposé. Ces deux vortex ne sont pas symétriques car le four ne l'est pas. Le vortex du côté droit est beaucoup plus actif que le second car les pertes thermiques sont plus importantes sur la paroi verticale de droite. Le gradient de la fonction de courant est égal à $1.07 .10^{-4}$ du côté du bec, alors qu'il est $3.2 .10^{-4}$ du côté opposé. Le vortex du côté du bec est plus petit.

2.5.3.3. Ecoulement de thermoconvection pour différentes inclinaisons du four.

Pour avoir une idée de l'importance des écoulements induits par les pertes thermiques, nous avons réalisé des simulations sur des configurations du four en position inclinée de 9.5 et 18.1 degrés.
Les figures 3.28 et 3.29 montrent l'évolution des profils de température dans l'aluminium liquide et le réfractaire pour ces différentes inclinaisons.



J : 1000 K
I : 999.9 K
H : 999.8 K
G : 999.7 K
F : 999.6 K
E : 999.5 K
D : 999.4 K
C : 999.3 K

(a)

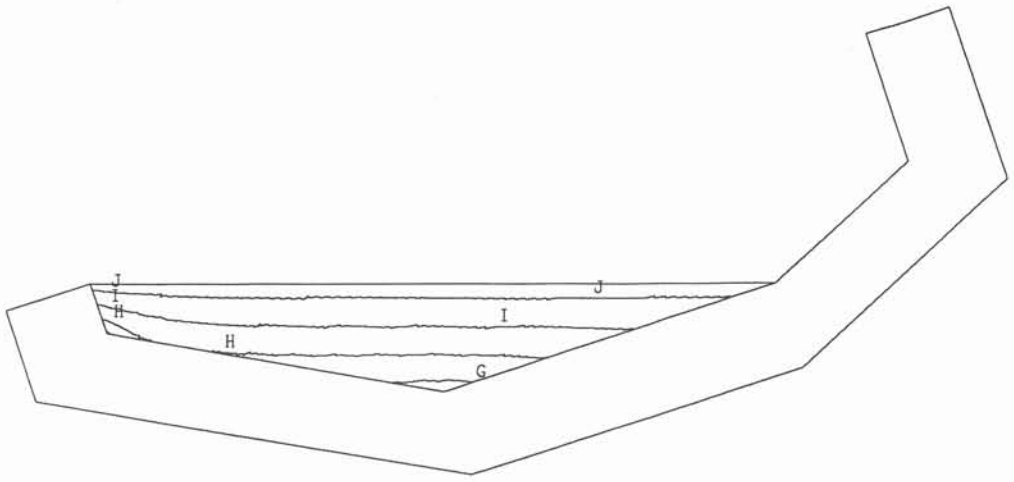


Figure 3.28 : Profil de température dans l'aluminium liquide
(a) $\theta = 9.5°$ (b) $\theta = 18.1°$

Ainsi, l'aluminium liquide présente toujours un champ de température faiblement stratifié. Le gradient vertical est de 0.5 K pour la position 9.5° et de 0.3 K pour la position 18.1°. Le gradient horizontal est toujours proche de 0.05 K. On peut remarquer que puisque la température de la surface de l'aluminium est fixée à 1000 K, le fond du four s'échauffe au cours de la verse.

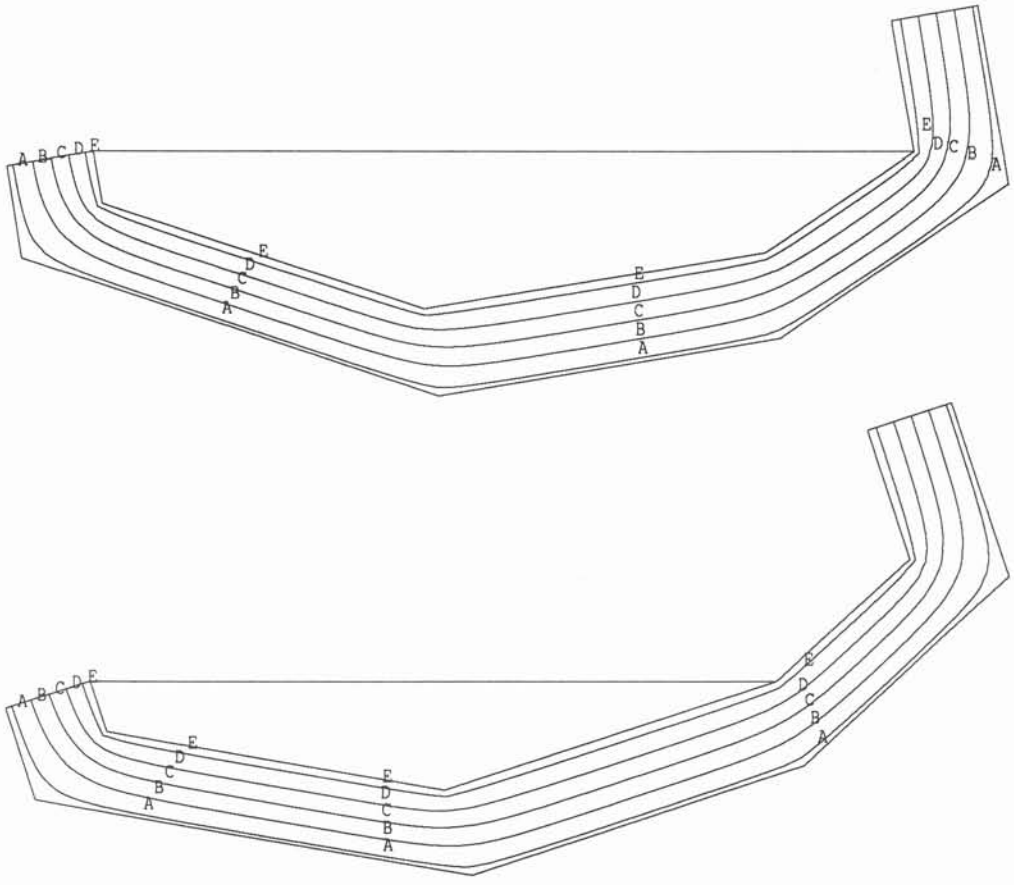


Figure 3.29 : Profil de température dans le réfractaire
(a) $\theta = 9.5°$ (b) $\theta = 18.1°$

Dans le réfractaire, le profil de température n'est pas modifié par l'inclinaison du four.

Le champ de vitesses induit par ces distributions de température varie avec l'angle de verse. Les vitesses maximales diminuent quand l'angle augmente. Du côté près du bec, elles passent de 1.8 mm/s pour $\theta = 0°$ à 1.3 mm/s pour $\theta = 9.5°$ et 0.92 mm/s pour $\theta = 18.1°$.

La figure suivante représente l'évolution de la géométrie de l'écoulement pour les trois positions du four choisies.

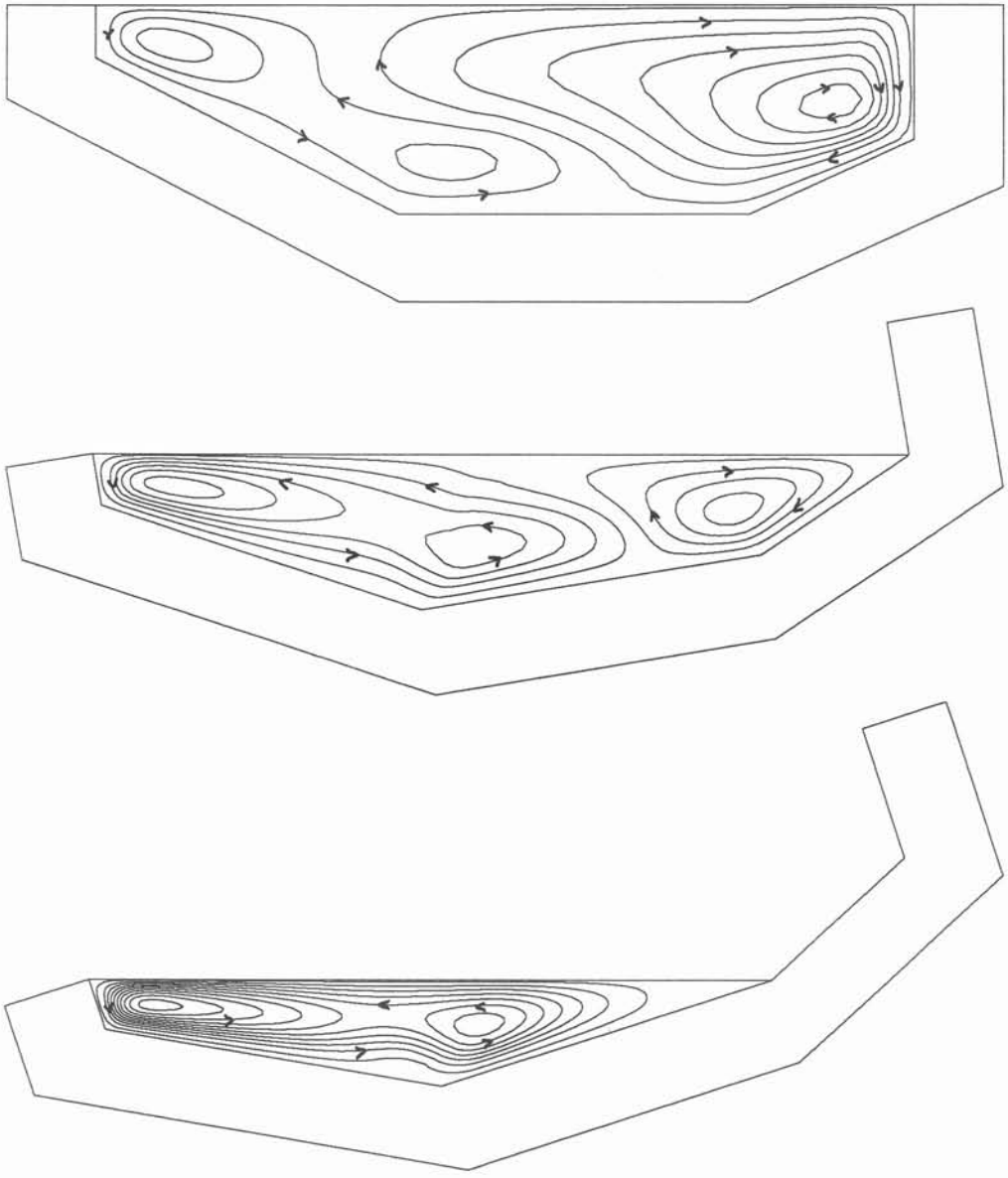


Figure 3.30 : Lignes de courant
(a) $\theta = 0°$ (b) $\theta = 9.5°$ (c) $\theta = 18.1°$

Nous remarquons que la taille du vortex situé du côté opposé au bec se réduit quand l'angle augmente. Pour l'inclinaison maximale $\theta = 18.1°$, il n'existe quasiment plus qu'un seul vortex dans le sens trigonométrique qui occupe tout le bain.

2.5.4. Synthèse.

Nous avons réalisé une procédure très performante pour simuler la convection naturelle. En effet, avec un maillage réalisé pour la position horizontale, nous pouvons de façon très simple en créer pour les positions inclinées. De plus, le calcul de la convection naturelle stationnaire est relativement rapide (inférieur à une nuit de temps machine) et ne nécessite pas de calculs intermédiaires.
Nous avons simulé les pertes thermiques à travers le réfractaire par l'intermédiaire d'un coefficient qui prend en compte les phénomènes de convection de l'air sur les parois extérieures du réfractaire, ainsi que les phénomènes de radiation des parois du réfractaire.
Enfin, l'utilisation du modèle de longueur de mélange donne de bons résultats. Ces résultats, en accord avec les résultats issus de l'analyse phénoménologique, montrent la présence de deux vortex de sens contraire, dont le plus important (à droite) disparaît au dela d'un certain angle d'inclinaison du four.

2.6. Couplage entre les effets d'inertie et les effets thermique.

Lors de la verse des fours d'aluminium, l'écoulement traduit un couplage entre les phénomènes thermique et d'inertie.
Nous présentons ici les essais de couplage entre ces phénomènes et des comparaisons issues des résolutions séparées.

1- Couplage verse / thermique.

Les simulations de l'écoulement de verse d'un four d'aluminium en prenant en compte les pertes thermiques, n'ont permis de calculer l'écoulement que pour un temps de verse inférieur à 0.5 s. Ce temps est relativement court par rapport aux 3600 s nécessaires à la vidange complète du four d'aluminium.
L'écoulement obtenu pour ce début de verse est présenté sur la figure 3.31.

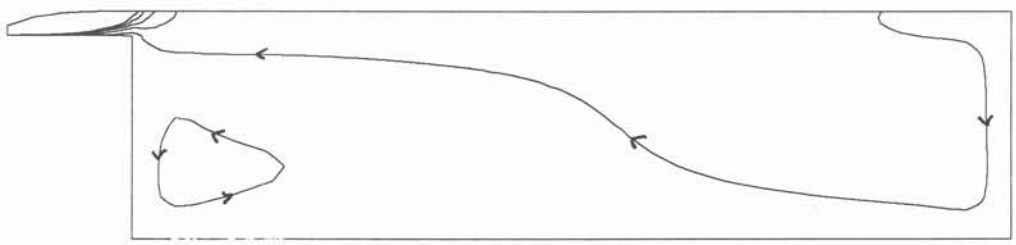


Figure 3.31 : Lignes de courant obtenues par la simulation du début de la verse avec les effets thermiques

Pour ce début de verse, on remarque que l'écoulement global a été un peu modifié par la prise en compte des effets thermiques :

- du côté opposé au bec, où les vitesses issues de la verse ont la même direction que celles issues de l'écoulement de thermoconvection (vitesses descendantes), les deux écoulements s'ajoutent. Il y a formation d'une sorte de jet descendant qui lèche la paroi verticale.
- du côté du bec de verse, les écoulements de verse et de thermoconvection ont des sens opposés. Il y a formation d'une zone morte avec un écoulement très lent.

Il semble que l'écoulement de thermoconvection soit dominé par celui de la vidange au cours de la verse.

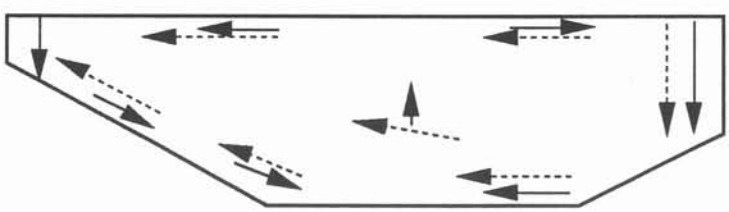
Cependant, il n'est pas possible de vérifier cette hypothèse à l'heure actuelle car la simulation de la verse pour des temps plus longs nécessiterait un temps de calcul gigantesque.

En effet, cette simulation a nécessité un temps de calcul très long : 12243 s (3,4 heures) pour 0.36 s de verse simulée. L'extrapolation du temps nécessaire au début de la simulation pour une verse complète du four d'aluminium 2D donne un temps de calcul de $1.22 \cdot 10^8$ s soit environ 4 ans. Une simulation 3D de ce type d'écoulement est encore moins envisageable.

2- Comparaisons verse / thermique.

Bien que toute superposition d'écoulement soit absolument illicite, nous comparons ici les vitesses issues des simulations de la phase de verse (via les critères de similitude) à celles issues des simulations de la thermoconvection pour différentes inclinaisons. Ces résultats ne sont donc pas quantitatif, ni même qualitatif, à peine indicatif.

La figure suivante visualise la comparaison des écoulements présentés sur les figures 3.30 et 3.17.



Vitesse de l'écoulement de verse :
1mm/s dans le bain
25 mm/s près du bec

Vitesse de l'écoulement de thermoconvection pour $\theta = 0°$
2 mm/s près des parois verticales
0.35 mm/s au centre de four

Figure 3.32 : Comparaison des écoulements de verse et de thermoconvection

Cette comparaison montre que :

- en surface, du côté opposé au bec, les vitesses présentent des direction opposées,
- en surface, du côté du bec, les vitesses présentent la même direction,
- près des parois verticales et au fond du four, du côté opposé au bec, les vitesses présentent la même direction,

- près des parois verticales et au fond du four, du côté du bec, les vitesses présentent des directions opposées.

Ainsi, on peut penser que l'écoulement près des parois situées à l'arrière du four est plus rapide en présence de thermoconvection. L'inverse est vrai près du bec.

La thermoconvection n'augmente pas le transport solide lors de la verse. Toutefois, on aurait pu craindre que les jets pariétaux liés à la thermoconvection présentent des vitesses suffisamment élevées pour participer à l'érosion des réfractaires. Il n'en est rien. Si la thermoconvection agit sur le transport inclusionnaire, son effet sera de favoriser la décantation des particules plus lourdes que l'aluminium dans le centre du four.

2.7. Conclusions

L'objectif de cette partie du chapitre consacrée à la simulation numérique était de déterminer les différents écoulements présents dans le four d'aluminium.
Nous avons simulé avec succès d'une part une verse correspondant à la vidange de la maquette expérimentale et, d'autre part, l'écoulement de thermoconvection présent pendant la phase de maintien.

Nous avons mis au point toutes les conditions nécessaires à la réalisation d'une simulation de la vidange complète de la maquette. Nous avons, entre autre, porté une attention particulière au choix du maillage (forme, densité, type d'élément), aux conditions aux limites au niveau du bec de vidange et au calcul de la viscosité turbulente.
Les résultats obtenus sont en accord avec ceux issus des visualisations de l'écoulement de verse réalisés sur la maquette 2D.

Les connaissances acquises lors du travail relatif à la simulation de la verse ont été utilisées pour la simulation de la phase de maintien. Le choix des conditions de simulation, comme par exemple la modélisation des pertes thermiques aux parois du four ont permis de calculer l'écoulement de thermoconvection présent pendant la phase de maintien.
L'écoulement présente deux vortex principaux de tailles différentes. Etant donné la géométrie choisie, le plus gros correspond à l'écoulement induit par les pertes thermiques sur la paroi verticale la plus éloignée du bec. Les vitesses issues de ces simulations sont en bonne concordance avec les vitesses issues des analyses.
La simulation de l'écoulement pour deux positions du four d'aluminium complète cette analyse.
Une comparaison des écoulements induits par la verse et par les effets thermiques a été tentée. L'écoulement thermoconvectif ne semble pas avoir d'action sur le transport inclusionnaire pendant la verse d'un four d'aluminium.

3. SIMULATION DE L'ENTRAINEMENT DES INCLUSIONS.

3.1. Introduction.

Les simulations de la trajectoire d'une particule en suspension dans un liquide en cours de verse que nous présentons ici, ont été réalisées pour le cas de la verse de la maquette expérimentale 2D.
Nous ne présentons pas ici de calcul prenant en compte d'éventuelles remises en suspension des particules déposées. De tels calculs nécessitent la prise en compte des critères de remises en suspension que nous avons présentés au paragraphe 2.2.2.1 du chapitre II. Ce travail pourra faire l'objet d'une poursuite à cette étude.
Cette approche particulaire de l'entraînement des particules en suspension permet de déterminer leur temps de séjour dans le bain. Ainsi, nous pouvons localiser la zone d'origine des particules qui polluent le liquide versé.
Cette démarche permet aussi de quantifier les effets respectifs de l'écoulement de verse et de la décantation sur la trajectoire des particules.

L'étude de la trajectoire d'une particule en suspension dans un liquide s'articule de la façon suivante:

- le paragraphe 3.2 présente les équations à résoudre pour simuler le déplacement d'une particule dans un fluide en mouvement, ainsi que les hypothèses qui lui sont associées.
- le paragraphe 3.3 présente les fonctionnalités du logiciel FIDAP que nous avons utilisées, ainsi que les conditions de la simulation.
- le paragraphe 3.4 présente les résultats d'entraînement que nous avons obtenus. Ces calculs ont été réalisés pour des particules de densité 1 g/cm^3 qui marquent l'écoulement et pour des particules de carbure de silicium de densité 3.2 g/cm^3 de diamètre 20, 50 et 200 microns.
- enfin, le paragraphe 3.5 présente les perspectives envisagées pour une verse de four.

3.2. Equation de la trajectoire d'une particule.

La particule est supposée sphérique, de faible diamètre et indéformable. Les phénomènes d'interaction particulaire et de coagulation ne sont pas pris en compte. Nous supposons de plus que la particule est suffisamment loin des parois pour négliger les forces induites par la présence d'une paroi. Enfin, nous supposons que le déplacement de la particule ne perturbe pas le mouvement du fluide environnant.
Avec ces hypothèses, l'équation du mouvement d'une particule (proposée par Maxey & Riley*) s'écrit :

$$\rho_p V_p \frac{d}{dt}(\vec{U_p}) = \vec{F_t} + \vec{F_m} + \vec{F_B} + \vec{F_{Ar}} + \vec{F_{acc}}$$

où :

ρ_p est la densité de la particule,

V_p est le volume de la particule,

U_p est la vitesse de la particule,

$\vec{F_t}$ est la force de traînée de Stokes,

$\vec{F_m}$ est le terme de masse virtuelle,

$\vec{F_B}$ est le terme de Basset ou d'histoire,

$\vec{F_{Ar}}$ est la force d'Archimède,

$\vec{F_{acc}}$ est la force due à l'accélération du liquide.

Les indices p et l sont relatifs aux valeurs associées respectivement à la particule et au liquide.

1- La force de traînée, quelque soit le nombre de Reynolds, s'écrit (Clift*):

$$\vec{F_t} = -\frac{\pi}{8}(\phi_p)^2 \rho_l C_d \left|\vec{U_p} - \vec{U_l}\right| \left(\vec{U_p} - \vec{U_l}\right)$$

où C_d est le coefficient de traînée. Il se calcule par la formule d'Abraham (Clift*) pour des nombres de Reynolds de la particule inférieurs à 2000 (comme dans le cas présent).

$$C_d = 0.2925\left(1 + \frac{9.06}{\sqrt{Re_p}}\right)^2$$

2- Le terme de masse virtuelle, qui représente l'énergie nécessaire au déplacement du liquide par la sphère, s'écrit (Odar & Hamilton*) :

$$\vec{F_m} = -\frac{1}{2}\rho_l V_p C_a \frac{d}{dt}\left(\vec{U_p} - \vec{U_l}\right)$$

où C_a est un coefficient empirique, indépendant du nombre de Reynolds de la particule. Ce coefficient est une fonction du nombre d'accélération A_c.

$$A_c = \frac{\left(\vec{U_p} - \vec{U_l}\right)^2}{\phi_p \left|\frac{d}{dt}\left(\vec{U_p} - \vec{U_l}\right)\right|}$$

Rivero*, grâce à des simulations numériques, a montré que quelque soit l'accélération du liquide, le coefficient C_a est égal à 1 pour une particule sphérique.

3- Le terme de Basset est le terme d'histoire. Il prend en compte l'effet du mouvement antérieur sur la trajectoire. Il s'écrit (Odar & Hamilton*) :

$$\vec{F}_B = -\frac{3}{2}(\phi_p)^2\sqrt{\pi\rho_l\mu}\ C_h\int_0^t \frac{d}{dt}\left(\vec{U}_p - \vec{U}_l\right)\frac{ds}{\sqrt{t-s}}$$

où C_h est un coefficient empirique. Cependant, Mei* a montré que l'intégrale de Basset doit être une fonction de $t^{-1/2}$ pour les temps courts et de t^{-2} pour les temps plus longs. De ce fait, Mei a contesté la généralité du coefficient C_h. Nous prendrons $C_h = 1$.

4- La force d'Archimède s'écrit :

$$\vec{F} = -(\rho_l - \rho_p)V_p\,\vec{g}(t)$$

5- La force due à l'accélération du fluide s'écrit :

$$\vec{F}_{acc} = \rho_l V_p \frac{D}{Dt}(\vec{U}_l)$$

Ainsi, l'équation globale du mouvement d'une particule dans un liquide en mouvement est :

$$\rho_p V_p \frac{d}{dt}(\vec{U}_p) = -\frac{\pi}{8}(\phi_p)^2\rho_l C_d\left|\vec{U}_p - \vec{U}_l\right|\left(\vec{U}_p - \vec{U}_l\right) - \frac{1}{2}\rho_l V_p \frac{d}{dt}\left(\vec{U}_p - \vec{U}_l\right)$$
$$-\frac{3}{2}(\phi_p)^2\sqrt{\pi\rho_l\mu}\int_0^t \frac{d}{dt}\left(\vec{U}_p - \vec{U}_l\right)\frac{ds}{\sqrt{t-s}}$$
$$-(\rho_l - \rho_p)V_p\,\vec{g} + \rho_l V_p \frac{D}{Dt}(\vec{U}_l)$$

Avec : $$C_d = 0.2925\left(1 + \frac{9.06}{\sqrt{Re_p}}\right)^2$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U}_l.\vec{\nabla})$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U}_p.\vec{\nabla})$$

3.3. Conditions de la simulation.

1- Fonctionnalités du logiciel.

Le logiciel FIDAP utilisé pour la simulation numérique possède une fonctionnalité permettant le calcul de trajectoire de particules. Trois possibilités sont disponibles.

1- La particule considérée est une particule "fluide". Lorsque l'écoulement est stationnaire, la trajectoire de ce type de particule sans masse apparente est une ligne de courant. Cette méthode de calcul est utilisée pour déterminer le temps de séjour du fluide pendant la verse. De plus, lorsque l'écoulement est instationnaire, cette méthode permet de visualiser des lignes d'écoulement en fonction du temps.

2- La particule possède une densité différente de celle du liquide, mais la teneur est suffisamment forte pour perturber l'écoulement environnant. Le calcul de l'écoulement et du déplacement de la particule ne doit donc pas être découplé. Le transfert d'énergie entre les particules et le fluide est pris en compte par l'intermédiaire de termes sources dans le calcul de l'écoulement. Ce calcul doit se faire alors directement au moment du calcul de l'écoulement, et non pas simplement au moyen du post-processeur. Ce cas ne correspond pas à notre configuration. Nous n'utiliserons pas cette fonctionnalité du code FIDAP.

3- La particule possède une densité différente de celle du liquide, mais est suffisamment en faible teneur pour ne pas perturber l'écoulement environnant. L'équation de la trajectoire des particules est alors résolue après l'obtention du champ de vitesse, c'est-à-dire dans le post processeur.

2- Conditions de la simulation utilisées.

Nous avons choisi une approche Lagrangienne. Le mouvement de la particule est obtenu en résolvant l'équation précédemment explicitée.

Les simulations de l'écoulement de verse ont été réalisées dans le repère de la maquette. Dans ce repère, qui est en rotation, l'accélération d'un élément fluide est différente de l'accélération absolue dans le repère de référence. Pour tenir compte de ces caractéristiques, nous ajoutons les forces de Coriolis et centrifuge à l'équation générale présentée au paragraphe 3.2.
Les forces de Coriolis et centrifuge sont déjà implémentées dans le logiciel. La trajectoire des particules est obtenue par résolution de l'équation suivante :

$$\rho_p V_p \frac{d}{dt}(\vec{U_p}) = \vec{F_t} + \vec{F_m} + \vec{F_B} + \vec{F_{Ar}} + \vec{F_{Coriolis}} + \vec{F_{centrifuge}} + \vec{F}$$

Dans le repère de calcul, la maquette est fixe et la gravité a une position qui évolue au cours du temps. La force d'Archimède doit donc être exprimée à partir d'une gravité fonction du temps : g(t). Nous n'utiliserons donc pas la formulation $\vec{F_{Ar}}$ de FIDAP pour laquelle la gravité est fixe, mais la relation :

$$\vec{F} = -(\rho_l - \rho_p) V_p \vec{g(t)}$$

où g(t) est la gravité tournante.

Nous avons calculé les ordres de grandeur de ces différentes forces pour le cas de particules de carbure de silicium de densité $3.2 .10^{+3}$ kg/m^3 et de diamètre 20 et 200 microns. Ces particules ont des vitesses de décantation de Stokes respectivement de 0.5 et 50 mm/s que nous prendrons comme vitesse caractéristique de la particule. La vitesse caractéristique de l'écoulement de verse est proche de 4 mm/s. L'accélération du fluide est telle que la vitesse passe d'une valeur de 4 mm/s à 20 mm/s sur une distance de 10 cm.

Le tableau suivant présente les résultats que nous avons obtenus.

	$\phi_p = 20$ µm	$\phi_p = 200$ µm
Traînée (N)	$2.5 .10^{-12}$	$4 .10^{-8}$
Masse virtuelle (N)	$3.4 .10^{-16}$	$4.2 .10^{-12}$
Archimède (N)	$90 .10^{-12}$	$9 .10^{-8}$
Accélération (N)	$1 .10^{-15}$	$1 .10^{-10}$

Le calcul montre que quelque soit la taille de la particule considérée, les deux termes principaux sont les forces de traînée et d'Archimède.

Nous avons vu au § 2.3.1 du chapitre III que ces forces de Coriolis et centrifuge sont négligeables pour les vitesses de verse considérées. Nous ne les prendrons pas en compte.

La méthode de résolution utilisée est la méthode explicite "Runge-Kutta" du second ordre. La résolution de cette équation nécessite le choix d'un pas de temps. Le paragraphe suivant présente l'influence du pas de temps sur les résultats de la simulation.

Le calcul de la trajectoire de la particule est réalisé à partir de l'écoulement de verse de la maquette en eau déjà simulé, et présenté figure 3.17 (a-b-c-d). La vitesse de verse est de 9°/min.

3- Choix du pas de temps.

<u>- Pour des particules de 200 microns.</u>

La vitesse de Stokes ($V_{Stokes} = \frac{(\rho_p - \rho_l)\phi^2 g}{18\mu} = 50 .10^{-3}$ m/s) confère à ces particules un temps de Stokes de 2s.

On appelle temps de Stokes le temps que met une particule pour parcourir une distance L (dans notre cas de 10 cm) à la vitesse de Stokes.

Les calculs de trajectoire de particules de SiC de diamètre 200 microns, choisies pour leur vitesse de Stokes élevée ont mis en évidence une forte sensibilité des résultats obtenus au choix du pas de temps utilisé.

Le tableau suivant présente les temps de décantation donnés par la simulation pour différents pas de temps utilisés. Le plus grand pas de temps choisi est 200 fois plus petit que le temps de Stokes, soit $\Delta t = 0.01$ s. Cette valeur nous avait paru suffisamment petite avant de faire les tests.

Pas de temps Δt (s)	Temps de décantation (s)
0.01	8
0.001	4.77
0.0005	4.77
0.0001	4.77

Le pas de temps $\Delta t = 0.001$ s est optimum car une réduction de ce pas de temps n'entraîne pas de modification du temps de décantation. Le temps de décantation simulé pour ce type de particule est de 4.77 s.
Ainsi, la simulation donne un résultat deux fois plus élevé que le temps de Stokes. Ceci s'explique par le fait que le temps de Stokes ne prend en compte que les effets d'Archimède et les effets visqueux. Notre modélisation permet de prendre en compte l'accélération du début de la décantation.

Cependant, des essais de simulation de trajectoires de particules plus petites ont montré que le choix du pas de temps dépend aussi de la taille des inclusions. En effet, le pas de temps $\Delta t = 0.001$s n'est plus le pas de temps optimum pour des particules de 20 microns.

- Pour des particules de 20 microns.

Le temps de Stokes d'une particule de 20 microns est environ 208 secondes.

Le tableau suivant présente l'influence du choix du pas de temps sur le temps de décantation simulé pour des particules de carbure de silicium de diamètre 20 microns lors de la verse de la maquette. Il regroupe aussi les conditions utilisées et les temps de calcul nécessaires à la simulation. En moyenne, 100 itérations nécessitent 5 secondes de calcul de la machine. Les 200 000 itérations demandent environ 3 heures de temps de calcul de la machine.

Pas de temps (s)	Temps de décantation prévu par la simulation (s)	Nombre d'itérations	Temps de calcul machine (s)
0.01	1.4	140	10
0.005	2.73	552	30
0.002	6.68	3 340	167
0.001	12.17	12 170	609
0.0005	21.68	43 360	2 168
0.00005	45*	200 000	45 000*
0.00001	64*	200 000	310 000*

L'exposant * indique que les résultats sont issus d'extrapolations.

Le temps de décantation prévu par la simulation dépend donc du choix du pas de temps.
Les trajectoires simulées varient aussi avec ce pas de temps.
Le diagramme suivant montre l'influence du pas de temps Δt choisi sur la trajectoire simulée et le temps de décantation d'une particule de 20 microns. La trajectoire la plus longue correspond à $\Delta t = 5 .10^{-3}$ s, la trajectoire la plus courte correspond à $\Delta t = 5 .10^{-5}$ s, et la trajectoire intermédiaire correspond à $\Delta t = 5 .10^{-4}$ s.

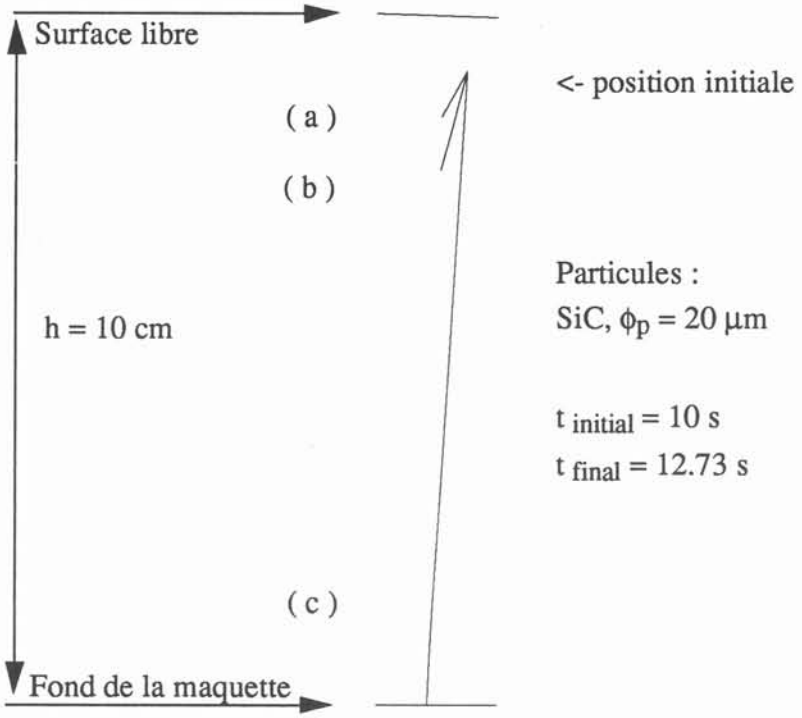


Figure 3.33 : Trajectoires simulées pour une durée de verse de 2.73s, avec:
(a) $\Delta t = 5 .10^{-5}$ s (b) $\Delta t = 5 .10^{-4}$ s (c) $\Delta t = 5 .10^{-3}$ s

La trajectoire (c) obtenue avec $\Delta t = 5 .10^{-3}$ s est presque verticale, le temps de décantation étant faible (2.73 s), la gravité n'a donc que légèrement tourné entre le début et la fin du mouvement de la particule.

La trajectoire (b) obtenue avec $\Delta t = 5 .10^{-4}$ s est légèrement inclinée, le temps de décantation étant plus élevé. La particule qui suit la direction de la gravité ne décante pas verticalement dans le repère de la maquette.
La trajectoire (a) obtenue avec $\Delta t = 5 .10^{-5}$ s montre que la particule est entraînée par l'écoulement car la trajectoire est beaucoup plus inclinée que les autres, et la trajectoire suit les lignes de courant.

Grâce à la méthode de pas de temps adaptatif de FIDAP, nous avons simulé la décantation de ces particules pour une durée de verse supérieure à 2 s pour un temps de calcul machine fixé.
La trajectoire obtenue pour le cas Δt variable avec comme pas de temps initial $\Delta t_i = 5 .10^{-5}$ s est superposable à la trajectoire obtenue avec un pas de temps constant égal à $\Delta t = 5 .10^{-5}$ s. De plus cette trajectoire a été simulée pendant une durée de verse 10 fois plus grande : 22.36 s.

Une réduction du pas de temps initial n'induit pas de modification de la trajectoire simulée. Le pas de temps optimum est donc $\Delta t_i = 5 .10^{-5}$ s.
Ce choix (Δt variable, $\Delta t_i = 5 .10^{-5}$ s) a été retenu pour simuler les trajectoires de particules de carbure de silicium de diamètre 200, 50 et 20 microns que nous présentons au paragraphe 3.4.2.

3.4. Courbes d'entraînement obtenues.

3.4.1. Particules dont la densité est identique à la densité du fluide.

Nous calculons la trajectoire d'un volume "fluide" de référence infiniment petit à partir de l'écoulement de verse présenté figure 3.17 (a-b-c-d).
Ce type de calcul permet d'une part d'obtenir des indications sur les temps de séjour du fluide à différents endroits du bain pendant la verse, et d'autre part de visualiser des lignes d'écoulement en fonction du temps.

La figure suivante montre le type de résultats que l'on obtient. La position de la surface libre est tracée pour les temps de verse correspondant au début et à la fin des trajectoires. Les quatre premiers graphes correspondent à des injections à l'instant t = 10 s de verse, de quatre particules ayant une même abscisse et des ordonnées différentes. Le graphe (e) correspond à une injection de sept particules ayant une même ordonnée et différentes abscisses.

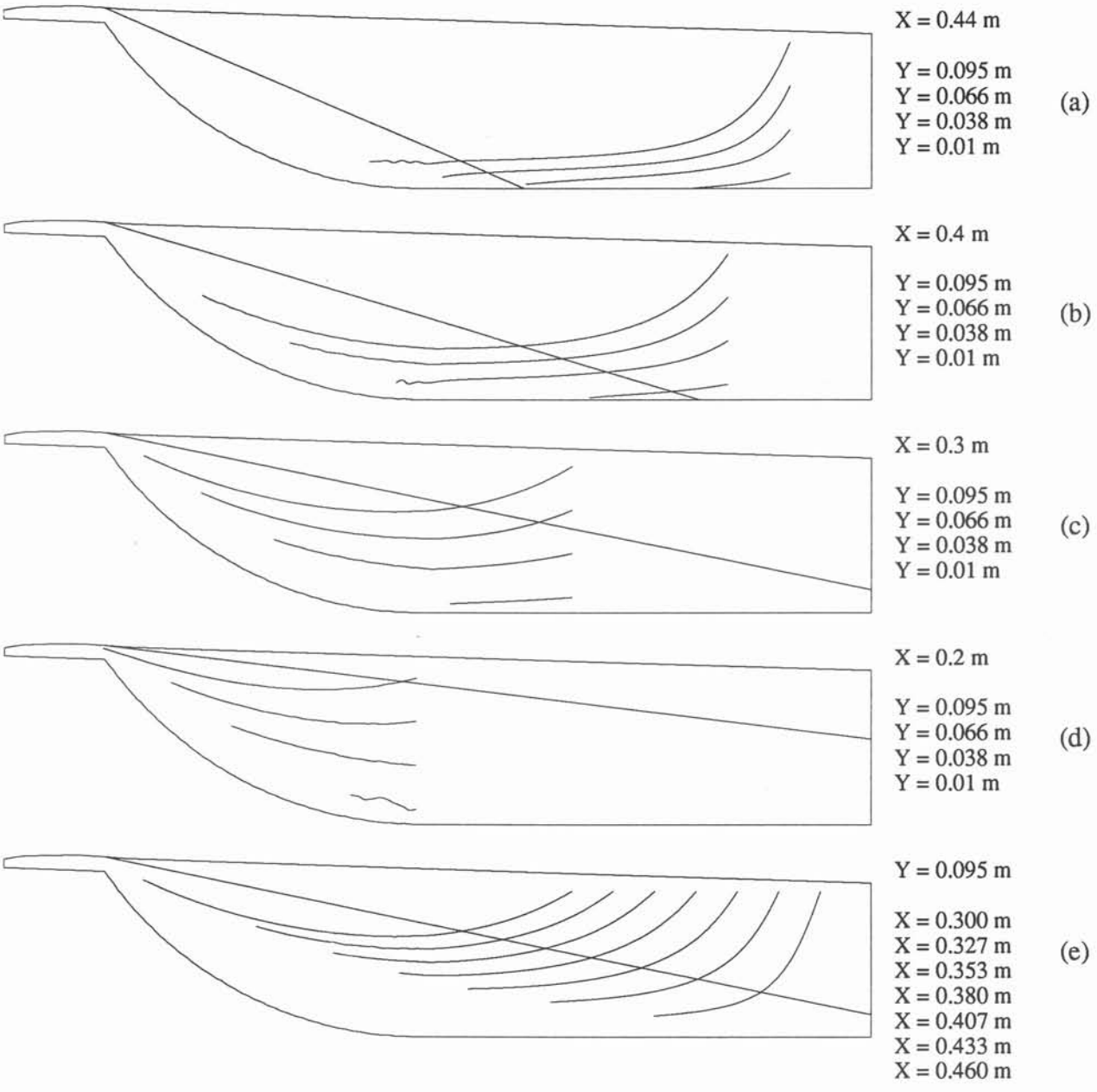


Figure 3.34 : Trajectoires de particules fluides entre t_{ini} =10 s et t_{fin} =
(a) 140 s (b) 100 s (c) 67 s (d) 40 s (e) 67 s

Ces trajectoires de particules de densité 1 montrent que l'écoulement est accéléré en surface et au voisinage du bec de vidange :

- Un volume de fluide proche de la surface parcourt, pour une durée donnée, une distance plus grande qu'une particule proche du fond de la maquette.
- Un volume de fluide proche du bec parcourt, pour une ordonnée fixée, une distance plus grande qu'un volume plus éloigné du bec, pendant une durée de verse donnée (Cf. (a, b et).

3.4.2. Particules de carbure de silicium.

La prise en compte des différentes forces qui s'appliquent sur la particule augmente considérablement le temps de calcul. Nous effectuons donc les simulations pour une injection d'une seule particule. Cette injection, dans l'écoulement de verse, est effectuée près de la surface et à l'arrière de la maquette.

Le tableau suivant résume les données relatives aux particules dont nous avons simulé les trajectoires lors de la verse de la maquette, ainsi que le temps de décantation obtenu par ces simulations, lorsqu'il existe.

Diamètre (µm)	Vitesse de Stokes (mm/s)	Temps de décantation (h = 0.1m) de Stokes (s)	Temps de décantation simulé (s)
200	48	2.08	4.77
50	3	33.36	50.19
20	0.48	208	?

Une particule placée près de la surface arrive au fond de la maquette après un temps de décantation simulé environ deux fois supérieur au temps de Stokes.

Ainsi, le temps de décantation attendu pour une particule de 20 microns est compris entre 300 et 400 s. Or la verse dure environs 150 s, la particule va donc atteindre le bec. Cependant les calculs n'ont pas été réalisés au-delà de 56 secondes, pour des raisons de capacité du système informatique dont nous disposons.

Les trajectoires simulées de ces différentes particules sont présentées sur la figure suivante (numérotées 2). Nous avons superposé sur ces graphes les trajectoires du volume fluide correspondant (numérotées 1). La position de la surface libre est tracée pour les temps de verse correspondant au début et à la fin de la trajectoire.

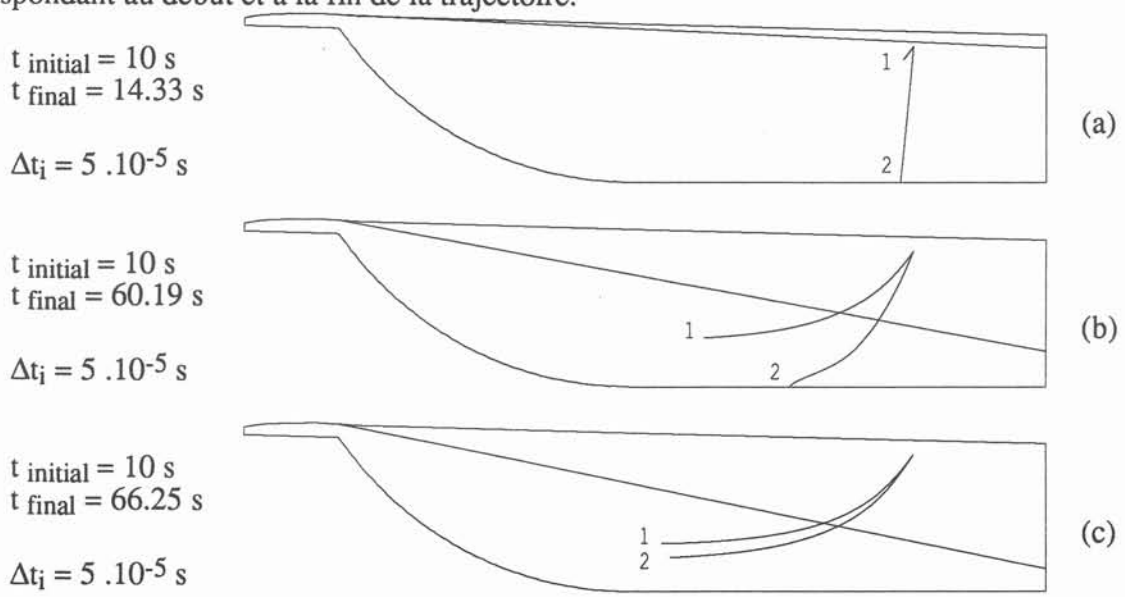


Figure 3.35 : Trajectoires d'une particule SiC de diamètre
(a) 200 microns (b) 50 microns (c) 20 microns

Ces résultats confirment le fait que seules les particules de petite taille sont transportées par l'écoulement jusqu'au niveau du bec.

- Les particules dont la vitesse de Stokes est plus élevée que la vitesse de l'écoulement au cœur du bain (voisine de 4 mm/s) décantent pendant la verse et ne sont pas entraînées. C'est le cas des particules de 200 microns. La trajectoire d'une telle particule n'est pas modifiée par l'écoulement de verse, elle est presque verticale.
- Les particules dont la vitesse de Stokes est voisine de celle de l'écoulement ont des trajectoires modifiées par l'écoulement de verse. C'est le cas des particules de 50 microns de diamètre.
- Les particules dont la vitesse de Stokes est plus faible que la vitesse de l'écoulement sont entraînées par l'écoulement de verse pendant leur décantation. C'est le cas des particules de 20 microns qui ont une vitesse de Stokes de 0.5 mm/s. De telles particules arrivent au niveau du bec de vidange avant la fin de la verse.

La figure suivante présente, pour différents diamètres de particules, les régions du bain où les vitesses de décantation des particules de carbure de silicium sont inférieures à la vitesse de l'écoulement de verse. Ces régions visualisent l'emplacement dans le bain où les particules arrivent au bec de vidange avant la fin de la verse pour trois diamètres différents.

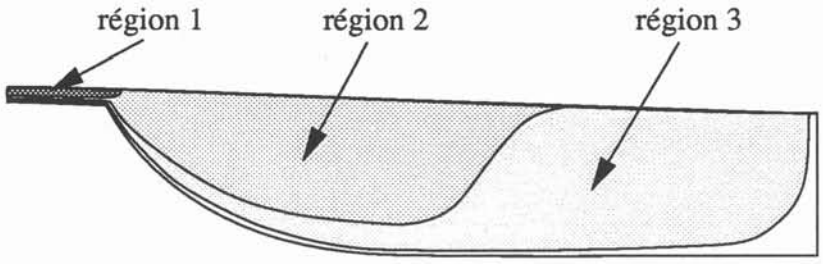


Figure 3.36 : Limites des zones de liquide d'origine
où des particules arrivent au bec avant la fin de la verse
(région 1) $\phi_p = 200\ \mu m$ (région 2) $\phi_p = 50\ \mu m$ (région 3) $\phi_p = 20\ \mu m$

Les particules de petite taille, quelque soit leur emplacement d'origine, sont entraînées par l'écoulement de verse.

3.5. Conclusions et perspectives.

1- Conclusions.

Les calculs de la trajectoire d'une particule de carbure de silicium dans l'écoulement de verse de la maquette ont montré qu'il est nécessaire de trouver le pas de temps de calcul optimum pour chaque type de particule dont on veut simuler le transport.

Les petites particules (ϕ_p = 20 µm) arrivent au bec de vidange avant la fin de la verse, quelque soit leur position d'origine dans le bain. Les particules de taille plus importante ne sont entraînées que dans les régions plus proches du bec de vidange. Le particules de grosse taille (ϕ_p = 200 µm) décantent avant d'avoir atteint le bec de vidange.
Cependant, près des parois, la trajectoire réelle doit être légèrement différente des trajectoires présentées car nous avons négligé les forces causées par la présence d'une paroi et les interactions interparticulaires.

Les temps de décantation prévus par les simulations sont de 4.33 s pour les particules de diamètre ϕ_p = 200 µm et de 50.2 s pour les particules de diamètre 50 µm. Les temps de Stokes de ces particules sont respectivement de 2.08 s et 33.36 s.

Grâce aux critères de similitude (Cf. § 1.1.1), nous pouvons extrapoler ces résultats au cas des inclusions présentes dans les fours d'aluminium. Le tableau suivant présente pour deux types d'inclusions, les différents diamètres correspondant à trois vitesses de décantation de Stokes. Rappelons que la vitesse de l'écoulement de verse dans le bain d'aluminium est voisine de 1 à 2 mm/s.

Inclusions	V_{Stokes} = 10 mm/s	V_{Stokes} = 1 mm/s	V_{Stokes} = 0.1 mm/s
Φ_p Al_2O_3 (µm)	180	60	20
Φ_p SiO_2 (µm)	370	120	40

Ce tableau se lit de la façon suivante :

Les inclusions d'Al_2O_3, dont le diamètre est voisin de 180 microns ne sont jamais entraînées. Celles dont le diamètre est voisin de 60 microns ne sont entraînées que si elles sont suffisamment loin du fond du four et plus proches du bec (pour une distance d'environ 2 mètres du bec). Celles dont le diamètre est voisin de 20 microns sont toujours entraînées par l'écoulement de verse.

2- Perspectives.

Les deux perspectives les plus intéressantes à envisager pour la poursuite de cette étude numérique du transport des inclusions sont la simulation des remises en suspension et le calcul d'un champ diffusif de particules.

- Pour les particules ayant décanté sur une paroi, l'équation du mouvement est difficile à exprimer. En effet, les forces qui agissent sur la particule sont plus nombreuses. Il s'agit des forces d'adhésion entre la particule et la paroi, entre différentes particules ayant décanté et la force de portance due au cisaillement de la paroi. De plus, dans un four d'aluminium, le calcul des contraintes pariétales doit prendre en compte les effets conjugués de l'écoulement de verse et de thermoconvection.

  Pour quantifier ces remises en suspension, nous avons utilisé lors des analyses phénoménologiques le diagramme de Shields (Cf. § 2.2.2). Celui-ci permet de déterminer un ordre de grandeur des vitesses critiques du bain pour lesquelles une particule déposée sera remise en suspension par les contraintes qu'elle subit.

  Un calcul complet de la trajectoire d'une particule prenant en compte sa remise en suspension pourrait par exemple utiliser un test de départ de la particule en fonction de la valeur de la vitesse de l'écoulement. Si cette vitesse est supérieure à la vitesse critique issue du diagramme de Shields, la particule est remise en suspension. Elle serait injectée en dehors de la couche limite. Dans le cas contraire, elle resterait sur la paroi.

- Nous avons vu (Cf. annexe II, et § 2.2.1) que la vitesse expérimentale de décantation des particules de carbure de silicium est beaucoup plus faible que la vitesse de Stokes. Le phénomène de décantation de ces particules est bien traduit par une loi de diffusion. Ainsi, la simulation du transport d'une espèce obéissant à une loi de diffusion doit permettre de mieux traduire les phénomènes présents lors de la verse de la maquette. Avec ce type de méthode, nous ne considérons plus une particule isolée, mais un champ de particules dont on suit l'évolution de la concentration.

  Dans FIDAP, il est possible de simuler des écoulements multiphasiques dont une espèce diluée obéit à une loi de diffusion. Toutefois, il n'est pas prévu de pouvoir imposer un coefficient de diffusion unidirectionnelle dans le sens de la gravité, et tournant avec cette dernière.

  Ce type de simulation est susceptible de reproduire exactement les phénomènes que nous avons observés expérimentalement. Ainsi, des comparaisons directes entre l'évolution dans le temps des concentrations calculées au niveau du bec et les courbes expérimentales de transport des inclusions seront possibles.

CHAPITRE IV

CONCLUSIONS

Cette étude fait partie de l'effort de recherche initié dans le cadre de la maîtrise de la propreté inclusionnaire du métal liquide. Maîtriser la qualité inclusionnaire de l'aluminium, c'est satisfaire aux exigences en terme de fiabilité et reproductibilité des matériaux qui seront fabriqués.

Cette étude est centrée sur le four de verse dans le procédé d'élaboration de l'aluminium. Notre objectif a été de comprendre et quantifier les mécanismes de transport des inclusions afin de proposer des solutions d'optimisation des conditions opératoires.

Notre démarche a été construite suivant trois approches complémentaires. Nous avons :

- mis en œuvre une maquette expérimentale en établissant des critères de similitude avec le four industriel de verse,
- réalisé une analyse des phénomènes régissant le transport inclusionnaire,
- simulé des écoulements de verse et thermoconvectif 2D, ainsi que des trajectoires de particules dans l'écoulement de verse.

Ces trois approches nous ont permis d'une part de déterminer les mécanismes de transport et de les quantifier expérimentalement, et d'autre part, de valider les résultats de simulation numérique. Les paragraphes suivants présentent une synthèse des résultats expérimentaux et numériques que nous avons obtenus. Pour terminer, nous proposons quelques recommandations pour limiter la pollution du métal coulé, ainsi que quelques perspectives intéressantes pour la poursuite de cette étude.

1- Résultats expérimentaux.

Nous avons établi, grâce aux analyses phénoménologiques et à l'ensemble des expériences réalisées, qu'il existe différents modes de transport des inclusions. La figure suivante présente ces différents modes de transport. Les chiffres situés au bas de la figure correspondent aux quatre résumés présentés ci-après.

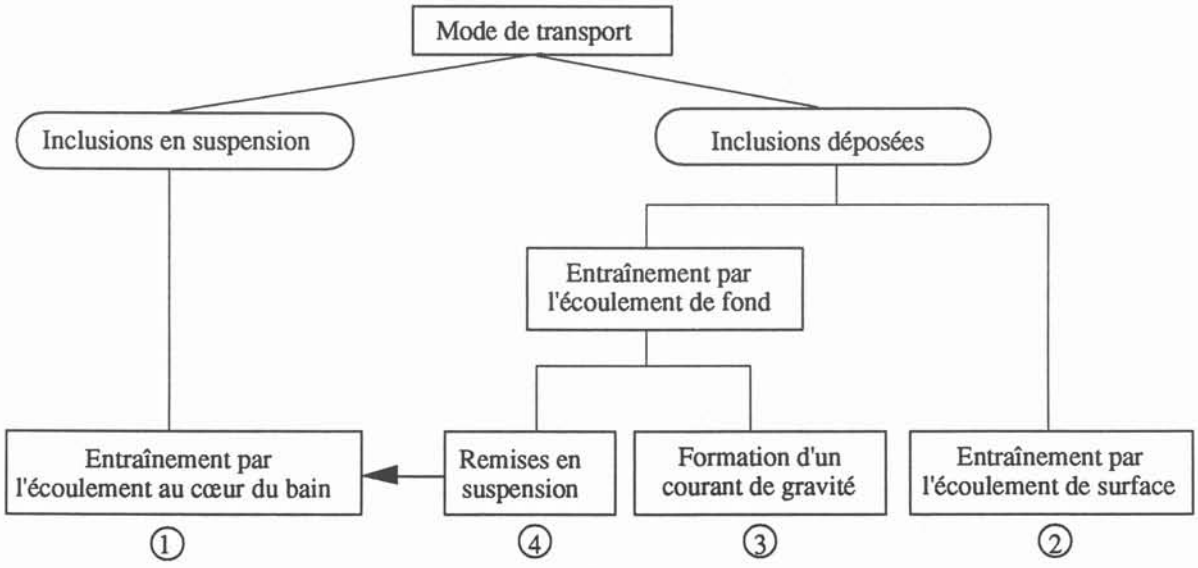


Figure 4.1 : Différents modes de transport d'une inclusion dans un écoulement de verse

① Les inclusions qui n'ont pas décanté au début de la verse sont entraînées. Le paramètre contrôlant ce mode de transport est le niveau de décantation. Il détermine le nombre d'inclusions en suspension susceptibles de polluer le produit final. Tout paramètre susceptible de modifier le niveau de décantation a un rôle important. Il s'agit de la tension de surface entre l'inclusion et l'aluminium liquide, du temps d'attente avant la verse, et des caractéristiques des inclusions (densité et taille).

- Nous avons observé expérimentalement une augmentation de la vitesse de décantation lorsque les inclusions sont bien mouillées par le liquide. Les conditions de similitude applicables à cet effet sont difficiles à déterminer pour le four d'aluminium.
- Plus le temps d'attente est long, plus le nombre d'inclusions en suspension diminue. Toutefois, même après un temps d'attente de l'ordre de 3 heures, environ 10% des inclusions d'alumine de 30 microns de diamètre initialement présentes dans le bain sont encore en suspension. Ce pourcentage diminue pour des particules de plus gros diamètre.
- Nous avons retrouvé et quantifié des résultats bien connus. Les inclusions lourdes décantent plus vite que les inclusions légères et, pour une même densité, les inclusions de grande taille décantent plus vite que les inclusions de petite taille.

② Les inclusions qui ont décanté peuvent être entraînées par l'écoulement de surface lorsque la surface du liquide découvre les inclusions déposées sur le fond. Une inclusion mal mouillée est alors captée par cette surface. Etant donné l'importance des forces de tension de surface par rapport aux forces de gravité, cette inclusion est piégée en surface et ne peut plus décanter. Elle est alors transportée par l'écoulement de surface. Ce résultat peut être modifié suivant l'intensité des forces particules / paroi du four qui existent. Ce phénomène n'existe pas pour le cas du four d'aluminium en raison de la couche d'oxyde présente à la surface.

③ Sous certaines conditions, une couche d'inclusions décantées peut développer un courant de gravité. Nous avons montré qu'une concentration d'inclusions décantées au fond du four d'aluminium égale à 120 ppm suffit au déclenchement d'un tel courant. Sa vitesse d'avancée est supérieure à la vitesse d'avancée du front arrière. Un tel courant de gravité risque donc d'exister lors de la verse des fours. Cependant, son existence dépend du niveau de rugosité du fond du four. En effet, une rugosité, dont la taille est proche du diamètre des inclusions, peut ralentir le courant ou empêcher son déclenchement.

④ Suivant l'intensité des contraintes que subit une inclusion déposée, elle peut être remise en suspension puis transportée par l'écoulement sus-jacent. L'analyse phénoménologique du transport des inclusions ainsi que l'ensemble des expériences réalisées nous permettent d'affirmer que les remises en suspension sont situées près du bec de vidange car les contraintes pariétales y sont plus élevées que dans le cœur du bain. Les paramètres qui modifient quantitativement les remises en suspension sont : le niveau de décantation, la rugosité du fond du four et le mode de verse.

- Les remises en suspension sont d'autant plus réduites que la décantation des inclusions est achevée.
- Une rugosité milimétrique permet de réduire les remises en suspension lorsque la décantation est achevée. La couche d'inclusions décantées dans les aspérités est alors stabilisée. Cependant, ces remises en suspension augmentent lorsque la taille des rugosités du fond du

four devient supérieure à la taille d'une rugosité critique, par exemple de l'ordre du centimètre. Ainsi, entre le début et la fin de vie des parois du réfractaire, il peut exister des différences de remises en suspension causées par l'augmentation de la taille des rugosités.

- Une verse rapide (50 tonnes par heure) augmente la vitesse caractéristique de l'écoulement et donc les contraintes que subit une inclusion déposée, ainsi :
  - une même inclusion est plus facilement remise en suspension lors d'une verse rapide que lors d'une verse lente (25 tonnes par heure).
  - une régulation de la verse par saccades, qui implique localement une élévation du niveau de turbulence, provoque une augmentation des remises en suspension. De plus, nous avons vu expérimentalement qu'une régulation saccadée imposait d'arrêter la verse à environ 70% du temps nécessaire à la vidange complète (au lieu des 85% couramment employés), pour éviter de polluer le produit final. Dans ce cas, 30% du métal doit rester dans le four. Une immobilisation d'une telle quantité de métal à chaque verse se traduit par une élévation du prix de revient du produit final.

Tous les effets issus des analyses phénoménologiques ont été retrouvés expérimentalement.

Pour conclure cette partie, nous noterons la puissance de la démarche expérimentale qui nous a permis de trouver grâce au plan d'expériences des lois empiriques qui traduisent très bien les phénomènes de transport des inclusions lors de la verse de la maquette. Ces lois permettent, sans réaliser les expériences, de calculer le transport des inclusions pour toutes les conditions de verse dont les niveaux des paramètres sont à l'intérieur du domaine testé. La transposition des résultats en eau au cas du four d'aluminium par l'intermédiaire des critères de similitude permet d'obtenir des ordres de grandeur de l'entraînement des inclusions dans le four.
Cependant, tous les résultats ne sont pas interprétables pour le four comme ils le sont pour le cas de la maquette en eau. En particulier, les notions rattachées à la surface libre sont modifiées par la présence d'une couche d'oxyde à la surface de l'aluminium liquide. De plus, les phénomènes de thermoconvection ne sont pas pris en compte lors des verses expérimentales.

2- Résultats numériques.

Le chapitre III a présenté la simulation numérique des écoulements de verse et de thermoconvection, ainsi que des calculs de trajectoires d'inclusions dans un écoulement de verse. Le logiciel utilisé pour ces simulations est le code FIDAP.

Simulation de l'écoulement de verse.

La simulation de l'écoulement de verse est un problème complexe car cet écoulement est instationnaire, à surface libre et présente une transition d'écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.
Grâce aux choix adaptés des conditions aux limites utilisées au niveau du jet de vidange, du modèle

de turbulence du type longueur de mélange, et de la méthode d'interpolation, nous avons pu réaliser la simulation de l'écoulement d'une verse complète de la maquette expérimentale 2D. L'écoulement obtenu présente des accélérations près du bec de vidange et en surface. Les intensités des vitesses (quelques millimètres par seconde dans le bain, et proche de 150 mm/s au niveau du bec de vidange) sont conformes à celles observées expérimentalement ou issues des analyses.

Simulation de l'écoulement de thermoconvection.

La simulation de l'écoulement de thermoconvection est aussi un problème complexe qui nécessite de s'affranchir des phénomènes d'oscillation des calculs provenant du couplage thermique / écoulement. D'autre part, la validité des résultats des simulations dépend étroitement des conditions aux limites utilisées.
Les connaissances acquises lors de la simulation de l'écoulement de verse ont été utilisées pour cette simulation de l'écoulement de thermoconvection. Les pertes thermiques à travers le réfractaire sont calculées au moyen d'un coefficient qui fait intervenir les phénomènes de convection de l'air sur la paroi extérieure chaude du réfractaire, ainsi que les phénomènes de radiation de cette paroi. Nous avons pu simuler l'écoulement de thermoconvection pour différentes positions d'inclinaison du four.

Près de la paroi, les vitesses de thermoconvection sont du même ordre de grandeur que les vitesses induites par la rotation du four (quelques millimètres par seconde).
Au centre du four, les vitesses de thermoconvection ont des intensités beaucoup moins élevées que les vitesses de verse.
Ces ordres de grandeur des vitesses montrent que pendant la phase de maintien, l'aluminium liquide n'a effectué qu'un seul tour le long des lignes de courant.

Simulation de la trajectoire des inclusions.

La simulation de la trajectoire des inclusions a corroboré certaines tendances issues des analyses phénoménologiques liées au diamètre des particules. Pour une densité donnée, les inclusions de grosse taille décantent vite et ne sont pas remises en suspension. Des inclusions de petite taille restent longtemps en suspension et sont entraînées par l'écoulement.
Le modèle adopté a permis de confirmer que le temps de décantation des particules est plus élevé que le temps de décantation de Stokes (environ deux fois plus élevé).

Ainsi, pour un type d'inclusion donné, seules les inclusions de très petite taille sont susceptibles d'être transportées par l'écoulement. Par exemple, des inclusions d'Al_2O_3 dont le diamètre est voisin de 180 microns ne sont entraînées que si elles sont situées au voisinage du bec. Celles dont le diamètre est voisin de 60 microns ne sont entraînées que si elles sont suffisamment loin du fond du four et proches du bec. Celles dont le diamètre est voisin de 20 microns sont toujours entraînées par l'écoulement de verse.

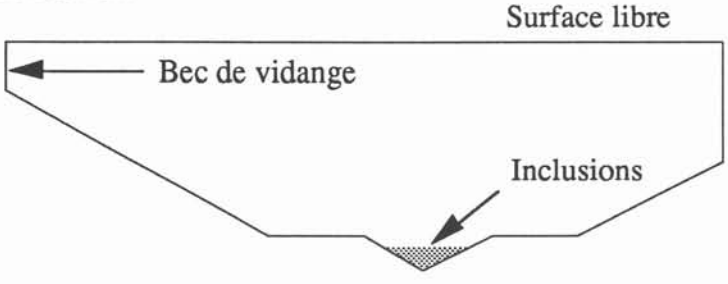
3- Recommandations.

A la vue de ces résultats, nous pouvons donner quelques recommandations à suivre pour limiter la pollution du métal coulé.

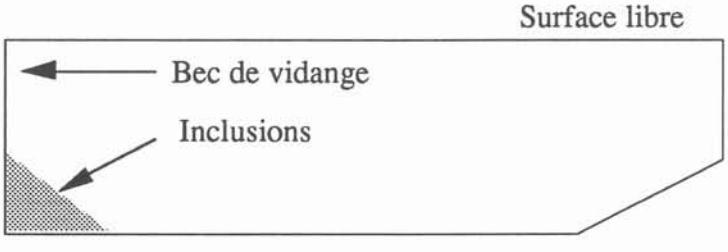
- Tout d'abord, la phase de maintien est primordiale, comme les fondeurs le savent de façon empirique. Plus cette attente sera longue, meilleure sera la propreté inclusionnaire.
- D'autre part, il faut éviter toute irrégularité de taille supérieure à 20 mm dans le fond du four, du moins dans un voisinage de 1 m autour du bec de vidange. En effet, une telle rugosité, en modifiant le frottement pariétal, est susceptible d'accroître les remises en suspension.
- De plus, il faut, comme c'est déjà le cas en pratique, arrêter la verse avant la fin. En outre, cet arrêt doit avoir lieu d'autant plus tôt que la verse est rapide ou pilotée par saccade.

Pour réduire ces remises en suspension, on peut envisager différentes solutions techniques comme :

- bloquer l'écoulement de surface. Un barrage peut stabiliser la peau d'oxyde et empêcher les inclusions de se former ou d'être entraînées par l'écoulement proche de la surface.
- modifier le fond du four. Nous avons vu que l'écoulement ascendant de thermoconvection présent pendant la phase de maintien est très lent dans la partie centrale du four. A cet endroit les inclusions ne sont plus entraînées et peuvent décanter. Une forme de four du type suivant permettrait de les stocker.



- la modification de la géométrie du four près du bec. Nous avons vu que les remises en suspension sont situées près du bec. Avec la forme suivante de telles remises en suspension près du bec ne seraient plus possibles.



La création d'une zone morte au fond près du bec permettrait de stocker les inclusions plus lourdes que le métal. Cependant une telle configuration risque de provoquer une érosion des parois du réfractaire près du bec de vidange (où l'écoulement est fortement accéléré).

4- Perspectives.

Nous avons noté à de multiples reprises les effets très importants des tensions interfaciales sur les phénomènes de transport des inclusions. Or, nous disposons actuellement de données uniquement sur les tensions de surface entre l'alumine et l'aluminium (Szekely*, Laurent*). Il serait fort utile de réaliser d'autres études sur le mouillage entre les différents types d'inclusions et l'aluminium.
En parallèle, des essais de décantation (en eau) de particules in situ en présence d'un agent mouillant devraient être réalisés pour vérifier les résultats que nous avons obtenus expérimentalement.

Les connaissances acquises lors des analyses phénoménologiques et des analyses des résultats expérimentaux nous ont permis de créer un outil numérique facilitant la poursuite de ces études.
Il est possible maintenant de tester l'influence de différents paramètres sur l'écoulement de verse et le transport des inclusions. Il s'agit, entre autres, de la vitesse de verse, du mode de verse, de la forme des fours et des tailles et densités des inclusions. On peut aussi envisager d'étudier le comportement de distribution d'inclusions.
De plus, la poursuite de cette étude passe par l'introduction du critère de remise en suspension dans le logiciel utilisé, et par le calcul de l'évolution de la concentration d'un champ de particules pendant la verse. Ce dernier type de simulation doit permettre de mieux traduire les phénomènes de décantation observés expérimentalement.

Si je devais n'avoir qu'un seul regret vis-à-vis de cette étude, ce serait de n'avoir pas eu l'occasion de réaliser des campagnes d'expériences sur un four industriel d'aluminium. Du fait de la grande difficulté à détecter en continu durant la verse la présence des inclusions dans un écoulement d'aluminium, ces tests, n'ont à ce jour, pu être réalisés. Il sera intéressant de compléter les résultats que nous avons présentés par des résultats expérimentaux issus d'expériences sur un four industriel. Ainsi, pour que cette étude soit encore plus complète, ils pourront être confrontés aux résultats présentés dans cette thèse.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

* ACRIVOS A., HERBOLZHEIMER E.
Enhanced Sedimentation in Settling Tanks with Inclined Walls.
J. Fluid Mech. 92, 435-57, 1979.

* BARNE A.E., MIZRAHI J.
A generalized approach to the fluid dynamics of particulate systems
Part 1 General Correlation for Fluidization and Sedimentation in Solid Multiparticle Systems.
Chem. Eng. J.5 : 171-89. 1973.

* BARRAND P., GADEAU R.
L'aluminium, Tome 1. Par les ingénieurs du groupe PECHINEY.
Editions EYROLLES, p 515, 1964.

* BATCHELOR G.K.
An introduction to fluid dynamics.
Cambridge University Press 1962.

* BATCHELOR G.K.
Sedimentation in a dilute dispersion of spheres.
J. Fluid Mech., 52, 245-68, 1972.

* BATCHELOR G.K., JANSE VAN RENSBURG R.W.
J. Fluid Mech. 166, 379, 1986.

* BEURTON G., PILLON R.
Experimental improvements of the sensitivity of neutron activation analysis for oxygene in metals.
Journal of Radioanalytical Chemistry, vol. 40, p189-201,1977.

* BEIERSDORFER H., BEWERSDORFF H.W., GYR A.
Flows with surfactants at maximum drag reduction.
Actes du Congrès IUTAM, Grenoble, 18-22 avril 94.

* BILDSTEIN J., VENTRE I.
Alpur technology, present and future.
Proceedings Light Metals 1990 Congress. Anaheim, February 18-22, 1990.

* BINDER G.
La turbulence.
Cours HMG 1990.

* BLAN R., GUYON E.
La physique de la Sédimentation.
La Recherche 234, vol. 22, p. 866, juillet-Août 1991.

* BRITTER R., SIMPSON J.
The dynamics of gravity currents.
Journal of Fluid Mechanics, vol. 88, part 2, p 223-240, 1978.

* BULEEV N.J.
Teloperedacke, USSR Academy of Sciences, Moscow 1962, or
AERE Translation 957,1963.

* CHOLET J.P.
Turbulence.
Cours UJF Maîtrise de Mécanique 1989.

* CLEMENT G.
Simulation en eau de la filtration du métal liquide.
Projet CRV, 1025, 1988.

* CLIFT R., GRACE J.R., WEBER M.E.
Bubbles, Drops and Particles.
Academic Press, New York 1978.

* DAVIS R.H., ACRIVOS A.
Sedimentation of non colloïdal particles at low Reynolds numbers.
Ann. Rev. Fluid Mech, 17, 91-118, 1985.

* DAVIS R.H., HASSEN M.A.
Spreading of the Interface at the Top of a Slightly Polydisperse Sedimenting Suspension.
J. Fluid Mech., 196, 107-134, 1988.

* DAVIS J.T., RIDEAL E.K.
Interfacial Phenomena.
Academic Press. New York, 1963.

* DESMOULINS J.P., d'HONDT H., HICTER J.M., NETTER P.
Which filter for what plant ? The Pechiney research approach.
Proceeding Light Metals, 1989 congress Las Vegas february 27 - March 3, 1989.

* DOUTRE D., DUBE G., GARIEPY B., MARTN J.P.
Aluminium cleanliness Monitoring : Methods and Applications in Process Development and Quality Control.
Light Metals 1985. TMS AIME, New York, 1179-1195, February 1985.

* DUPUIS C., DUMONT R.
The impact of Limca Technology on the Optimization of Metal cleanless.
Light Metals, Edited by Subodh K. Das the Minerals. Metal & Materials Society,1993.

* EKERT E.R.G., DRAKE R.M.
Analysis of heat and mass transfer.
Mac Graw-Hill Book Company, p 161, 1972.

* ESCUDIER M.P.
The distribution of mixing-length in turbulent flows near walls.
Imp. Call. Heat Transfer Section Rep. TWF/TN/1. 1966.

* EYGLUNENT B.
Thermique théorique et pratique.
Editions Hermes 1994.

* FAUTRELLE Y.
Phénomènes de transfert de mélange dans les écoulements.
Rapport Pechiney 1986.

* FAVRE-MARINET
Convection .
Cours ENSHMG - INPG.

* FIGUERES R.
Degassing and filtering of Aluminium Alloys at Pechiney.
Proceeding of the international seminar on refining and alloying of liquid aluminium and Ferro-alloy.Trondheim, August 1985.

* FORTIER A.
Mécanique des fluides.
Techniques de l'ingénieur 9-1974.

* FRAYCE D., GUTHRIE R.J.L., MARTIN J.P.
Mathematical modeling of flow in holding furnace containing molten aluminium.
Proceeding International Symposium on Reduction and Casting of Aluminium, Pergamon Press, p. 103-104, 1988.

* GADALA-MARIA F.
The rheology of concentrated suspension.
Ph. D. Thesis Stanford University, C.A., 1979.

* GARSIDE J., AI-DIBOUNI M.R.
Velocity-voidage relationship for fluidization and sedimentation in solid-liquid systèmes.
Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 16 : 206-14, 1977.

* GILL A.E.
Numerical boundary layer regime for convection in a rectangular cavity.
J. Fluid Mechanics, 26, 515-536, 1966.

* GRAF. H.W.
Hydraulics of Sediment Transport.
Mac Graw Hill Book Company, 1971.

* GUTHRIE R., DOUTRE D.
International Seminar on Refining and Alloying of Liquid Aluminium and Ferro-Alloy Trondheim - Norway, 145-163, August 1985.

* HANNART B.
Examples of FIDAP application in the Metallurgical Industry .
Second European Users Conference, Paris May 1990.

* HINCH E.J.
Sedimentation of small particles in Disorder and Mixing.
E. Guyon et al. (eds) NATO ASI, 152, 153, 1988.

* HOPFINGER E.
Snow avalanche motion & related phenomena.
A.R.F.M., vol. 15, p 47-76, 1983

* ILEGBUSI O.J., SZEKELY J.
On heat and fluid flow phenomena in shallow tundishes.
Proceeding of an International Symposium on Casting of Near Net Shape Products, November 13-17, Honolulu, Hawaii, 1988.

* JOO S., GUTHRIE R.I.L.
Inclusions Behavior and Heat Transfer Phenomena in Steel making Tundish Operations Part I : Aqueous Modeling.
Met. Trans. B, vol. 24B, 755-765, oct 93.

* JOO S., HAN J.W., GUTHRIE R.I.L.
Inclusions Behavior and Heat Transfer Phenomena in Steel making Tundish Operations Part II : Mathematical Model for Liquid Steel in Tundish.
Metallurgical Transaction B - Vol. 24B, 767-777, oct. 1993.

* JOO S., HAN J.W., GUTHRIE R.I.L.
Inclusions Behavior and Heat Transfer Phenomena in Steel making Tundish Operations Part IIII : Application Computational Approach to Tundish Design.
Met. Trans. B. vol. 24B, 779-788, oct. 93.

* LABOUDIGUE B.
Essais de modélisation de la verse des fours de maintien à l'aide du logiciel FIDAP.
CRV-TD-SN-BL-92/50, 1992.

* LABOUDIGUE B. 1994
Communication privée.

* LAURENT V.
Mouillabilité et réactivité dans les systèmes composites métal/céramique. Etude du couple Al/SiC.
Thèse INPG nov. 1988

* LEICHTBERG S. et al.
Phil. Trans. A(G.B.), 282-585, 1976.

* LEIGHTON D., ACRIVOS A.
Viscous resuspension.
Chem. Eng. Sci. 41, 1377-1384, 1986.

* MARTIN J.P., GUTHRIE R.
Settling phenomena in casting furnaces.
Light Metals, 445-455, 1988.

* MARUKI Y., SHIMA S., TANAKA K.
Trans. Iron Steel Inst. Jpn., vol. 28, p 150-168, 1988.

* MASSE P. 1994
Communication privée.

* MAXEY M.R., RILEY J.J.
Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow.
Phys. Fluids 26 (4), p 883-889, april 1983.

* MEI R., ADRIAN R.J.
Flow past a sphere with an oscillationin the free-stream velocity and unsteady drag at finite Reynolds number.
J. Fluid Mech., vol 237, p 323-341, 1992.

* MEI R.
History force on a sphere due to a step change in the free-stream velocity.
Int. J. Multiphase Flow Vol. 19, No.3, p509-525, 1993.

* MELIK D.H. FOGLER H.S.
Kinetics of gravity induced floculation.
J. Colloid Interface Sci. In Press,1984.

* MOREAU R.
Transfert de chaleur et de masse dans les fluides.
Tome. 1 Ecoulement monophasique. Cycle de formation permanente mécanique des fluides et transferts thermiques.

* MOREAU R.
Transfert dans les fluides, écoulement monophasique.
Cours HMG 1973.

* NEUBRAND A.C.
Dynamique des particules solides contenues dans un écoulement, application au four d'Aluminium .
Rapport de DEA de Mécanique des Fluides - INPG, 1992.

* NICOLAI H., HERZHAFT B., HINCH E.J., OGER L., GUAZZEILI E. 1994
Particle velocity fluctuations and hydrodynamic self diffusion of sedimenting non Brownian sphere.
Actes du Congrès IUTAM, Grenoble, 18-22 avril 94.

* NOZIERES P.
Faraday discuss.
Chem. Soc., 83, 3, 1987.

* ODAR F., HAMILTON W.S.
Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid.
J. Fluid Mech., 18, part 2, p 302-314, 1964.

* PELTON F., DOKKEN R.N.
Light Metals 1980. TMS-AIME, Las Vegas February 1980.

* PILLET M.
Introduction aux plans d'expériences par la méthode Taguchi.
Les éditions d'organisation université, 1992.

* PRANDTL
Uber die ausgehildete turbulenz.
ZAMM, 5, p 136, 1925.

* RICHARDSON J.F., ZAKI W.
Sedimentation and fluidization : part I
Trans. Inst. chem. Eng. 32 : 35-53, 1954.

* RIVERO M., MAGNAUDET J., FABRE J.
Quelques résultats nouveaux concernant les forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré.
C. R. Acad. Sci. Paris, t.312, Série II, p 1499-1506, 1991.

* RODI W.
Turbulence models and their application in hydraulics.
Conf. IARH Section on Fundamentals Division II. Exp & Math. Fluid Dynamics Delf,1980.

* SADO G., SADO M.C.
Les plans d'expériences. De l'expérimentation à l'assurance qualité.
Afnor Technique Ed., 1991.

* SCHAFLINGER U., ACRIVOS A., ZHANG K.
Viscous resuspension of sediment within a laminar and stratified flow.
Int. J. Multiphase Flow 16, 567-578, 1990.

* SCHAFLINGER U.
Viscous resuspension of a sediment under laminar conditions.
Actes du congrès IUTAM, Grenoble, 18-22 avril 94 .

* SCHIESTEL R.
Modélisation et simulation des écoulements turbulents.
Editions Hermes 1994

* SCHLICHTING H.
Boundary Layer Theory.
Mac Graw Hill, New York 1969.

* SIMENSEN C.J.
Sampling and Analysis of Impurities in Aluminium.
International Seminar on Refining and alloying of liquid Aluminium and Ferro-alloy.
Trondheim, Norway, 167-171, August 1985.

* STOKES G.G. 1845
Trans. Camb. Phil. Soc. 8, 287, (Mathematical and Physical Paper, 1, 74), 1845.
Trans. Camb. Phil. Soc. 9, 8, (Math and Ph Pa 3, 1), 1851.

* SZEKELY J.
Fluid Flow phenomena in Metal Processing.
Ch. 6 Natural convection and Surface Tension driven Flows.

* SZEKELY A.G.
The removal of solid particles from molten Aluminium in the Spinning Nozzle inert Flotation Process.
Metallurgical Transactions B, vol. 7B, 259-270, june 1976.

* SZTUR C., BALESTRERI F., MEYER J.L., HANNART B.
Settling of Inclusion in Holding Furnaces, Modeling and Experimental Results.
Light Metals, p 709-716, 1990.

* TACKE K.H.
Modèle for Steel Flow and Inclusion Separation in Continous Casting Tundishes.

* UNGARISH M.
Hydrodynamics of suspension.
Springler Verlog ed., p 63, 1994.

* VON DRIEST
On turbulent flow near a wall
J. Ac. Sci., 23, p1007, 1956.

* VON KARMAN
Mechanische Ahnlichkeit und Turbulenz.
Nach. Ges. Wss Göttingen, Math. Phys. Klasse, 58, 1930 und NACA TM 611, 1931.

* WELLS J.
Expériences sur les impacts liquide-solide et le soulèvement de particules par un tourbillon annulaire : application à l'érosion des sols et au transport de sédiments.
Thèse, Grenoble I, Mars 1992.

* WEN C.S., BATCHELOR G.K.
The rate of coagulation in a dilute suspension of small particles.
Sci. Sinica. In Press., 1984.

NOMENCLATURE

Nombres sans dimension :

Fr	:	Nombre de Froude
Gr	:	Nombre de Grashof
Pe	:	Nombre de Peclet
Pr	:	Nombre de Prandtl
Ra	:	Nombre de Rayleigh
Re	:	Nombre de Reynolds
Re_d	:	Nombre de Reynolds de la particule
Ri	:	Nombre de Richardson
R_h	:	Rayon hydraulique
We	:	Nombre de Weber

Longueurs : (m)

h_c	:	Hauteur de la couche de particules
k	:	Rugosité
k_s	:	Rugosité équivalente
k_{sc}	:	Rugosité équivalente critique
L	:	Largeur caractéristique du bain liquide
δ_c	:	Epaisseur de la couche limite cinématique
δ_t	:	Epaisseur de la couche limite thermique
δ_{c1}	:	Epaisseur de fluide cisaillé

Vitesses : (m/s)

U	:	Vitesse caractéristique du liquide
U_{Stokes}	:	Vitesse de Stokes d'une particule sphérique
U_0	:	Vitesse caractéristique de la convection naturelle
U_∞	:	Vitesse au coeur du bain
V_a	:	Vitesse caractéristique du cisaillement à la paroi
ω_f, u*	:	Vitesse de frottement
u_c	:	Vitesse d'avancée du courant de gravité
$u_{front\ arrière}$	:	Vitesse d'avancée du front arrière

Caractéristiques physiques du liquide :

ρ	:	Densité du fluide	(kg/m^3)
ν	:	Vicosité cinématique du liquide	(m^2/s)
μ	:	Viscosité dynamique du liquide	(Pa.s)

β_{th}	:	$1/\rho\ (\frac{\partial \rho}{\partial T})_{T=cst}$ coefficient de dilatation à température constante du liquide	(1/K)
γ_{ap}	:	Tension interfaciale Air/Particule	(J/m^2)
γ_{ep}	:	Tension interfaciale Eau/Particule	(J/m^2)
γ_{ea}	:	Tension interfaciale Eau/Air, ou tension superficielle de l'eau	(J/m^2)
θ	:	Angle entre γ_{ep} et γ_{ea}	(degré)

Caractéristiques physiques des particules :

C_p	:	Concentration en particules	(ppm poids)
C_v	:	Concentration volumique en particules	(ppm volume)
C_{ini}	:	Concentration initiale en particules	(ppm poids)
C_{verse}	:	Concentration entrainée pendant la verse	(ppm poids)
$C_{décantation}$	:	Concentration induite par la décantation	(ppm poids)
N	:	Nombre caractéristique de la dispersion des particules dans le liquide	
f(c)	:	Fonction de décantation	
ϕ_p	:	Diamètre de la particule	(m)
ρ_p	:	Densité de la particule	(kg/m^3)
ρ_c	:	Masse volumique de la couche de particule	(kg/m^3)
τ_o	:	Contrainte tangentielle à la paroi	($kg/m.s^2$)
W_{ep}	:	Travail d'adhésion par unité de surface entre la particule et le liquide	(J/m^2)
F_γ	:	Force d'adhésion	(N)
F_g	:	Force de gravité	(N)
β	:	Paramètre d'évolution de loi exponentielle issue de l'étalonnage de la cellule de mesure (Annexe I)	

Autres paramètres :

a	:	Diffusivité thermique	(m^2/s)
C_f	:	Coefficient de frottement	
g	:	Gravité	(m/s^2)
K	:	Constante de proportionnalité entre Va et ω_f	
n_p	:	Nombre d'expériences réalisées pour le plan d'expériences	
Q	:	Débit de verse	(l/s)
s	:	Ecart type expérimental	
t	:	Nombre de Student	
$t_{attente}$	:	Temps d'attente avant la verse	(s)
$t_{décantation}$	:	$t_{attente} + t_{verse}$	(s)
T_p	:	Température paroi	(K)
T_b	:	Température bain	(K)

ANNEXE I

MISE AU POINT DE LA CELLULE DE MESURE

Cette annexe a été effectuée à titre conservatoire.

Elle présente toutes les étapes qui ont été nécessaires à la mise au point et à l'utilisation de la cellule de mesure. Dans un premier temps, nous présentons les solutions techniques envisagées pour minimiser les erreurs de mesures. Puis, nous détaillons l'étalonnage de cette cellule qui nous permet de transcrire les signaux reçus par le capteur en concentration en particules. Enfin, nous présentons les limitations de ce système.

1. RAPPEL.

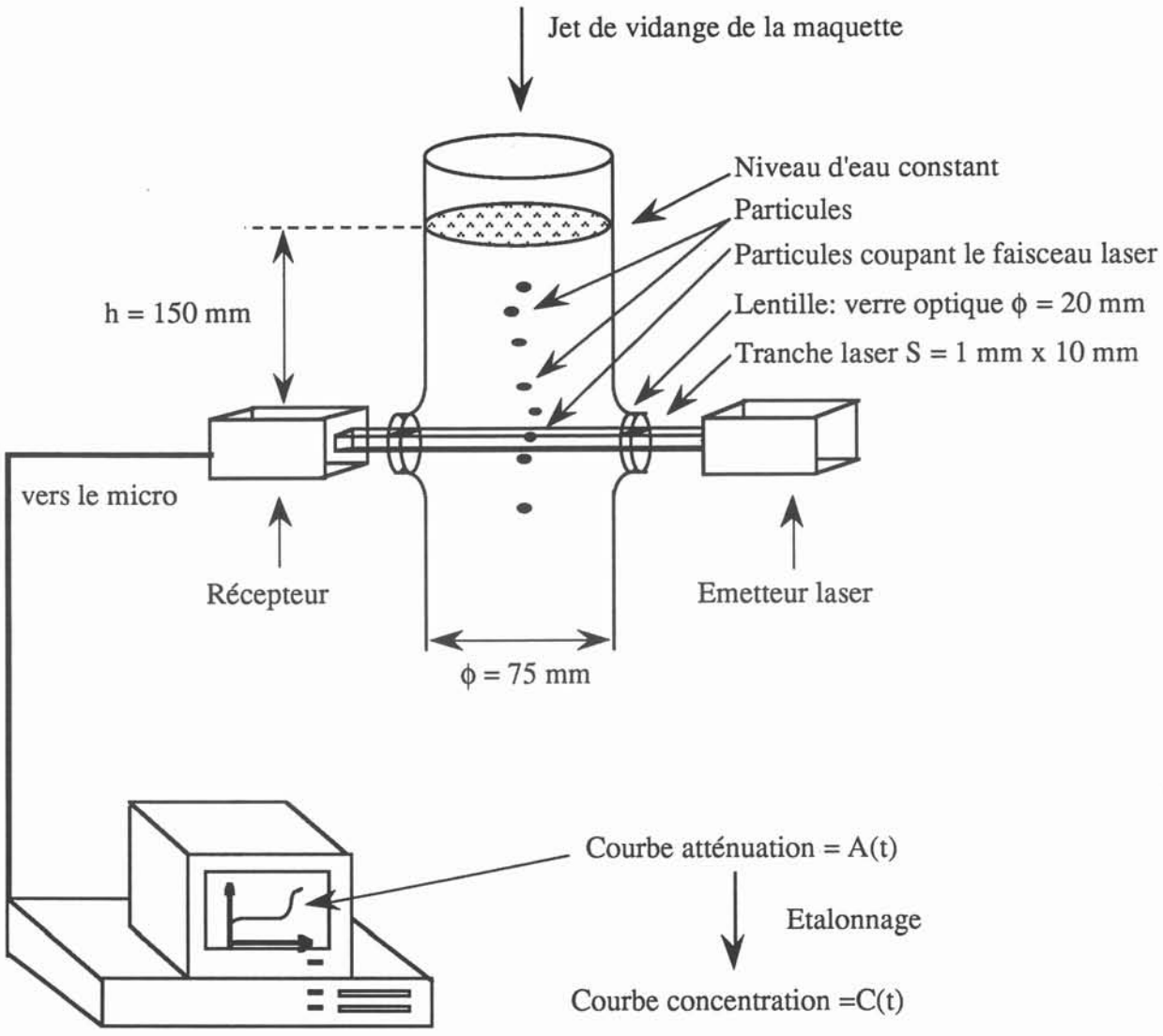
Pour effectuer une verse expérimentale de la maquette du four d'aluminium, nous procédons de la façon suivante :
Nous remplissons la maquette d'eau, puis nous ajoutons une quantité mesurée de solution mère dont la concentration en particules est connue. Le fluide obtenu est agité afin d'homogénéïser la concentration en particules. L'ampoule de mesure est remplie d'eau claire au niveau désiré, maintenu constant au cours du test. Après un certain temps d'attente, nous effectuons la verse. Les particules entraînées coupent le faisceau laser modifiant ainsi l'intensité reçue par le photorécepteur. Le signal reçu par le capteur est envoyé sur le micro ordinateur via la carte RTI 815. Grâce au logiciel de traitement de données DADISP, nous pouvons tracer les courbes donnant l'atténuation du faisceau laser en fonction du temps de verse, puis les courbes donnant la concentration en particules en fonction du temps de verse, après étalonnage de la cellule.

2. SYSTEME DE DETECTION.

Le système de détection, présenté sur la figure AI.1 est composé:

- d'une ampoule en verre (D=75 mm) dotée de deux lentilles circulaires de verre optique de même axe,
- d'un faisceau laser parallèle coupant perpendiculairement l'ampoule au niveau des deux lentilles (La surface transversale du laser est S = 1 x 10 mm^2),
- d'un capteur photoélectrique mesurant l'intensité du faisceau reçu.

Le signal reçu par le capteur est de 1 V si le faisceau est occlus, et de 5 V si le laser n'est pas atténué (dans le vide).



Figue AI.1 : Schéma de la cellule de mesure

Ce système de mesure a été choisi car il permet une mesure continue de la concentration en particules. Il ne perturbe pas l'écoulement à l'intérieur de la maquette, et de plus, une étude de fiabilité de ce type de capteur pour une autre application a été réalisée au Centre de Recherche de Pechiney de Voreppe.

Ce type de système de mesure suppose que :

- *le nombre de particules à détecter soit suffisamment élevé pour que la mesure d'une concentration soit licite.*

  D'après Ungarish*, le nombre qui caractérise la dispersion des particules est défini par $N = \frac{C_v L^3}{(\phi_p)^3}$ où C_v, L, ϕ_p sont respectivement la concentration volumique en particules, la longueur caractéristique et le diamètre des particules.

  Pour $N < 10^6$, l'étude d'une suspension comme un champ de concentration n'a plus de sens. Il faut alors étudier les particules une à une. Cette limite inférieure correspond pour le système

de mesure présenté à une concentration de l'ordre de 25 ppm. Nous rappellons que 1 ppm est 1 ppm massique et signifie une partie par million. 1 ppm vaut donc 1g de particules par tonne de fluide.

- *les particules ne décantent pas et se déplacent à la même vitesse que le liquide environnant.*

Les particules que nous utilisons sont des particules de carbure de silicium de densité 3.2 g/cm^3 et de diamètre de 17.5 microns. De telles particules ont une vitesse de décantation (vitesse de Stokes) de 0.367 mm/s. Les débits de verse étant de l'ordre de 0.075 et 0.15 l/s et le diamètre de la cellule de mesure valant 75 mm, la vitesse de l'écoulement à l'intérieur de cette cellule est comprise entre 17 et 34 mm/s. Ces vitesses sont environ 100 fois plus fortes que celle de décantation.
L'hypothèse que les particules vont à la même vitesse que le liquide est donc licite.

- *l'écoulement soit uniforme dans l'ampoule.*

Cette condition est la plus difficile à réaliser car deux phénomènes peuvent perturber cet écoulement.

1- Lors de la verse, le jet de vidange entre dans l'ampoule et entraîne de l'air sous forme de bulles. Ce phénomène est accru aux fortes vitesses. Ces bulles d'air perturbent les mesures, car elles sont comptabilisées comme étant des particules (Cf. figure AI.2). Elles créent ainsi un bruit de fond qui peut être très important.

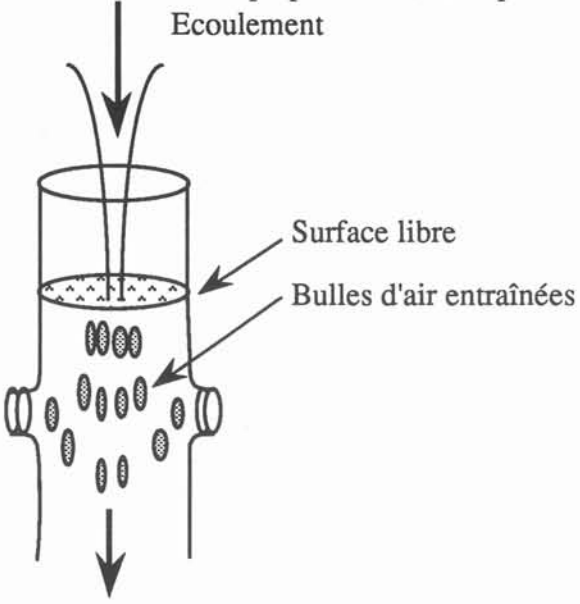


Figure AI.2 : Perturbation du signal par les bulles d'air

2- Lors de la verse, le jet de vidange qui entre dans l'ampoule induit, par un effet d'entraînement, un profil de vitesse dans l'ampoule (Cf. Figure AI.3 (a)). Si l'écoulement n'est pas uniformisé, il y a apparition d'une recirculation dans l'ampoule. Celle-ci perturbe les mesures, puisque l'on risque de compter plusieurs fois les mêmes particules (Cf. figure AI.3 (b)).

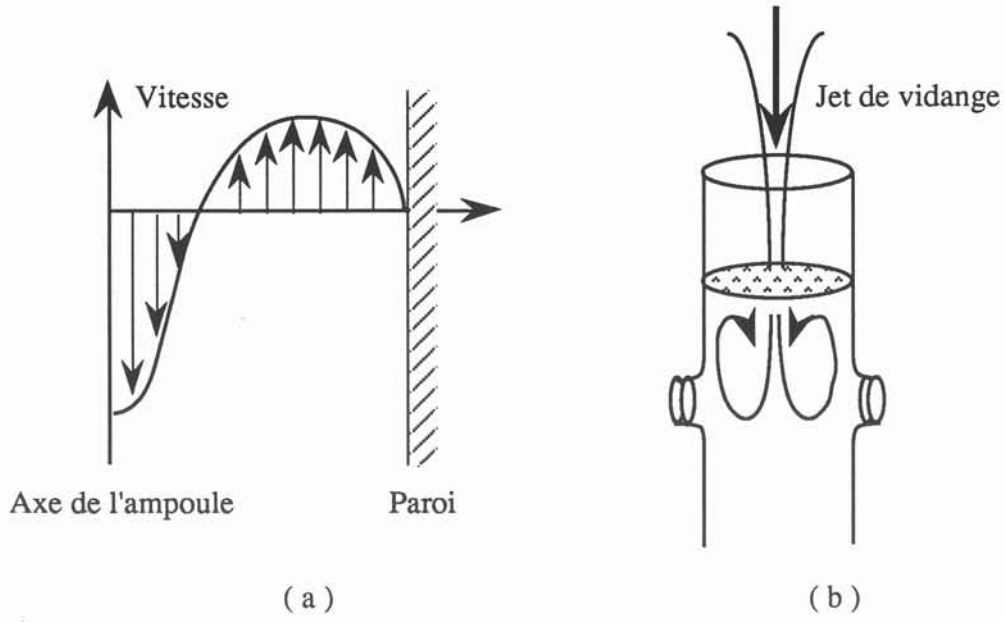


Figure AI.3 : Effet d'entraînement du jet de vidange
(a) Profil de vitesse (b) Recirculation

Toutes ces perturbations apparaissent sur les courbes d'atténuation par l'intermédiaire d'une forte dispersion du signal. La figure AI.4. montre un exemple de signal perturbé.

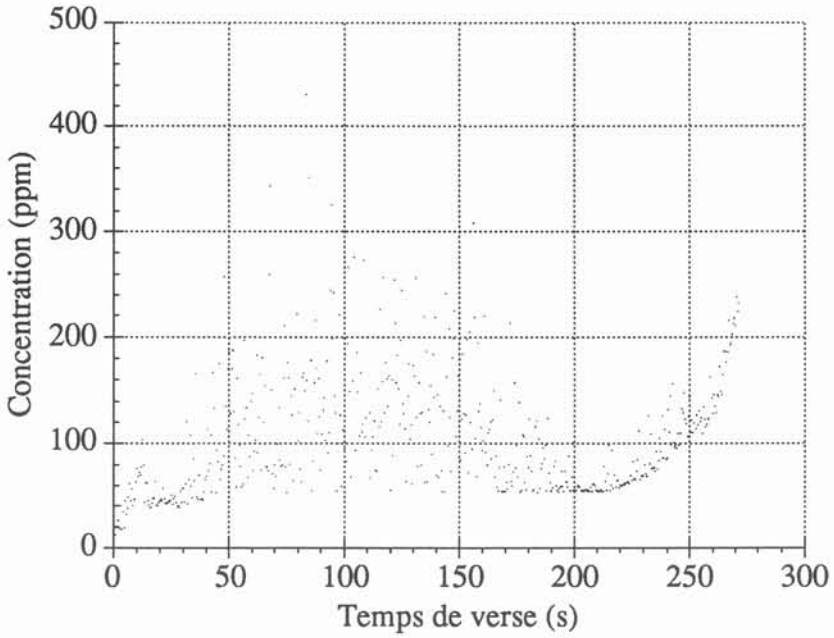


Figure AI.4. Dispersion du signal

Pour visualiser les recirculations, nous injectons du colorant (encre bleue ou encre de Chine) dans le jet de vidange lors de la verse de la maquette. Une injection est représentée par un créneau. Entre l'instant de l'injection et celui où le colorant atteint le faisceau laser, il s'écoule quelques secondes qui constituent le temps de réponse. Il faut attendre encore un certain temps pour retrouver le signal correspondant à l'eau pure : le temps de diffusion. La figure AI.5 schématise ce phénomène.

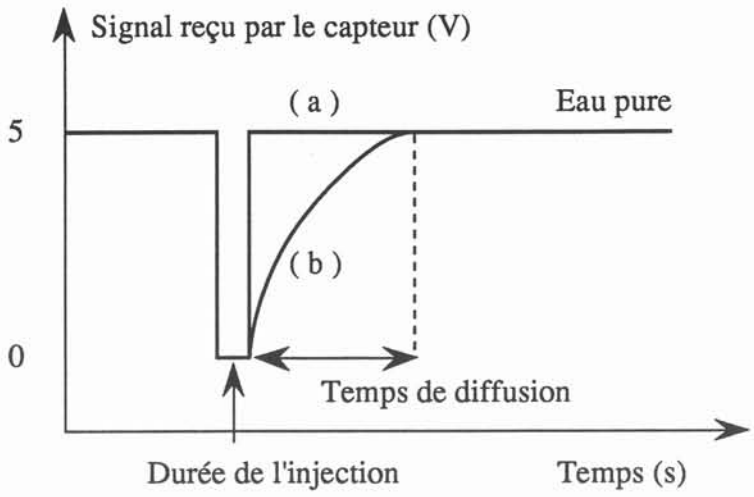


Figure AI.5 : Injection de colorant
(a) Réponse idéale (b) Réponse avec un temps de diffusion

Les temps de diffusion caractérisent l'importance des recirculations présentes dans l'ampoule de mesure. Les essais de recirculation sont réalisés avec une vitesse de basculement de 3°/min.

3. REDUCTION DES RECIRCULATIONS ET DU BRUIT DE FOND.

Pour résoudre ces problèmes, différentes solutions ont été envisagées : introduction dans l'ampoule de mesure d'un convergent ou de différents brise-jet. Nous nous intéressons ici à leur effets sur le bruit de fond et les recirculations.

3.1. Mise en place d'un convergent.

Le convergent, présenté figure AI.6 doit réduire (grâce à sa forme) les recirculations et le bruit de fond causé par les bulles entraînées en les cassant sur ses parois. De plus, ce système réduit la section de passage du liquide au niveau du laser, rendant la mesure directement plus quantitative car le nombre de particules coupant le faisceau laser est plus élevé.

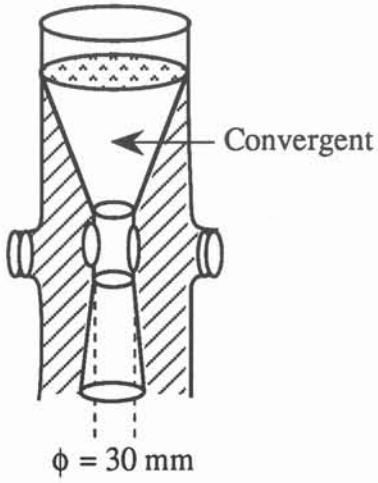


Figure AI.6 : Introduction d'un convergent dans l'ampoule

Sans convergent, nous voyons de fortes recirculations dans l'ampoule. En effet, lorsque nous injectons au niveau du laser, le colorant diffuse dans toute l'ampoule. Les temps de réponse sont de l'ordre de 5 s et les temps de diffusion de l'ordre de 1 min.

Avec le convergent qui est opaque, nous ne pouvons plus voir les recirculations. Cependant, lors des injections au niveau du laser, on ne voit pas le colorant remonter jusqu'à la surface comme en l'absence de convergent. Les temps de réponse sont du même ordre de grandeur, par contre les temps de diffusion sont divisés par trois. (Cf. figure AI.7).

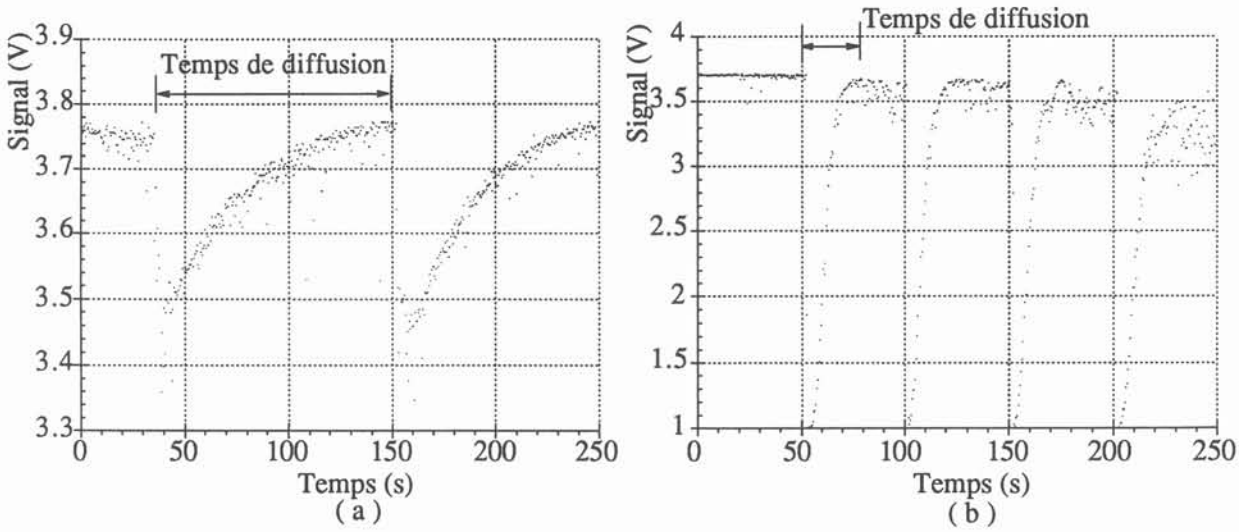


Figure AI.7 : Temps de diffusion : (a) sans convergent (b) avec convergent

Le convergent réduit nettement les phénomènes de recirculation. Cependant, le bruit de fond n'a pas été amélioré de façon satisfaisante. En effet, sans convergent il existe un bruit de fond moyen de 0.73 V, et la mise en place du convergent a réduit le bruit de fond à une valeur de 0.59 V. Cette valeur est encore trop grande.

3.2. Mise en place de brise-jet.

Pour réduire le bruit de fond, nous avons pensé mettre un "brise jet" à l'endroit où le jet de vidange vient frapper l'eau dans l'ampoule (Cf. figure AI.8).

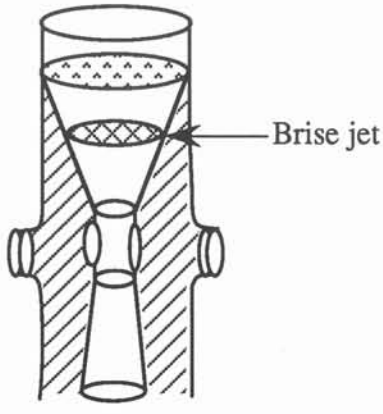


Figure AI.8 : Introduction d'un brise-jet dans le convergent

Celui-ci piège les bulles d'air formées lors de l'entraînement de l'air par le jet, réduisant le nombre de bulles pouvant arriver jusqu'au laser. Différents brise-jet comme des nids d'abeilles, des grillages grossiers (maille de 3 mm) et des grilles très fines (maille de 300 microns) ont été testés.
Avec le grillage grossier, les particules ne sont pas retenues, mais le bruit de fond est encore trop important. Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque deux grilles fines (maille de 300 microns) sont introduites dans le convergent. Ce type de grilles retient les particules et fausse ainsi la mesure de concentration de particules entraînées.
L'amélioration des effets des brise-jet de type grillage grossier est obtenue par l'augmentation de la hauteur d'eau dans l'ampoule.

3.3. Modification de la hauteur d'eau dans l'ampoule.

Comme nous l'avons déjà vu, les bulles d'air créées par l'entrée du jet de vidange dans l'ampoule coupent le faisceau laser avant de remonter à la surface. L'allongement de la trajectoire des bulles, réduit le nombre de bulles passant devant le laser. Le niveau de l'eau dans l'ampoule a été élevé comme le présente la figure AI.9.

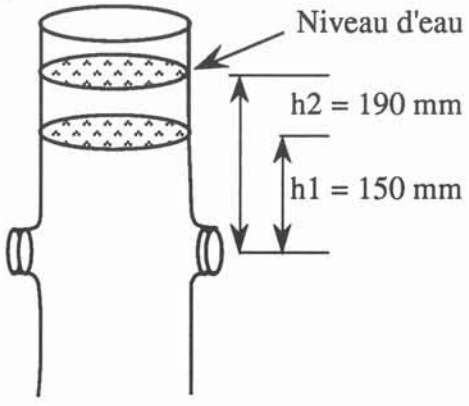


Figure AI.9 : Hauteur d'eau entre la surface libre et la position du laser

Les essais avec cette nouvelle hauteur d'eau ($h_2 = h_1+40$ mm) ont donné les résultats présentés sur la figure AI.10.

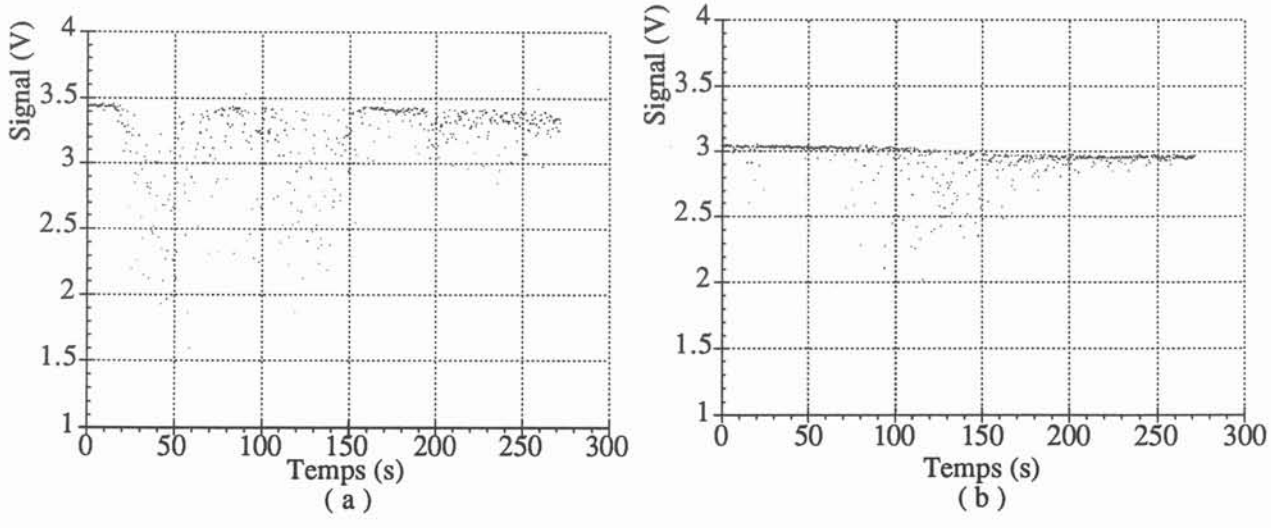


Figure AI.10 : Signal obtenu pour des verses sans particules avec le convergent
(a) avec la hauteur h1 (b) avec la hauteur h2

L'élévation du niveau de l'eau dans l'ampoule a un effet très positif sur la qualité du signal obtenu pour une verse sans particules .

Un résultat encore meilleur est obtenu après l'adjonction d'une grille grossière, qui ne retient pas les particules, comme le montre la figure A1.11.

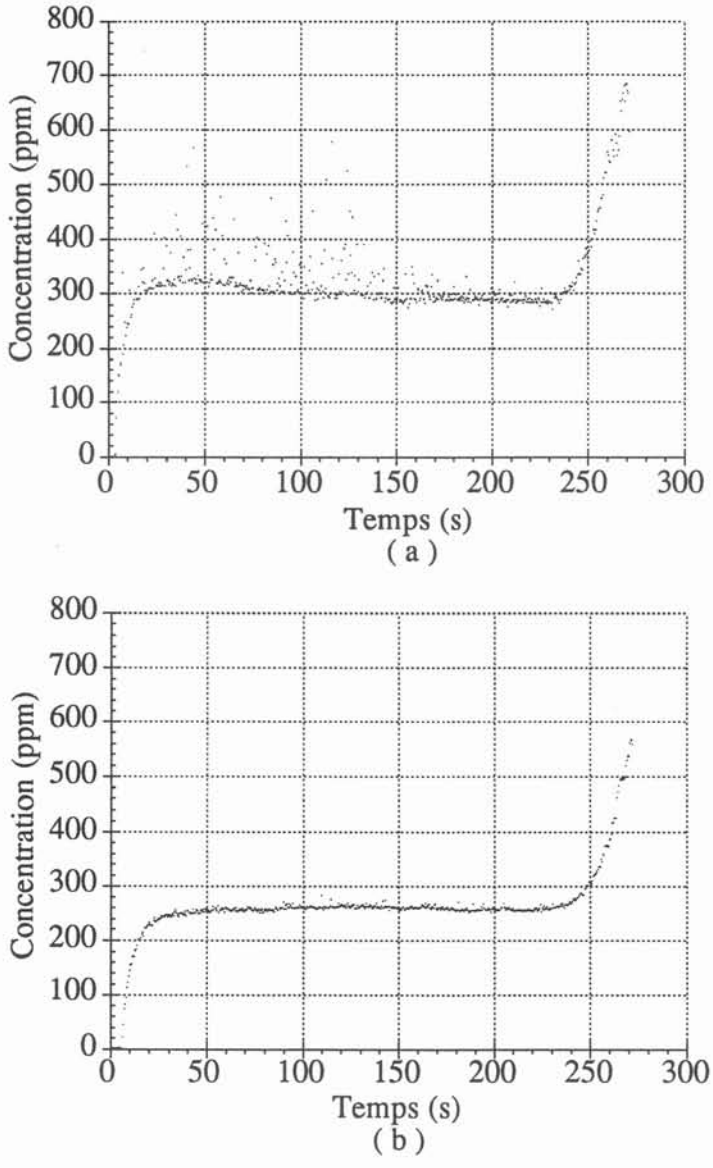


Figure AI.11: Concentration de particules entraînées en fonction du temps de verse
(a) avec un convergent et la hauteur d'eau h2
(b) avec un convergent, la hauteur d'eau h2 et une grille de maille 3 mm

Ce système a été adopté pour les étalonnages. Cependant, les premiers essais ont montré que les résultats étaient aberrants. Le signal reçu par le capteur était identique quelque soit la concentration en particules de la solution étalon.

Ce problème est lié à l'effet Boycott. Cet effet (Davis et Acrivos*) est une accélération de la décantation des particules par la présence d'une paroi inclinée. Ce phénomène a été mis en évidence la première fois lors d'études de la sédimentation de solution sanguine par Boycott en 1920.

Cette accélération de la décantation est d'autant plus marquée que les particules sont grosses. La figure AI.12 donne un exemple de ce phénomène.

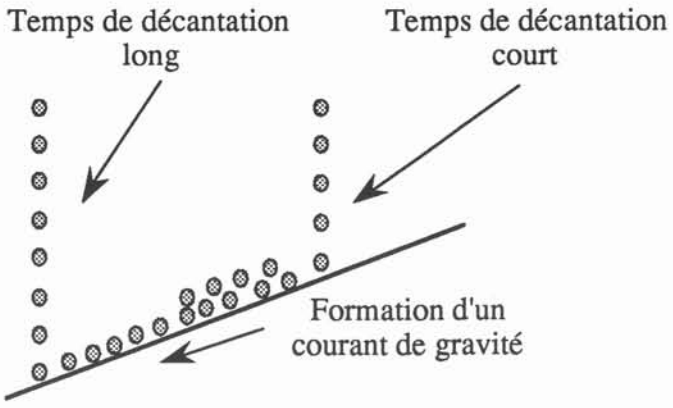


Figure AI.12 : Modification de la décantation par la présence d'une paroi inclinée

Ainsi les particules qui sont arrivées sur la paroi du convergent se déplacent le long de cette paroi plus rapidement que le liquide environnant et viennent couper le faisceau laser en même temps que des particules ayant suivit l'écoulement vertical dans la partie centrale de la cellule. Les mesures sont alors faussées.

3.4. Solution adoptée.

La solution retenue est présentée sur la figure AI.13. Elle consiste, tout en gardant la hauteur H2, à introduire dans l'ampoule (sans convergent) deux grilles de taille de maille égale à 3 mm.

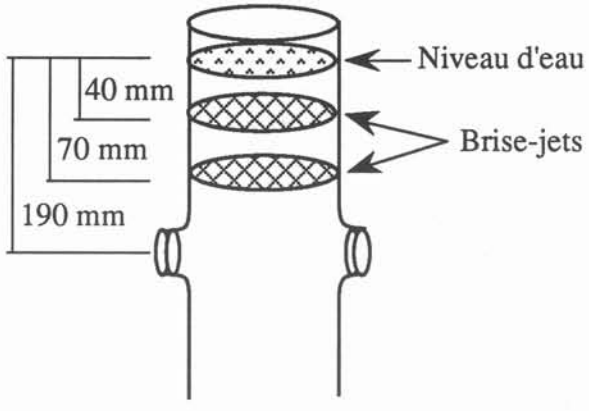


Figure AI.13 : Solution retenue

Le premier brise-jet capte les bulles les plus larges et le second arrête quasiment toutes celles qui n'ont pas été captées comme le montre la figure AI.14.

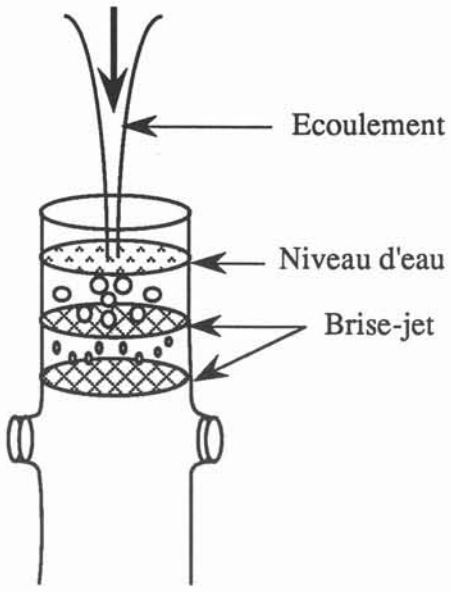


Figure AI.14 : Réduction des recirculations et du nombre de bulles arrivant au faisceau laser

Amélioration du bruit de fond :

Les essais avec des grilles de maille 3 mm ont montré que les meilleurs résultats sont obtenus pour l'introduction de deux brise-jet placés à quatre et à sept centimètres. Le bruit de fond est de 0.05 V soit environ 2% du signal obtenu pour une verse réalisée avec des particules. La figure suivante présente les signaux obtenus pour cette configuration pour des verses avec et sans particules.

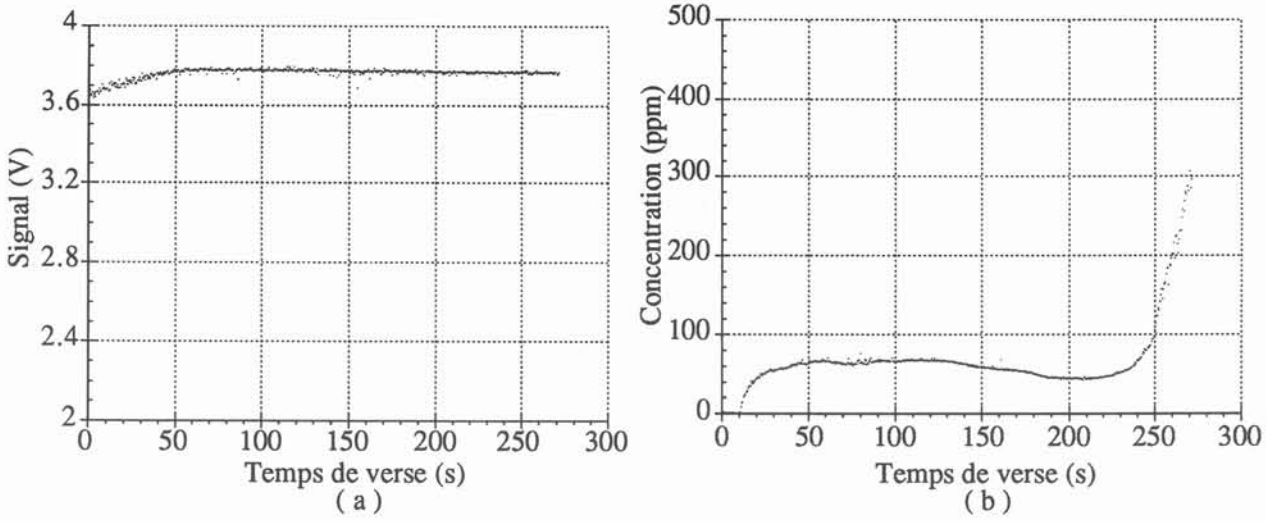


Figure AI.15 : Signal lors de verses de la maquette
(a) sans particule (b) avec particules

Avec la configuration précédente, la dispersion du signal est très réduite et, de plus, les mailles des grilles sont suffisamment grosses pour ne pas retenir les particules.

Réduction des recirculations :

Les injections de colorant à différents niveaux dans l'ampoule ont montré que les brise-jet stoppent les recirculations car le colorant ne remonte que légèrement vers la surface et est arrêté par la grille.

De plus, les injections dans le jet de vidange ont montré que le temps de diffusion (caractéristique des recirculations) est fortement réduit par l'addition de ces brise-jet dans l'ampoule de mesure (Cf. figure AI.16)

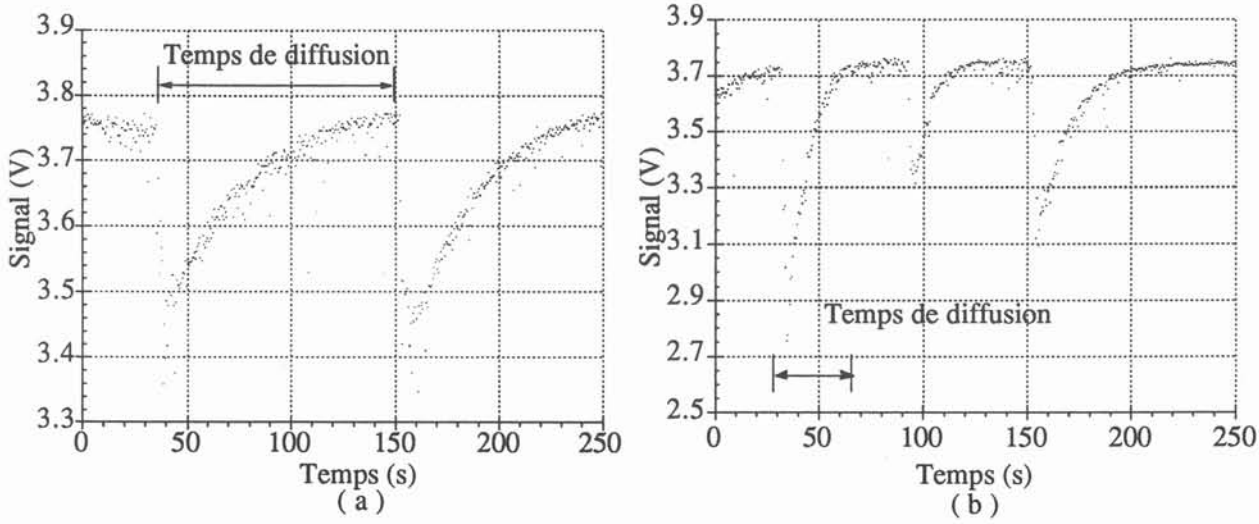


Figure AI.16 : Temps de diffusion
(a) ampoule seule (b) avec les deux brise-jet

Ainsi, la mise en place de deux grilles réduit les recirculations dans l'ampoule de mesure. Cependant, elles sont plus importantes qu'avec un convergent car le temps de diffusion est plus grand (Cf. tableau suivant).

	Ampoule seule	Ampoule avec les brise-jet	Ampoule avec convergent
Temps de diffusion (s)	>100	40	25

3. ETALONNAGE DE LA CELLULE.

3.1. Loi d'étalonnage.

S'il n'y a pas de phénomènes optiques parasites, telle la diffraction (pour des particules inférieures à 10 microns) ou le fait que des particules occultent partiellement ou complètement des autres (pour des concentration très élevées), l'atténuation du signal laser est proportionnelle à la concentration en particules (C_p) et inversement proportionnelle à leur diamètre (ϕ_p)

$$\Delta V = V_{\text{eau pure}} - V_{\text{particules}} = \alpha \frac{C_p}{\phi_p}$$

Les étalonnages effectués par G. Clement* ont montré que cette loi linéaire n'est pas applicable aux fortes concentrations. La loi qui permet de décrire les phénomènes expérimentaux est une loi exponentielle de la forme :

$\Delta V = K (1 - e^{-\beta C_p})$ avec: - β : paramètre d'évolution de l'exponentielle,

- K : paramètre de saturation :

$K = \Delta V_{max}$ = Signal (eau pure) - Signal (faisceau obturé)

Une approche théorique de β donne

$$\beta = \frac{3}{2} \frac{V_F}{S_F} \frac{\rho_{eau}}{\rho_{csi}} \frac{10^{-6}}{\phi_p} \ (ppm^{-1})$$ avec : V_F : volume balayé par le laser,

S_F : section du faisceau du laser.

3.2. Mode opératoire.

Pour déterminer expérimentalement β nous procédons de la façon suivante :

- Pour un diamètre de particule donné, une solution mère est préparée. Cette solution contient une suspension de particules de concentration connue.
- Cette suspension est introduite dans l'ampoule de mesure préalablement bouchée.
- Lorsque les bulles entraînées par la mise en place de la solution sont remontées à la surface, nous déclenchons l'acquisition (soit après 0.5 s) pour 60 secondes.
- Nous mesurons l'intensité du signal reçu par le capteur en fonction du temps pour chaque concentration et chaque diamètre de particule. Si cette courbe est horizontale alors la concentration est constante et nous relevons la valeur du signal à l'origine. Dans le cas contraire, la concentration varie lors de la mesure. Le signal à l'origine est donc moins fiable à cause de la décantation des particules et du décalage de 0.5 s de l'acquisition.
- Enfin, nous traçons les courbes donnant le signal reçu par le capteur au temps t = 0 s en fonction de la concentration :

$$\text{Signal } (C_p) = -\ln \left(\frac{V - 1}{V_{\text{eau pure}} - 1} \right)$$

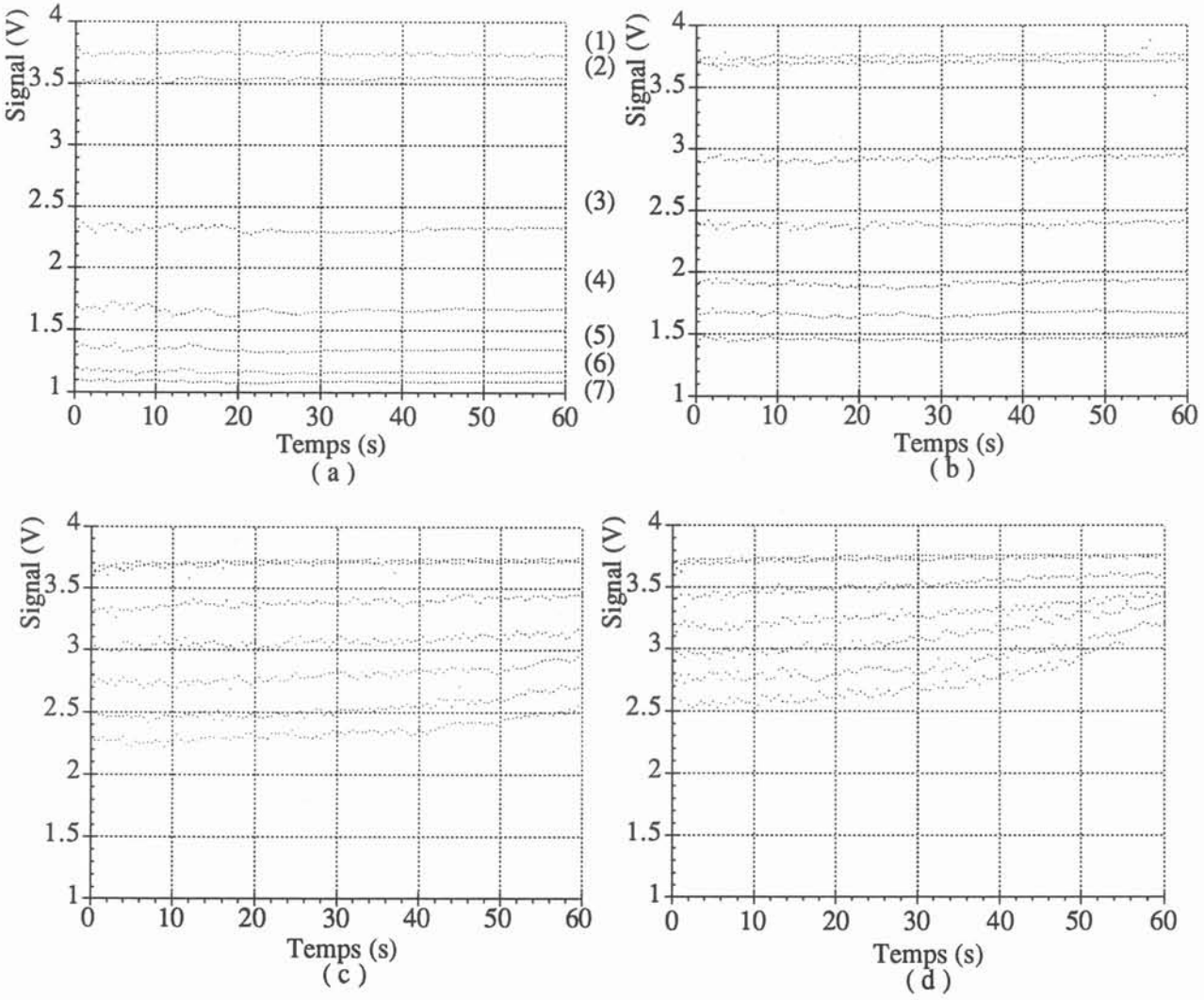
La courbe Signal (C_p) est une droite de pente β .

3.3. Résultats.

La procédure présentée précédemment a été suivie pour réaliser les étalonnages avec les paramètres suivants, chaque essai est réalisé trois fois (environ 150 essais ont été nécessaires pour obtenir les différents β).

Diamètre des particules : 10/20/37/45/75/125 et 200 microns
Concentration : 0/10/100/200/300/400 et 500 ppm

Tous les résultats des courbes donnant l'évolution du signal reçu par le capteur en fonction du temps sont regroupés sur la figure AI.17 en superposant les concentrations pour chaque taille de particule. Les courbes correspondant respectivement aux concentrations de 500, 400, 300, 200, 100, 10 et 0 ppm sont numérotées de (1) à (7). Les courbes (1) et (2) sont souvent confondues.
Nous n'avons pas reporté les courbes relatives à 200 microns car la détermination de la valeur du signal au temps t = 0 s est quasiment impossible.



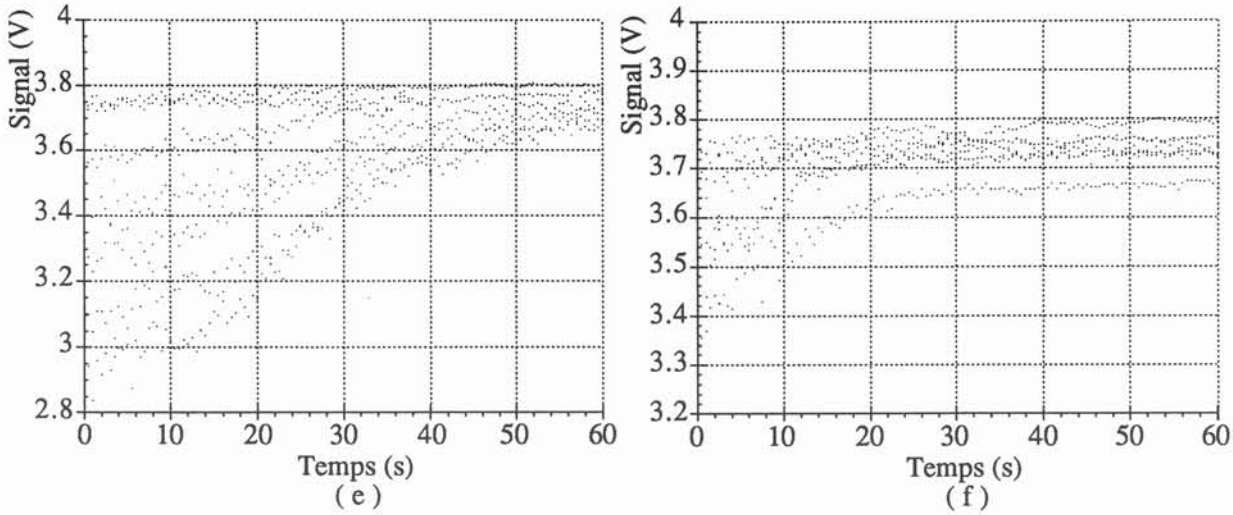


Figure AI.17 : Signal reçu par le capteur en fonction du temps
(a) $\phi_p = 10\ \mu m$ (b) $\phi_p = 20\ \mu m$ (c) $\phi_p = 37\mu m$ (d) $\phi_p = 45\ \mu m$
(e) $\phi_p = 75\ \mu m$ (f) $\phi_p = 125\ \mu m$

Nous pouvons remarquer que :

- plus les particules sont petites, plus la précision est grande. En effet, le phénomène de décantation est peu présent, et la valeur du signal à l'origine est correcte.
- pour le diamètre de 45 microns, la décantation commence à influencer la courbe d'étalonnage (il y a une déviation du signal)
- pour le diamètre de 75 microns, la décantation est plus importante, et il devient difficile d'avoir accès à la valeur du signal au temps t = 0s.

Seule la valeur de l'atténuation au temps t = 0 s (avant que n'apparaisse la décantation) est significative. La figure AI.18 présente les courbes des valeurs du signal reçu par le capteur au temps t = 0 s pour les différentes tailles de particules.

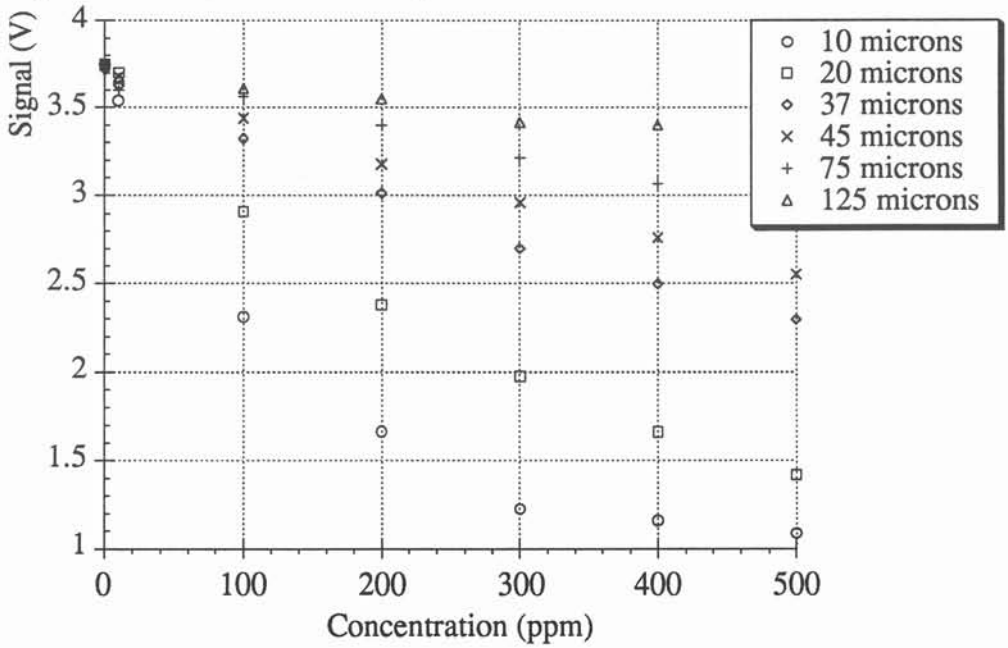


Figure AI.18 : Courbes d'étalonnage

Ces courbes, permettent de conclure que:

- les lois exponentielles sont valables
- les diamètres de particules supérieurs à 45 microns, permettent une approximation linéaire. Ceci est dû au fait que pour une concentration en masse donnée, le nombre de particules de faible diamètre est beaucoup plus élevé que pour des diamètres plus grands. Ainsi, il y a plus de risques que les particules se cachent entre elles, invalidant la loi linéaire. Lorsque nous traçons les courbes

$$-\ln\left(\frac{V-1}{V_{eau\ pure}-1}\right) = f(Cp)$$

nous retrouvons bien des droites de pente β (figure AI.19).

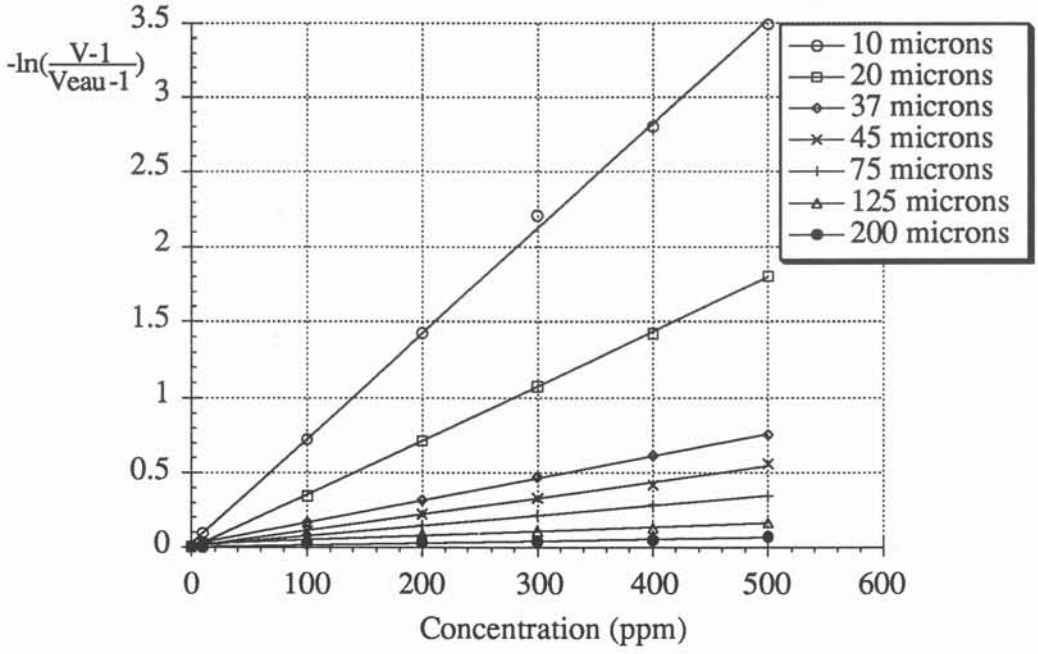


Figure AI.19 : Droite d'étalonnage

Evolution du paramètre β avec la taille des particules :

La figure AI.20 présente l'évolution de β en fonction du diamètre des particules.

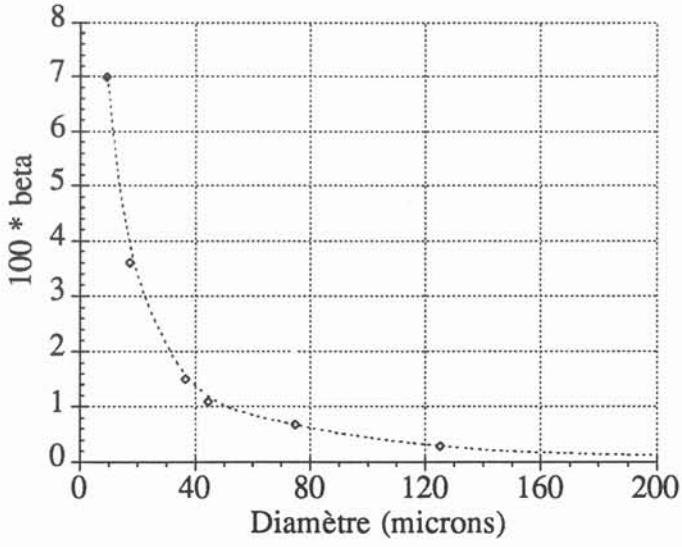


Figure AI.20 : Evolution de β en fonction de la taille des particules

On retrouve que ce paramètre décroît lorsque la taille des particules augmente. Ceci s'explique par le fait que pour une concentration massique donnée, lorsque la taille des particules augmente, le nombre de particules diminue. Ainsi, le signal reçu par le capteur pour une concentration constante est différent pour deux tailles de particules .

Calculons le rapport entre les surfaces de particules éclairées par le laser pour différentes tailles de particules :

Soient ϕ_1 et ϕ_2 deux diamètres de particules. N_1 et N_2 le nombre de ces particules pour une concentration donnée. Si $\phi_2 < \phi_1$, alors $N_2 > N_1$. La conservation de la masse implique :

$N_1 * 4/3\ \pi\ (\phi_1/2)^3 = N_2 * 4/3\ \pi\ (\phi_2/2)^3$ ou bien

$N_2/N_1 = (\phi_1/\phi_2)^3$

La surface de particules de diamètre ϕ_2 éclairées par le faisceau laser est : $S_2 = N_2 * 4\pi(\phi_2/2)^2$ d'où

$S_2/S_1 = (N_2/N_1) * (\phi_2/\phi_1)$ ou bien $S_2/S_1 = \phi_1/\phi_2$

Ainsi, le fait de doubler le diamètre des particules, à concentration massique constante, diminue de moitié la surface totale des particules éclairées par le faisceau laser. Ceci est retrouvé sur les courbes d'étalonnage donnant l'évolution du signal en fonction de la concentration.

$$\text{Signal}_{100ppm,\ \phi=10\mu} = \text{Signal}_{200ppm,\ \phi=20\mu}$$
$$\text{Signal}_{200ppm,\ \phi=10\mu} = \text{Signal}_{400ppm,\ \phi=20\mu}$$

L'évolution du paramètre β se fait de la même façon, comme le montre le tableau suivant. La formulation théorique de β utilisée a été présentée au § 3.1.

ϕ (μm)	$\beta_{théorique}$ (ppm^{-1})	β_{exp} (ppm^{-1})
9.3	$3.95\ 10^{-3}$	$6.99\ 10^{-3}$
17.3	$2.12\ 10^{-3}$	$3.6\ 10^{-3}$
37	$9.93\ 10^{-4}$	$1.5\ 10^{-3}$
44.5	$8.26\ 10^{-4}$	$10.9\ 10^{-3}$
75	$4.9\ 10^{-4}$	$6.7\ 10^{-4}$
125	$2.94\ 10^{-4}$	$2.9\ 10^{-4}$
212	$1.73\ 10^{-4}$	$1.2\ 10^{-4}$

Ainsi, nous retrouvons que ce paramètre évolue comme l'inverse du diamètre des particules.
De plus, la formulation théorique est en bon accord avec les déterminations expérimentales (issues des étalonnages) de ce paramètre.
La transcription des signaux reçus par le capteur au moyen de ces lois issues des étalonnages, est donc correcte.

3.4. Limitations du système de mesure.

D'après la figure AI.18, donnant l'évolution du signal reçu par le capteur en fonction de la concentration de particules pour les différents diamètres, l'utilisation des grosses particules donne un signal proche du signal obtenu pour de l'eau pure. Ceci s'explique par le fait que peu de particules coupent le faisceau laser.

Ainsi, l'erreur de 0.05 V causée par le bruit de fond va induire une erreur sur les concentrations extrêmement importante. Cette erreur étant d'autant plus forte que les diamètres sont importants. La figure suivante présente l'erreur induite par les 0.05 V du bruit de fond sur les concentrations.

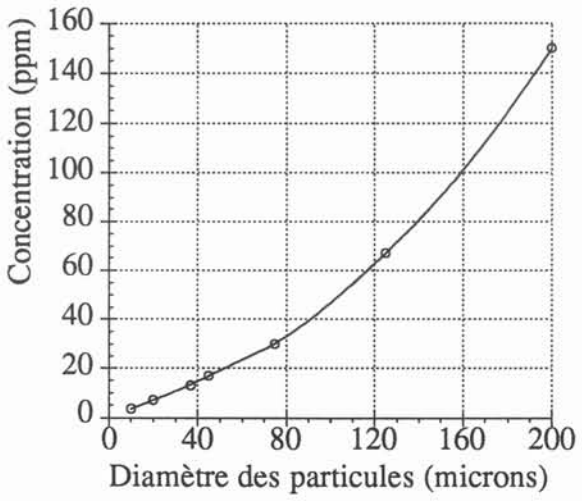


Figure AI.21 : Erreurs sur la concentration correspondant à un bruit de fond de 0.05 V

Les essais de reproductibilité ont montré que la dispersion des résultats est d'autant plus élevée que la taille des particules est grande. Ainsi pour les particules de 125 et 200 microns les risques d'erreur sur les concentrations sont très grands.

Les concentrations élevées en petites particules donnent une courbe d'étalonnage tendant vers l'horizontale correspondant à la valeur du signal totalement obturé. Les erreurs pour des concentrations de plus de 400 ppm pour des particules de diamètre 10 microns sont inadmissibles bien que la reproductibilité soit bonne.

4. CONCLUSIONS.

Le système retenu pour les mesures consiste à introduire dans l'ampoule deux grilles de mailles 3 mm placées à 4 et 7 cm en dessous de la surface libre de l'eau. Grâce à ce système , le bruit de fond a été réduit à 0.05 V (soit environ 2% du signal obtenu pour une verse standard) et les recirculations sont réduites.

Cependant, ce système possède une imprécision de mesure élevée pour des particules de diamètre supérieur à 125 microns et des fortes concentrations en petites particules.

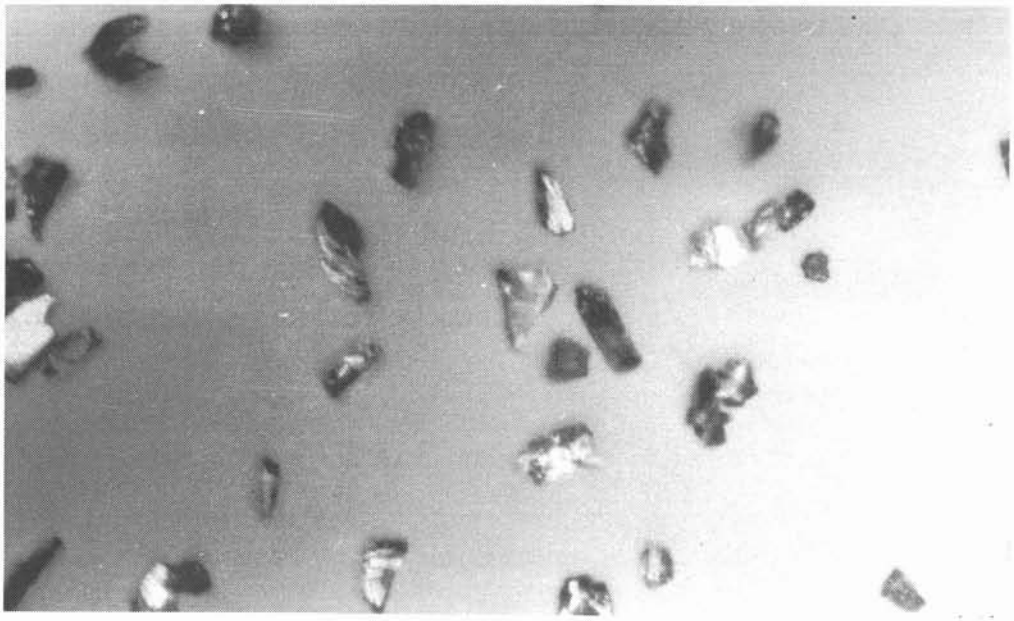
ANNEXE II

DECANTATION

1. INTRODUCTION.

Dans l'étude du transport inclusionnaire, le phénomène de décantation est primordial car il influence fortement le nombre de particules entraînées.

Le but de cette annexe est de bien comprendre ce phénomène et de proposer un modèle qui puisse le traduire correctement.
Toutes les études expérimentales et théoriques de ce phénomène, trouvées dans la littérature, ont été réalisées sur le système simplifié de la décantation de billes sphériques ou de population de billes dans un fluide sous l'effet de la gravité. Or les particules de carbure de silicium que nous utilisons pour l'étude du transport inclusionnaire sont loin d'être sphériques. La photo suivante montre la forme réelle de ces particules.



50 µm

Forme des particules de carbure de silicium.

Remarquons sur cette photo que cet échantillon est relativement bien monodispersé, mais que ces particules présentent de nombreuses facettes. Ces différences géométriques par rapport au cas sphérique induisent des comportements de décantation différents. Le modèle que nous proposons pour traduire ce phénomène doit tenir compte de ces particularités pour que nous puissions prédire la quantité de particules de carbure de silicium en suspension au cours du temps.

2. PHENOMENOLOGIE.

Le phénomène de décantation est connu depuis longtemps. La première description qualitative de la chute d'une bille dans un liquide sous l'action de la gravité est attribuée à G.G. Stokes*, il y a 150 ans. Cependant, depuis cette date, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées pour mieux comprendre, entre autre, les écoulements engendrés par ce phénomène. Blan*, en 1991 retrace dans un article paru dans "La Recherche", l'évolution de ces études. De multiples facteurs géométriques, physico-chimiques et hydrodynamiques rendent difficile l'étude des propriétés des suspensions, ce qui explique que ce domaine de recherche soit aujourd'hui très actif. Récemment, un congrès IUTAM 1994 a été dédié aux différentes interactions entres les particules et le fluide.

Les premières études réalisées par Stokes* ont été faites dans une configuration très simple où les interactions particules / particules sont négligeables. Lors de cette étude, il a mis en évidence une période d'accélération de la particule suivie d'un régime permanent de décantation à vitesse constante. Cette vitesse est appelée la vitesse de Stokes. Sa valeur est donnée par l'équilibre entre la traînée et la poussée d'Archimède. $U_{Stokes} = \frac{\phi^2(\rho_p - \rho)g}{18\mu}$

Cette formulation n'est valable qu'aux faibles nombres de Reynolds de la particule $Re_d << 1$.

Hinch* et Leichtberg* ont respectivement étudié théoriquement la sédimentation de 2 et 3 billes et leurs interactions.

Davis* s'est intéressé au problème compliqué de la sédimentation d'une population de particules. Dans une suspension comportant un très grand nombre de particules identiques, la configuration géométrique de l'ensemble des particules évolue en permanence. Chacune d'elles sédimente dans un fluide qui est perturbé par la chute des autres billes. Les fluctuations de vitesse du fluide environnant la particule possèdent une composante aléatoire. Ce comportement est à l'origine de ce que l'on appelle la dispersion hydrodynamique de particules macroscopiques qui contrôle le mélange et l'homogénéisation des suspensions.

D'après Ungarish*, le nombre qui caractérise la dispersion des particules est défini par $N = \frac{C_v L^3}{(\phi_p)^3}$.

Pour $N < 10^6$, l'étude d'une suspension comme un champ de concentration n'a plus de sens. Il faut alors étudier chaque particule séparément. Cette limite correspond à une concentration de l'ordre de 25 ppm (1 ppm signifie une partie par million et vaut 1g de particule par tonne de fluide).

Batchelor* en 1972 a pris en compte la concentration en particules de la suspension dans le calcul de la vitesse de sédimentation. Il propose :

$V = V_0 (1 - A*C)$ avec V_0 : vitesse de Stokes

A : constante voisine de 6

C : concentration (qq %)

Cette formulation n'est valable que pour des concentrations très faibles, inférieures à quelques pour-cent seulement. Elle traduit le fait que la vitesse de décantation décroît lorsque la concentration augmente. Cette vitesse est caractéristique de la décantation de particules dans une éprouvette. Les particules sont alors ralenties par l'écoulement de retour provoqué par la décantation des autres particules.
Des travaux récents comme ceux de Nozières* ont pris en compte les effets locaux et globaux de cet écoulement de retour pour des concentrations largement supérieures à quelques pour-cent.

Davis* propose un calcul de la réduction de la vitesse de sédimentation lié à une fonction de décantation f(C): $V = V_0 f(C)$.
Barnea* et Garside* ont regroupé de nombreuses expériences et proposent une formule semi-empirique:

$$f(C) = \frac{(1-C)^2}{\left(1+C^{1/3}\right)\exp\left(\frac{5C}{3(1-C)}\right)}$$

Mais la formule la plus souvent utilisée est donnée par Richardson* :

$f(C) = (1 - C)^n$ avec $n = 5.1$.

Récemment, Nicolai* a mis en évidence un phénomène de "self diffusion" existant dans les suspensions. Les interactions hydrodynamiques causées par la décantation des particules peuvent changer les fluctuations des vitesses de décantation des particules. Aux temps longs, ces particules obéissent à une loi de diffusion.

Enfin, d'autres phénomènes sont susceptibles de modifier aussi le comportement des particules. La difficulté des analyses est alors accrue.
Par exemple, la présence d'une paroi modifie le phénomène de décantation des inclusions. Acrivos* a montré qu'une paroi inclinée accélère fortement la décantation par une réduction de l'influence de l'écoulement de retour. Ce phénomène a été mis en évidence la première fois lors d'études de la sédimentation de solution sanguine par Boycott en 1920.
De plus, la présence de rugosité sur la paroi peut aussi modifier le comportement des inclusions.
D'autre part, des suspensions polydispersées sédimentent de façon plus complexe. Batchelor* en 1986 a mis en évidence un phénomène de décantation organisé pour des suspensions bidispersées.
Enfin, des phénomènes de coagulation peuvent perturber la stabilité d'une dispersion comme l'on montré Meik* et Wen*.

Nous détaillons plus précisément la schématisation de la décantation proposée par Ungarish* dans le paragraphe suivant.
Il existe trois zones distinctes : une zone d'eau claire, une zone de concentration en particules quasiment constante et une zone de sédiment. La limite entre la zone d'eau claire et celle chargée en particules avance à la vitesse de Stokes ou avec une vitesse inférieure si la concentration est élevée.
La figure AII.1 schématise ces trois zones.

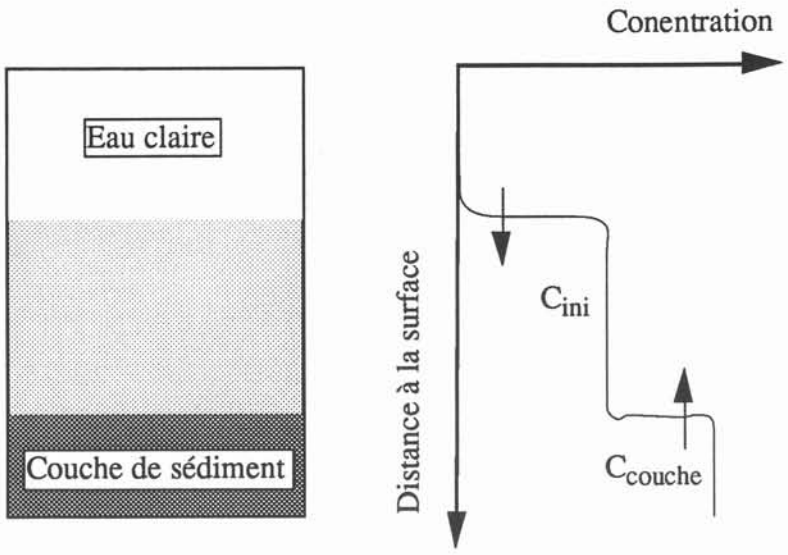


Figure AII.1 : Profil de concentration.

Ainsi, l'évolution de la concentration de la suspension à une distance L de la surface libre est donnée par la figure AII.2.

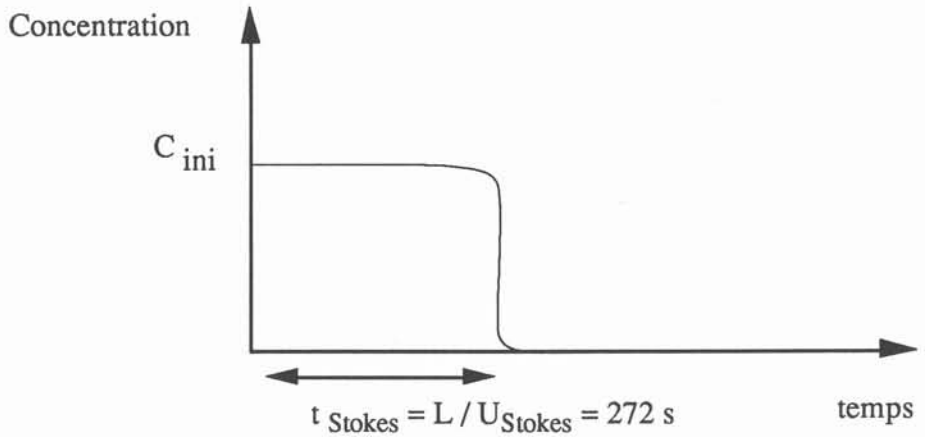


Figure AII.2 : Profil de concentration en fonction du temps à une distance L donnée.
Le temps de Stokes correspond à des particules de 17.5 microns de densité 3.2 g/cm^3

Nota : on appelle temps de décantation de Stokes, le temps nécessaire à une particule qui décante avec la vitesse de Stokes pour pacourir une distance de 10 cm.

D'après Blan*, cette configuration est obtenue pour un fluide de concentration en particules (sphériques) de quelques pour-cent, ce qui correspond à environ 32000 ppm pour les particules de carbure de silicium de 17.5 microns de diamètre. Pour un fluide moins concentré, cette limite entre les fluides clair et chargé est moins nette.

3. EXPERIENCES DE DECANTATION.

Pour quantifier expérimentalement le phénomène de décantation pour les particules de carbure de silicium de diamètre 17.5 microns et de densité 3.2 g/cm^3, nous avons reproduit les expériences de décantation en tube dans l'ampoule de mesure (présentée lors de l'annexe I).

Nous avons vu précédemment que d'après Ungarish*, la concentration minimum pour décrire la suspension par un champ de concentration est de 25 ppm (1 ppm = 1g de particule solide / 10^6 g de fluide). La concentration en particule utilisée lors des expériences est largement supérieure (de l'ordre de 500 ppm). Cette valeur correspond à une concentration volumique de $C_v = 0.0155\%$. La suspension peut donc être considérée comme un milieu homogène, très dilué.

Le mode opératoire est le suivant.

On introduit dans l'ampoule de mesure une solution contenant une concentration connue de particules de carbure de silicium. Cette solution décante sous l'effet de la gravité. La détection des particules se fait 10 cm en dessous de la surface du liquide. Grâce au système de comptage par ombroscopie laser, les courbes d'atténuation du faisceau en fonction du temps sont obtenues. Les courbes de concentration en fonction du temps sont ensuite calculées.

La figure AII.3 donne un exemple de courbes de décantation que l'on obtient par cette méthode.

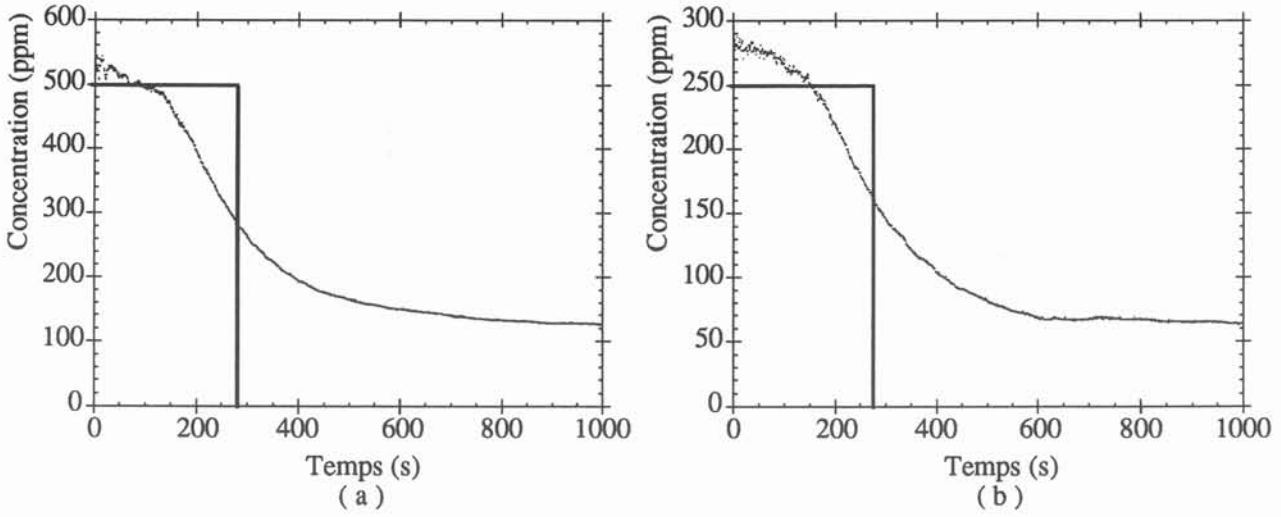


Figure AII.3 : Courbes de décantation
(a) C_{ini}=500 ppm (b) C_{ini}=250 ppm

Ainsi nous avons créé un "catalogue" de courbes de décantation pour les différents paramètres que l'on fait varier lors des expériences de verse. Ces paramètres sont la décantation initiale, la densité du fluide, la mouillabilité et la taille des particules. Toutes les courbes obtenues présentent la même forme que celles tracées figures AII.3 (a) et AII.3 (b).

Sur ces courbes, on peut remarquer en début de courbe, une sorte de cloche dont la valeur maximale est supérieure à 500 ppm, puis une forte décroissance de la courbe et enfin une décroissance plus modérée.

La valeur supérieure à 500 ppm du début de courbe s'explique par le fait que lorsque l'on homogénéise la solution contenant les particules et que l'on introduit ensuite cette solution dans l'ampoule, on crée une multitude de micro-bulles qui gênent la décantation et faussent les mesures portant sur les particules solides. Des expériences qui consistent à suivre les même conditions expérimentales mais sans particules (agitation de l'eau et mesure de l'atténuation) ont donné les résultats suivants .

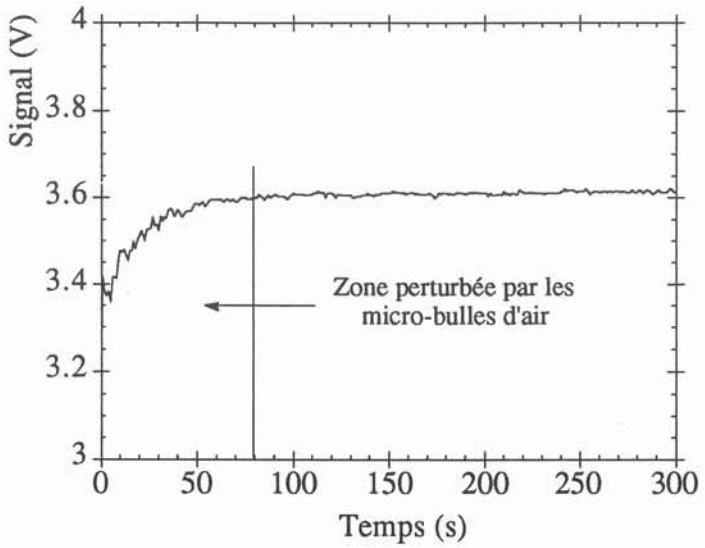


Figure AII.4 : Signal obtenu pour de l'eau pure

Le signal est très atténué au début de la courbe. Ceci est du au grand nombre de micro-bulles créées par l'agitation. Il faut attendre 80 s avant de retrouver le signal stable qui correspond à l'eau pure. Les courbes de décantation réalisées ne sont significatives qu'après un temps de 80 s. Entre 0 et 80 s, la concentration en particules au niveau de la mesure est égale à la concentration initiale. Ce qui correspond à un palier de valeur C_{ini} pour les courbes C = C (t) au niveau de la mesure.

Conformément aux prédictions de Ungarish, il existe donc un plateau en début de décantation. Cependant, la diminution de la concentration en fonction du temps commence à t=150 s ; c'est à dire bien avant le temps de Stokes (Cf. figure AII.5).

4. APPROCHE ANALYTIQUE.

Ce paragraphe propose un modèle analytique simple du phénomène de décantation dans l'ampoule de mesure.

Ce problème est décrit comme l'analogue du problème de choc thermique. C'est à dire que le champ de décantation C = C (x,t) obéit à l'équation de diffusion instationnaire qui s'exprime par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = a_c \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$ où a_c est la diffusivité du champ de concentration C (x,t).

Avec comme conditions initiales et aux limites :

à $t < 0$ le récipient contient un fluide contenant une concentration $C = C_{ini}$ de particules

à $t > 0$ la décantation commence, en surface on a $C = 0$.

Les solutions bien connues de ce type de problème (Ekert*) font intervenir les fonctions d'erreur:

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2}\, du$$

$$\text{erf}_c(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-u^2}\, du$$

Le champ de concentration obéit alors à la loi suivante :

$$C(x,t) - C_{ini} = - C_{ini}\, \text{erf}_c \left(\frac{x}{\sqrt{4a_c t}}\right)$$

soit $$\frac{C(x,t) - C_{ini}}{- C_{ini}} = \text{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4a_c t}}\right)$$

$$= 1 - \text{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4a_c t}}\right)$$

ou bien $$\boxed{C(x,t) = C_{ini}\, \text{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4a_c t}}\right)}$$

La diffusivité du champ de concentration a_c va être calculée grâce aux courbes expérimentales (Cf. figure AII.5)

5. COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET ANALYTIQUES.

Pour caler le modèle analytique, les courbes expérimentales déjà présentées au premier paragraphe, sont approchées par les courbes numériques dont nous faisons varier les paramètres.

La concentration donnée par la mesure ombroscopique correspond au fluide situé à 10 cm au dessous de la surface. Les courbes analytiques suivent la formule suivante :

$$C = C_{ini} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{0.1/\sqrt{4a_c t}} e^{-u^2} du \quad \text{avec} \quad C_{ini} = 500 \text{ ou } 250 \text{ ppm suivant l'expérience}$$

$$0 \leq t \leq 800 \text{ s.}$$

Le calage des courbes expérimentales et analytiques donne un décalage de l'origine des temps de 150 s et une valeur du coefficient de diffusivité du champ de concentration a_c de l'ordre de $6 .10^{-5} m^2 s^{-1}$.

Les résultats obtenus avec ces paramètres sont présentés sur la figure AII.5.

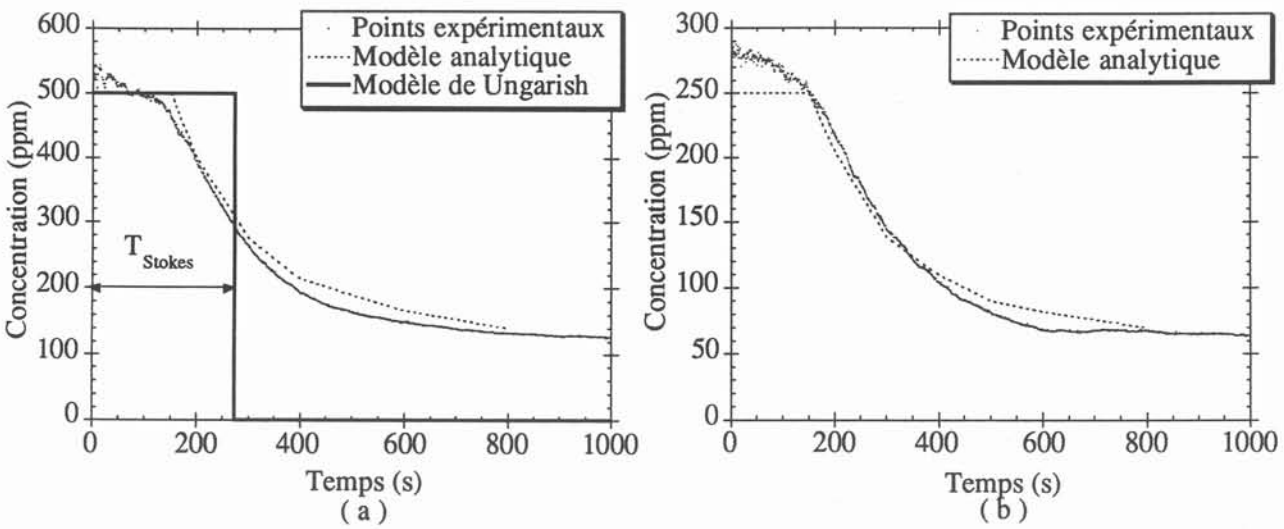


Figure AII.5 : Courbes de décantation théorique et expérimentale
(a) C_{ini} = 500 ppm (b) C_{ini} = 250 ppm

Ainsi, aussi bien pour une concentration initiale C_{ini} = 500 ppm que pour C_{ini} = 250 ppm ; la loi analytique proposée modélise correctement le phénomène de décantation dans l'ampoule. Ce modèle présente un front diffus qui commence au temps t = 150s c'est à dire avant le temps théorique de Stokes 272 s.

Dans la littérature, les courbes de décantation d'inclusions dans de l'aluminium liquide sous l'effet de la gravité sont souvent approximées par des lois exponentielles. Martin* en 1988 utilise de telles lois pour traduire l'effet de la décantation des inclusions lors de la verse des fours d'aluminium.

6. CONCLUSIONS.

Les concentrations pour lesquelles nous avons réalisé ces expériences sont faibles. Ainsi, la fonction de décantation présentée au §2 n'influence pas la vitesse de décantation, $V=V_{Stokes}$ et $f(C)=1$.

Les courbes de décantation montrent la présence d'un palier comme le prévoyait l'analyse de Ungarish. Par contre, le temps de décroissance est légèrement inférieur au temps de Stokes. De plus cette décroissance n'est pas aussi rapide que celle présente pour des concentrations volumiques de quelques pour-cent (ce qui corréspond à une concentration de 30000 ppm pour les particules que nous avons utilisé). Ces différences par rapport au modèle de la décantation proposé par Ungarish proviennent du fait que les particules utilisées ne sont pas sphériques et présentent de nombreuses facettes.

Ce qui est important ici, c'est que nos courbes ont mis en évidence une évolution de la concentration en fonction du temps qui suit une loi de diffusion pour les deux concentrations initiales testées.

Grâce à cette loi nous sommes en mesure de déterminer l'évolution au cours du temps de la concentration en particules de carbure de silicium d'une suspension sous l'effet de la gravité. Ainsi, nous pourrons déterminer pour les courbes de concentration de particules entraînées lors de la verse de la maquette, quelle est la proportion de particules remises en suspension par rapport à celles qui n'ont pas décanté.

ANNEXE III

MODELISATION DE LA TURBULENCE

1. INTRODUCTION.

Dans le cas de la verse d'un four d'aluminium, les écoulements rencontrés peuvent être turbulents; en particulier au niveau du jet de vidange où une forte accélération du fluide existe. Lors de la simulation numérique de ces écoulements, nous devons donc prendre en compte la turbulence dans les équations.

Les premières simulations effectuées avec une viscosité de 1 Poiseuille (c'est à dire 1000 fois la viscosité moléculaire de l'eau) ont donné un écoulement dont les lignes de courant sont en accord avec les lignes de courant obtenues expérimentalement. Par contre, l'intensité des vitesses obtenue par le calcul est différente du cas expérimental. Près du bec de vidange, les vitesses calculées sont du même ordre de grandeur que les vitesses expérimentales, mais dans le bain, elles sont trois fois plus faibles. La figure suivante montre ces différences entre les vitesses calculées avec un viscosité de 1 Poiseuille et les vitesses expérimentales.

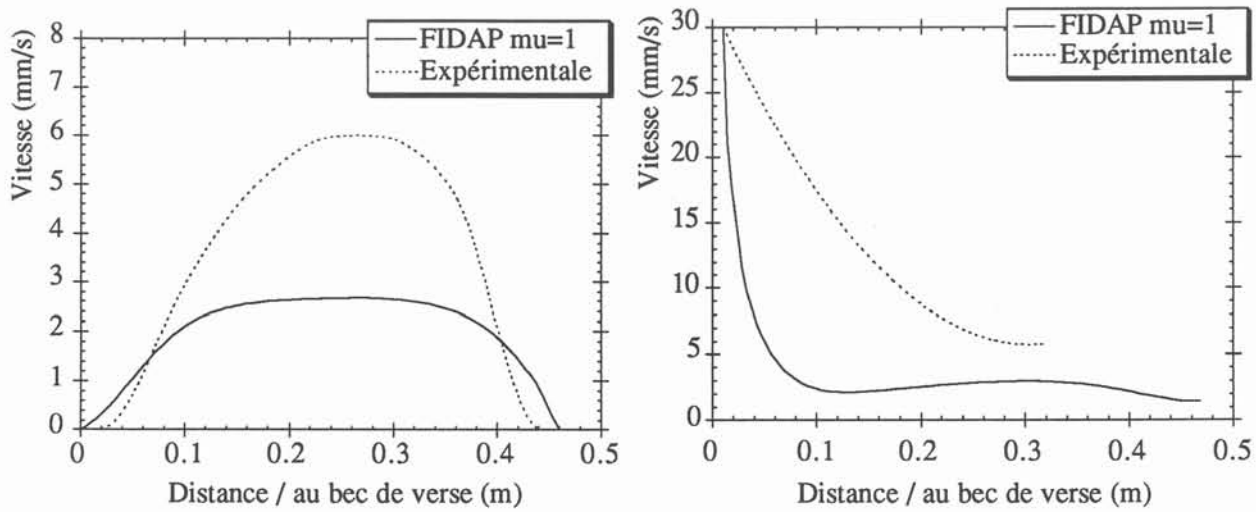


Figure AIII.1 : Profil de vitesse
(a) sur la section horizontale pour h = 1.5 cm du fond (b) sur la surface libre

Ce phénomène s'explique en calculant un ordre de grandeur de la viscosité turbulente : $\mu_t = \rho\, u'\, l'$ où u' et l' sont les échelles de la turbulence (soit environ 10% des échelles U et L pour un écoulement métallurgique tel que celui que nous étudions). Près du bec de vidange les vitesses sont de l'ordre de 200 mm/s, nous obtenons une viscosité 1000 fois supérieure à la viscosité moléculaire. Dans le bain, les vitesses sont voisines de 2 mm/s et la viscosité turbulente vaut 10 fois la viscosité moléculaire. Ainsi, près du bec de vidange les vitesses calculées sont proches des vitesses expérimentales car la viscosité utilisée pour la simulation est proche de la viscosité réelle. Par contre, dans le bain, les vitesses calculées sont largement inférieures aux vitesses expérimentales car la viscosité y est surévaluée.

Cet exemple montre la nécessité de prendre en compte les phénomènes turbulents lors des simulations, ce qui signifie d'y introduire un modèle de viscosité variable.

Cette annexe fait le point sur les équations de modélisation de la turbulence et les différentes façons de les résoudre. Rien de nouveau en matière de turbulence n'y est présenté. Nous avons simplement pensé qu'un point sur les connaissances sur lesquelles le modèle choisi est basé était utile.
Le paragraphe 2 présente les équations à résoudre pour simuler un écoulement turbulent. Les paragraphes 3 et 4 font le point sur les différentes méthodes de calcul utilisées pour simuler de tels écoulements. Le paragraphe 5 présente de façon plus détaillée le modèle que nous utilisons pour la simulation numérique de la verse d'un four d'aluminium. Les résultats présentés dans cette annexe sont inspirés de Fautrelle*, Moreau*, Binder*, Cholet* et Rodi *.

2. EQUATIONS DE LA TURBULENCE

La plupart des écoulements que l'on rencontre dans la pratique sont turbulents, que ce soient des écoulements en conduite, des métaux liquides ou des mouvements atmosphériques. On modélise un écoulement turbulent en ajoutant une fluctuation irrégulière, aléatoire et tridimensionnelle à l'écoulement moyen. Les inconnues sont donc décomposées de la manière suivante :

$u_i = U_i + u_i'$ $(i = 1, 2, 3)$ avec u_i = valeur instantanée de la vitesse

U_i = valeur moyenne $\quad U_i = \langle u_i \rangle = \frac{1}{t}\int_0^t u_i(t)dt$

u_i' = fluctuation $\quad \langle u_i' \rangle = 0$

$p = P + p'$ la pression

Ainsi, en remplaçant u_i et p par ces expressions dans les équations de continuité et de Navier-Stokes, nous trouvons le système d'équations suivant, faisant intervenir les fluctuations :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(U_i+u_i')=0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(U_i+u'_i)+(U_j+u'_j)\frac{\partial}{\partial x_j}(U_i+u_i') = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_i}(P+p') + \nu\Delta(U_i+u'_i) \qquad (2)$$

$j = 1, 2, 3$: indice de sommation

En faisant la moyenne sur le temps dans ces équations, et en utilisant les propriétés de permutation entre moyenne et dérivées spatiale et temporelle, on obtient de nouvelles équations sur les valeurs moyennes et les fluctuations. On dit que les effets de la turbulence sont induits par les termes non linéaires de l'équation de Navier-Stokes $(\vec{u}\,\nabla)\,\vec{u}$ seulement. Ces termes s'expriment par :

$$U_j\frac{\partial}{\partial x_j}U_i + U_j\frac{\partial}{\partial x_j}u'_i + u'_j\frac{\partial}{\partial x_j}U_i + u'_j\frac{\partial}{\partial x_j}u'_i$$

et ont pour moyenne

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} U_i + \overline{u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i}$$

où $\overline{u'_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} - \overline{u_i \frac{\partial}{\partial x_j} u'_j}$

$$= \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}$$

La moyenne temporelle des termes non linéaires s'écrit :

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{(u'_i u'_j)}$$

Les équations (1) et (2) deviennent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} U_i + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} U_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} P + \upsilon \Delta U_i - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} \qquad (4)$$

ou bien

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} U_i + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} U_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} P + -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu D_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j})$$

avec D_{ij} = tenseur de déformation $= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$

Cette dernière équation est appelée équation de Reynolds.

Nous retrouvons les équations de Navier-Stokes, mais sur les valeurs moyennes avec le terme supplémentaire de tension visqueuse $-\rho\, u'_i\, u'_j$ dû aux perturbations. Ce terme est appelé tenseur de Reynolds. L'action de la turbulence se traduit par des contraintes supplémentaires qui modifient la viscosité apparente de l'écoulement.

Les équations ainsi obtenues ne forment plus un système fermé car pour quatre équations nous avons maintenant 10 inconnues :

U_i (i = 1, 2, 3), P, $u'_1u'_2$, $u'_2u'_3$, $u'_1u'_3$, u_i^2 (i = 1, 2, 3)

Par conséquent, pour calculer un écoulement turbulent, il faut faire des hypothèses pour fermer ce système, c'est à dire trouver des équations supplémentaires en nombre suffisant.

3. PROBLEME DE FERMETURE.

Trouver une fermeture aussi générale que possible aux équations de la turbulence reste à l'heure actuelle un des grands défis des sciences physiques et pourtant depuis plus de cent ans les tentatives n'ont pas manqué. L'extraordinaire développement des moyens de calculs de ces dernières années a permis d'explorer des modèles de plus en plus complexes faisant intervenir des systèmes d'équations plus compliqués et complets.

On classe souvent les modèles de fermeture en fonction du nombre d'équations différentielles supplémentaires ajoutées aux équations de Reynolds. Ces équations permettent de calculer la viscosité turbulente μ_t . Apparaît alors une viscosité apparente ou efficace telle que $\mu = \mu_o + \mu_t$ où la viscosité turbulente μ_t est souvent beaucoup plus grande que la viscosité moléculaire μ_o .

3.1. Fermeture en un point.

Dans les modèles suivants, les équations de transport pour les contraintes de Reynolds ne font intervenir que des quantités prises au même point et au même instant, d'où l'appellation de fermeture en un point. Ces modèles sont classés suivant le nombre d'équations supplémentaires qui y sont associées.

3.1.1. Modèles à zéro équation de transport.

Le modèle le plus simple consiste à prendre une viscosité turbulente μ_t directement issue des expériences. Cependant ce modèle ne traduit toutefois pas tous les critères de la turbulence (fluctuations irrégulières, aléatoires et tridimensionnelles).
Le plus connu des modèles à zéro équation est celui de la longueur de mélange qui a été proposé par L. Prandtl*. C'est le premier vrai modèle de la turbulence à avoir été développé. La notion de longueur de mélange l_m trouve racine dans le libre parcours moyen de la théorie cinétique des gaz, et est proportionnelle à l'épaisseur δ de l'écoulement moyen $l_m = l_m(\delta)$. La viscosité turbulente s'exprime alors par : $\mu_t = \rho\, l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|$
Il est connu que ce modèle donne de bons résultats quand la turbulence est due à la présence de paroi. Cependant l_m est déterminée empiriquement et varie d'un écoulement à un autre ce qui restreint évidemment beaucoup le degré de généralité de ce modèle. Nous reviendrons sur ce modèle par la suite pour l'affiner car c'est celui qui nous servira dans nos travaux numériques. Les modèles qui suivent n'ont pas servi dans le cadre de cette thèse.

3.1.2. Modèle à une équation de transport.

Dans ce modèle, on utilise une équation de transfert pour calculer l'énergie cinétique de la turbulence $k = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}$. La viscosité turbulente s'exprime alors par : $\mu_t = a\,\rho\sqrt{k}\delta$.
Notons que cette expression se rapproche de la précédente car elle dépend encore de l'échelle de la couche limite δ.

3.1.3. Modèle à deux équations de transport.

On introduit cette fois deux équations de transport pour calculer les échelles de la turbulence u' et l'. Le modèle le plus populaire (et donc le plus testé) est appelé modèle k, ε où k est l'énergie cinétique de la turbulence et ε son taux de dissipation. On a alors :

$u' \propto \sqrt{k}$

et $\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$ avec $c_\mu = 0.09$

$\delta \propto \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$

Ce modèle ne fait intervenir que k, il ne prend pas en compte les effets d'anisotropie d'où la nécessité de construire des modèles encore plus complexes.

3.1.4. Modèles de 3 à 7 équations de transport.

Dans le cas le plus général, il faut six équations pour traduire les six composantes $u'_i u'_j$ du tenseur de Reynolds plus l'équation de transport de ε. Cependant pour effectuer la modélisation il faut savoir donner l'expression des inconnues en fonction des variables principales à l'aide d'hypothèses et de relations basées sur des données empiriques et des raisonnements physiques (Cf. conditions aux limites). Or plus on monte dans la hiérarchie des modèles, moins de données expérimentales sur les termes à modéliser sont disponibles. Les mécanismes physiques sont plus difficilement compréhensibles, ce qui rend les résultats de telles modélisations difficilement interprétables.

3.2. Fermeture en deux points.

Les modèles précédents ne traduisent pas les aspects non locaux de la turbulence. Des corrélations en deux points peuvent être prises en considération pour améliorer les modèles. Cependant le passage de la description en un point à celle en deux points se traduit par un degré de complexité tel que le problème devient très vite insoluble pour des écoulements réels. Nous laissons ce soin aux spécialistes.

4. SIMULATION DIRECTE DE LA TURBULENCE.

Les plus gros ordinateurs actuels ont des tailles suffisantes pour réaliser des résolutions numériques "directes" de la turbulence. Dans ce cas, on résout les équations de Navier-Stokes, non plus sur les variables moyennées (avec les problèmes de calcul sur les $u'_i u'_j$), mais directement sur les valeurs instantanées u_i. L'intérêt fondamental de telles simulations est qu'elles ne nécessitent aucune hypothèse de fermeture. Ce sont des solutions exactes des équations du mouvement. Cependant, elles nécessitent de prendre en compte directement les échelles de la turbulence qui sont beaucoup plus petites que celles de l'écoulement moyen. Il faut donc prendre des maillages extrêmement fins et des discrétisations temporelles très petites pour prendre en compte les petites structures. Par ailleurs, la durée de calcul doit être supérieure aux temps caractéristiques des plus grosses structures. Pour toutes ces raisons (taille mémoire, temps de calcul...) et en raison d'un coût très élevé les simulations numériques directes n'ont été testées jusqu'à aujourd'hui que sur des cas simples comme les couches de mélange.

5. RETOUR SUR LE MODELE DE LONGUEUR DE MELANGE.

5.1. Présentation du modèle.

En raison de la complexité des modèles à plusieurs équations, des difficultés rencontrées pour choisir des conditions aux limites physiques et aussi de leur incompatibilité à traiter simultanément un problème turbulent et à surface libre, nous utilisons les modèles les plus simples, à savoir ceux à zéro équation.

Le plus connu est le modèle de la longueur de mélange présenté la première fois par Prandtl* en 1925. Dans ce paragraphe nous exposons les hypothèses utilisées et les limitations de ce modèle.

Prandtl admet qu'il existe dans l'agitation turbulente une longueur caractéristique représentant une sorte de rayon d'action du volume élémentaire considéré. Cette longueur analogue au libre parcours moyen de la théorie cinétique des gaz, est appelée longueur de mélange. Une description complète de cette formulation peut être trouvée dans l'ouvrage de Schlichting*.

Les hypothèses concernant cette formulation sont relatives aux cas particuliers d'un écoulement parallèle moyen bidimensionnel, proche d'une paroi (Cf. fig AIII.1) U = U(y).

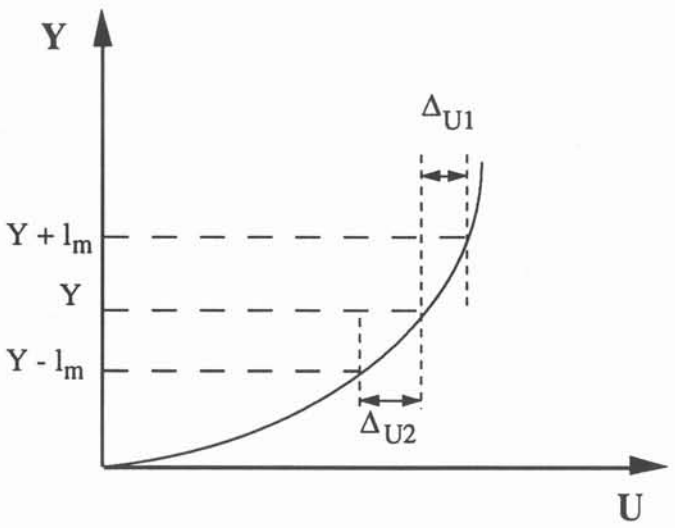


Figure AIII.1 : Profil de vitesse

Dans ce cas, tout se passe comme si les fluctuations de vitesse à une ordonnée Y étaient dues soit à l'arrivée d'une particule venant de l'ordonnée $Y + l_m$, soit à l'arrivée d'une particule venant de l'ordonnée $Y - l_m$.

Les fluctuations de vitesse sont donc :

$$\Delta U_1 = U(y + l_m) - U(y) \sim l_m \frac{dU}{dy}$$

où $l_m \frac{dU}{dy}$ est le premier terme d'un développement en série de Taylor.

$$\Delta U_2 = U(y) - U(y - l_m) \sim l_m \frac{dU}{dy}$$

Prandtl admet que $|v'|$ est du même ordre que $|u'|$, de plus d'après la conservation de la masse on doit avoir $u'v' < 0$ d'où

$$u'v' \propto -l_m^2 \left(\frac{dU}{dy}\right)^2$$

$$\propto l_m^2 \frac{dU}{dy} \left| \frac{dU}{dy} \right|$$

d'où l'expression classiquement utilisée pour la viscosité dynamique turbulente :

$$\mu_t = \rho\, l_m^2 \left| \frac{dU}{dy} \right|$$

Avec cette loi, qui relie la viscosité au gradient de la vitesse moyenne locale, la seule inconnue à déterminer est la longueur de mélange l_m. l_m a une signification physique, c'est la dimension moyenne des tourbillons les plus énergétiques au point considéré.

Deux expressions de l_m sont utilisées.

- La première, proposée par Prandtl pour les régions proches des parois, consiste à admettre que $l_m = ky$ où k est une constante à déterminer et y la distance à la paroi. On peut trouver dans l'ouvrage de Rodi* différentes formulations empiriques de l_m dans les cas les plus simples comme les écoulements dans les conduites. Van Driest* propose une modification de cette loi linéaire pour des distances extrêmement proches de la paroi où les effets visqueux ont un grand rôle.
  En 1966, Escudier* propose une formulation de la longueur de mélange pour les cas des écoulement turbulents sur une plaque plane. La figure AIII.2 présente l'hypothèse de Escudier.

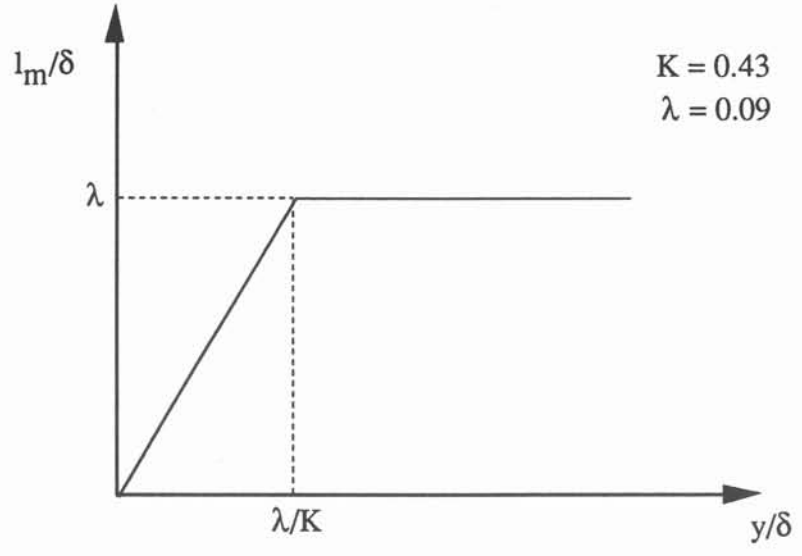


Figure AIII.2 : Hypothèse de Escudier

- La seconde expression classique de la longueur de mélange est due à Von Karman*. Elle est adaptée aux régions éloignées des parois, où la turbulence est essentiellement réglée par son inertie et par la viscosité. Elle est prise proportionnelle au rapport : $\frac{dU}{dy} \left| \frac{d^2U}{dy^2} \right|$.

Il existe d'autres formulations pour des écoulements éloignés des parois. Cependant toutes ces formulations sont utilisées pour le cas d'écoulements bidimensionnels dans les couches limites. Pour les écoulements les plus généraux, Rodi propose la formulation suivante :

$$\mu_t = \rho\, l_m^2 \left| \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right|^{1/2}$$

Quelques essais ont été tentés (Buleev *) pour tester ce modèle, mais on ne possède que très peu de validation, en particulier dans des géométries complexes.

5.2. Performance du modèle.

Les formulations utilisées pour calculer la viscosité turbulente font intervenir la distance à la paroi. Or, dans le cas de la verse d'une maquette, la présence de nombreuses parois verticales et horizontales rendent la formulation de la longueur de mélange très compliquée à implémenter, contrairement aux configurations cylindriques ou planes. Pour les simulations numériques, nous utiliserons une longueur de mélange constante qui sera calée sur les visualisations expérimentales de l'écoulement de verse.
Pour vérifier les performances de ce modèle, nous avons effectué les calculs suivants sur un cas test.

Présentation du cas test.

La géométrie utilisée et les conditions aux limites pour ces tests sont présentées sur la figure AIII.3. On peut reconnaître sur la partie à gauche de ce coin la géométrie inclinée de la maquette.

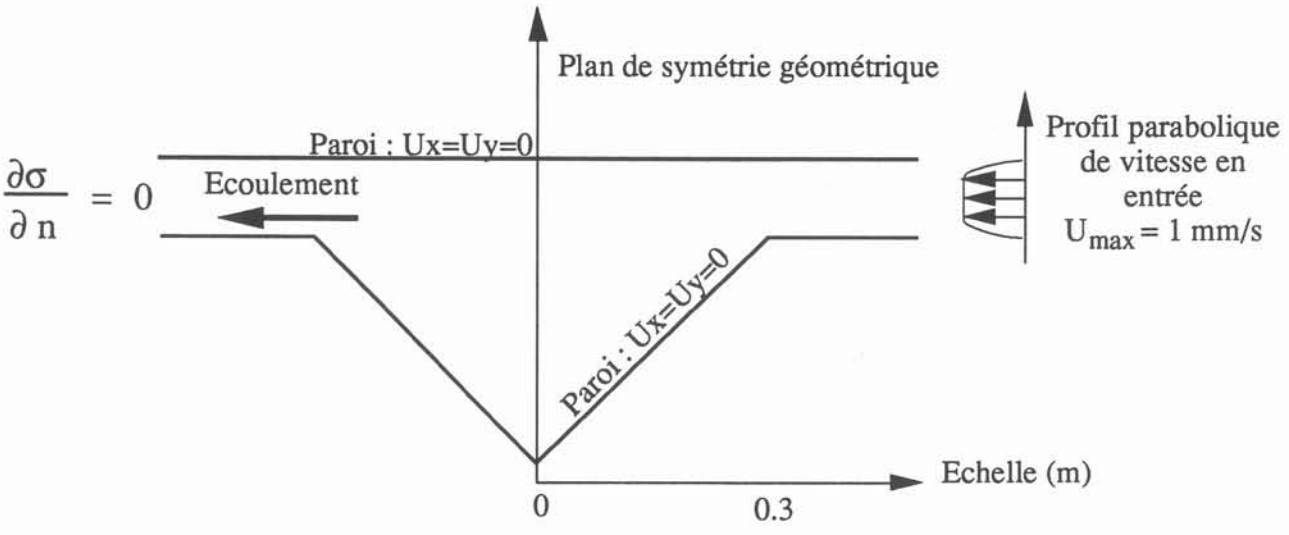


Figure AIII.3 : Conditions de la simulation

Nous imposons en entrée un profil de vitesse parabolique dont la vitesse maximale, au centre de la conduite, est égale à 1 mm/s. Sur les parois, la vitesse est nulle. Le nombre de Reynolds caractéristique de cet écoulement dans le bain est voisin de 400. Le maillage utilisé est présenté sur la figure suivante.

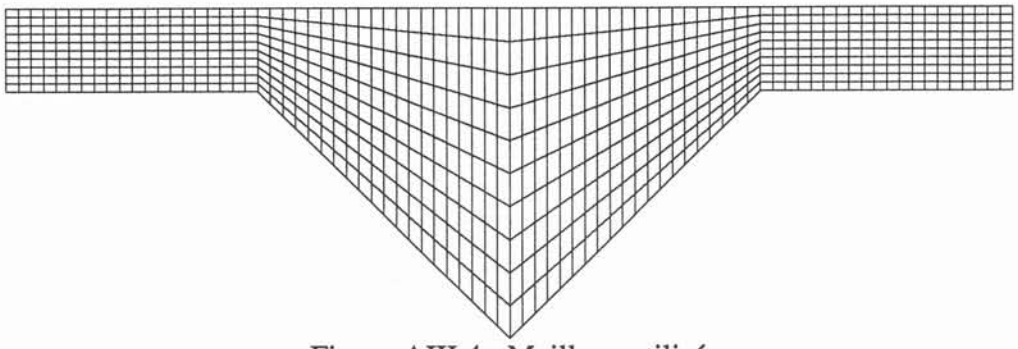


Figure AIII.4 : Maillage utilisé

Sur cette configuration, nous avons comparé les résultats de simulation avec le modèle de longueur de mélange avec ceux obtenus avec une viscosité constante.

Résultats obtenus.

Avec une valeur constante de la longueur de mélange égale à 10 cm, soit 25% de l'échelle de longueur (c'est-à-dire la dimension du domaine dans le plan de symétrie), l'écoulement obtenu ne présente pas de vortex. Pour une longueur de mélange de l'ordre de 4 mm (soit 1% de l'échelle de longueur), une recirculation existe. Ces deux géométries d'écoulement sont présentées sur la figure AIII.5 (a) et (b).

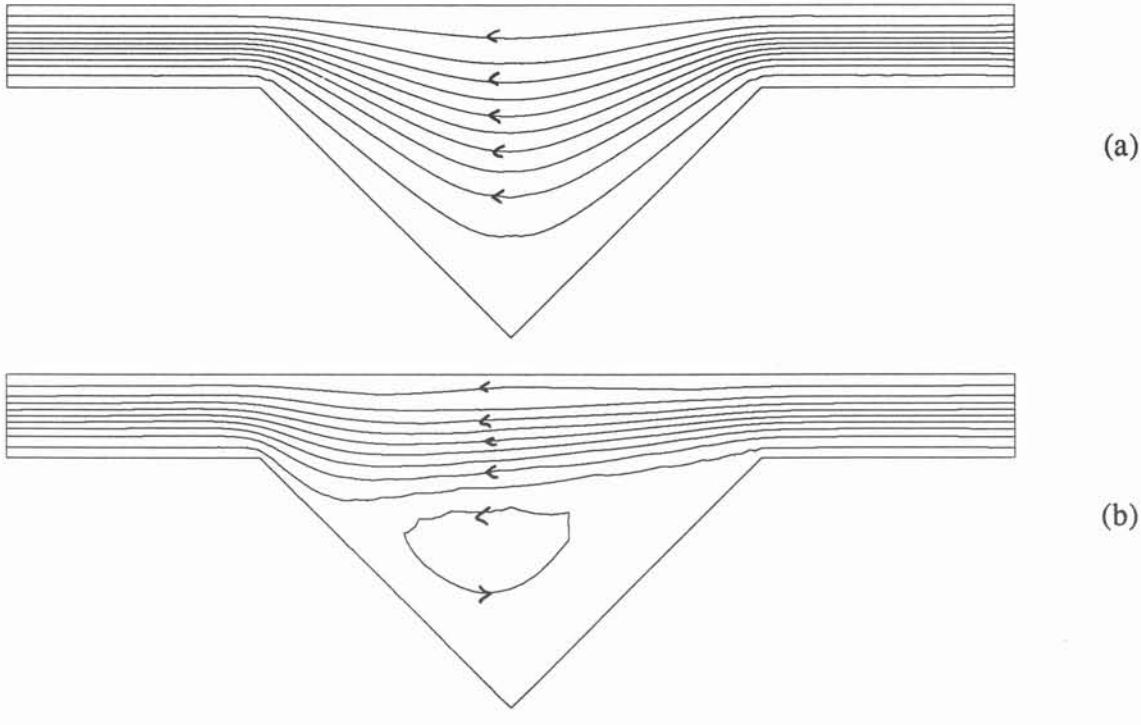


Figure AIII.5 : Lignes de courant obtenues avec le modèle de longueur de mélange sur le cas test
(a) l_m = 25% L (b) l_m = 1% L

L'écoulement calculé par le modèle de longueur de mélange avec l_m = 1% L présente un vortex dans la partie centrale du coin. Le centre de ce vortex est légèrement décentré vers la gauche.

La figure suivante présente le champ des vitesses obtenu avec la longueur de mélange égale à 4 mm (l_m = 1% L).

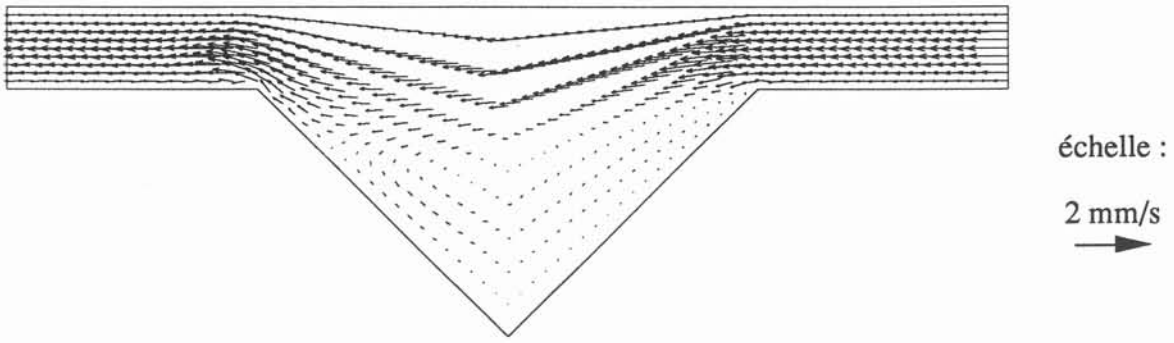


Figure AIII.6 : Champ de vitesse

Les vitesses du vortex sont moins élevées que les vitesses du fluide sus-jacent. Dans la conduite la vitesse maximale est 1 mm/s, alors que la vitesse maximale de la recirculation est de l'ordre de 0.1 mm/s.

La valeur de la longueur de mélange de 4 mm engendre un écoulement semblable à celui obtenu avec une viscosité constante égale à la viscosité moléculaire de l'eau. La figure suivante présente une comparaison des vitesses obtenues pour différentes conditions de la simulation sur la section centrale présentée figure A III.3.

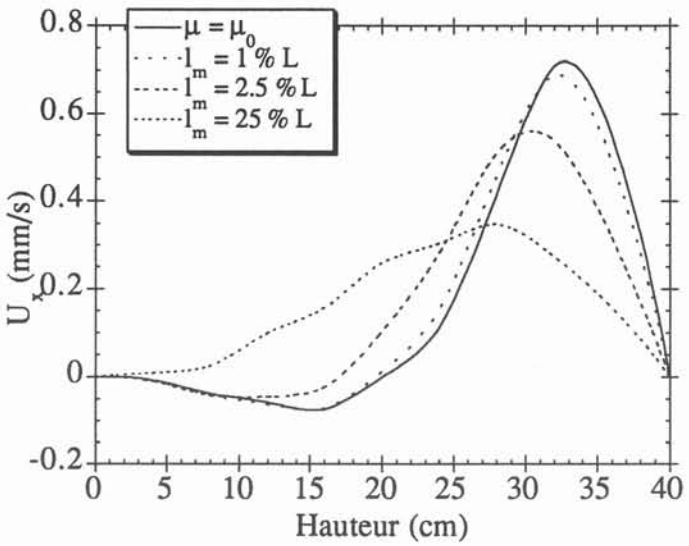


Figure AIII.7 : Vitesse U_x sur la section centrale

Une valeur de la longueur de mélange de 1% L est en accord avec les échelles de la turbulence classiquement utilisées qui sont de 5 à 20 % de l'échelle de longueur suivant l'intensité de la turbulence. Pour cet écoulement qui est très faiblement turbulent au niveau de l'étranglement (Re ≈ 400), la valeur de 1% est suffisante.

La figure suivante montre l'évolution de la viscosité équivalente sur la section centrale, pour différentes valeurs de la longueur de mélange.

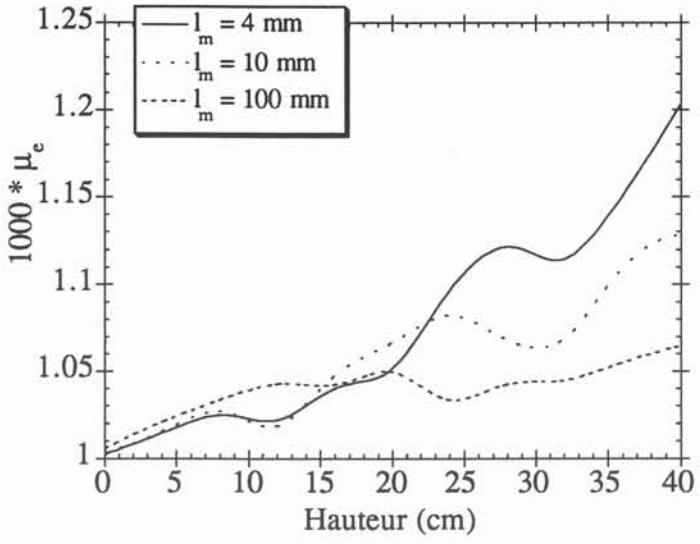


Figure AIII.8 : Viscosité équivalente sur la section centrale

La viscosité la plus élevée est située près de la paroi horizontale, où les gradients de vitesses sont les plus importants. A cet endroit, la viscosité équivalente peut s'approcher de 1.2 μ_0, pour $l_m = 4$ mm c'est à dire $l_m = 1\%$ L.

Comparaisons avec les résultats obtenus avec le modèle k-ε.

Ce modèle test permet aussi des comparaisons entre le modèle de longueur de mélange et le modèle k-ε.

Nous avons réalisé des calculs d'écoulement sur la configuration de ce cas test avec le modèle k-ε avec comme condition à l'entrée de la conduite : $k = \varepsilon = 10^{-8}$. Cette valeur est obtenue par le calcul de l'ordre de grandeur de l'énergie turbulente k pour cet écoulement : $k \approx (u')^2$ avec u' : fluctuation de la vitesse (environ 10% U).

L'écoulement calculé par le modèle k-ε présente aussi un vortex dans la partie centrale du coin. Les lignes de courant obtenues par ce modèle sont strictement identiques aux lignes de courant obtenues avec le modèle de longueur de mélange (Cf. figure AIII.5.b).

Le champ des vitesse est identique au champ de vitesse présenté sur la figure AIII.6. La figure AIII.9 présente l'évolution de la vitesse sur une section verticale passant par la partie centrale du coin.

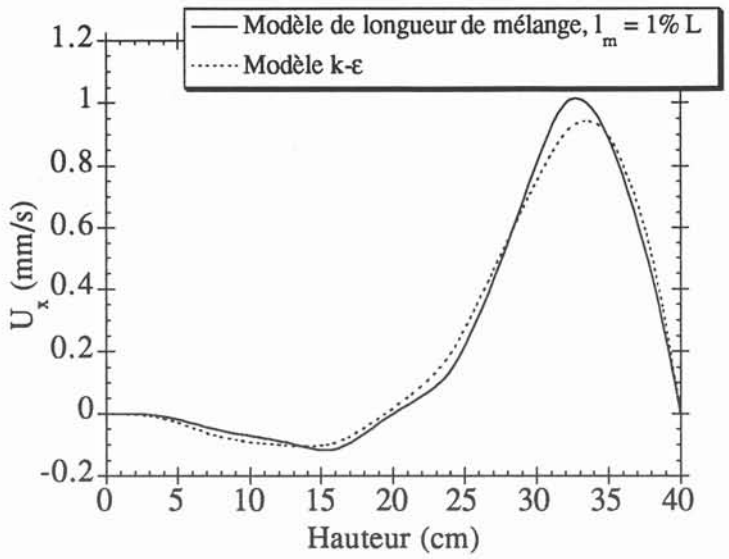


Figure AIII.9 : Vitesse U_x sur la section centrale

La vitesse calculée par le modèle de longueur de mélange est très proche de la vitesse calculée par le modèle k-ε. L'écart maximal est d'environ 5%. Par contre le profil de viscosité est différent, comme le montre la figure suivante.

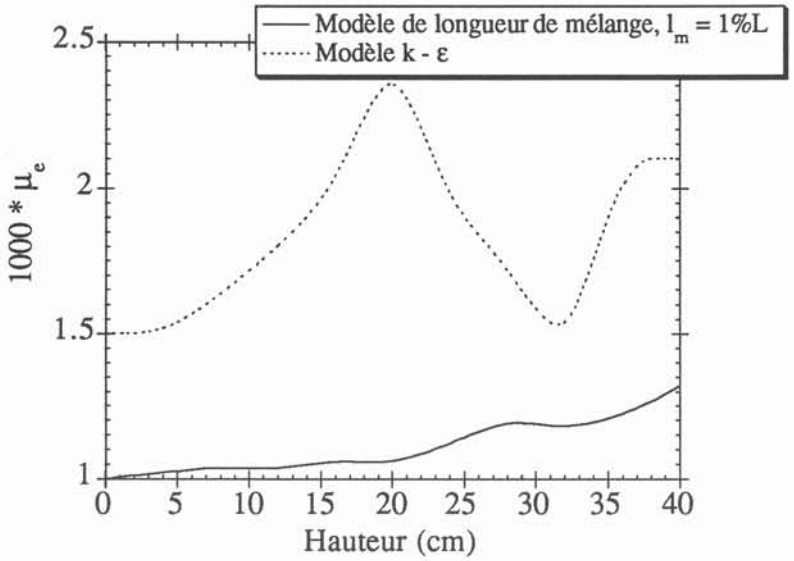


Figure AIII.10 : Viscosité équivalente sur la section centrale

La viscosité équivalente calculée par le modèle k-ε est beaucoup plus élevée que la viscosité équivalente calculée par le modèle de la longueur de mélange. Ces valeurs, calculées par le modèle k-ε, doivent être un peu trop élevées car l'écoulement est faiblement turbulent (Re = 400).

Simulation en présence d'une surface libre.

Le modèle de longueur de mélange permet aussi de réaliser des simulations d'un ecoulement en présence d'une vraie surface libre.

Ces simulations ont donné des résultats semblables lorsque la surface libre est rigide, ou lorsque le point de la surface à l'entrée du domaine est fixé.
Cependant, lorsque ce point est libre de se déplacer, le calcul ne converge pas. Une oscillation de la surface prend naissance à l'entrée du domaine et se propage sur l'ensemble de la surface. Cette oscillation empêche le calcul de converger. Cette instabilité peut provenir du fait que nous imposons un profil de vitesse à l'entrée de la conduite.

Conclusions.

Ainsi, le modèle de longueur de mélange utilisé pour les simulations de la verse de la maquette est performant. En effet, pour des configurations identiques simples mais significatives de ce que l'on cherche à modéliser, il donne les mêmes résultats d'écoulement que le modèle classique k-ε.
De plus ce modèle permet d'effectuer des simulations d'écoulement turbulent en présence d'une surface libre. Cependant, le calcul de l'écoulement est très sensible aux perturbations. Une légère oscillation de la surface empêche le calcul de converger.

5.3. Limitation du modèle.

Ce modèle de longueur de mélange, comporte les limitations suivantes :

- il suppose qu'un volume élémentaire de fluide conserve son individualité sur la distance l_m, comme une molécule conserve la sienne entre deux chocs successifs. Or un volume fluide échange de l'énergie, de la quantité de mouvement et d'autres champs avec les particules voisines,
- ce modèle ne prend en compte aucune équation de transport sur k ou ε, il ne peut pas être utilisé pour le cas où le transport par convection ou diffusion de la turbulence est dominant ($R_e>>1$),
- ce modèle est très peu utilisé dans les configurations complexes en raison de la grande difficulté à exprimer de façon concrète la longueur de mélange.
  D'après Schiestel*, il existe de nombreux écoulements turbulents qui mettent en défaut les modèles de fermeture en un point. Il s'agit des écoulement comportant des zones de recirculation, des écoulements dans des canaux et des écoulements présentant des brusques cisaillement ou accélération. Il n'existe pas de formulation simple de la longueur de mélange pour notre cas, qui présente d'une part une géométrie relativement complexe (four industriel) et d'autre part une surface libre.
- le principal problème de ce modèle de viscosité turbulente est lié au passage à la simulation du four réel d'aluminium. Il nécessite de poser des hypothèses permettant la transcription de la valeur de la longueur de mélange pour l'aluminium. L'écoulement dans le four est plus turbulent que celui dans la maquette en eau. La longueur de mélange y est plus élevée. Cette longueur prise égale à 5% de la hauteur caractéristique pour le cas de la verse de la maquette sera prise égale à 10% de la hauteur pour le cas de la verse du four.
- des difficultés de calcul sont attendues si une oscillation de la surface apparait.

ANNEXE IV

RESULTATS BRUTS DU PLAN D'EXPERIENCES

PECHINEY
CRV

Archivage iD		Microfilmage	
OUI	☐	OUI	☐
NON	☐	NON	☐

Voreppe, le 4 Mars 1994

Nos réf. : CRV/TD/SM/DPn 94-15
Vos réf. : 1465100

NOTE à *MADYLAM*
E. PAUTY

COPIE à *CRV / F*
Ch. SZTUR
CRV / SM
P. FRANQUART

Traitement d'un plan d'expériences pour la coulée en eau

1 OBJECTIF

Observer et Comprendre le fonctionnement de la verse en eau.
Une partie des essais de cette note a déja fait l'objet d'une analyse sous forme de plan d'expérience (Cf Note CRV/TD/SM/DPn 93-53). Les essais complémentaires (codés "c.x") ne sont pas répartis de façon structurée, ce qui limite l'analyse.

1 LES ESSAIS

1.1 Les facteurs

5 facteurs ont été retenus variant à l'intérieur du domaine expérimental suivant :

Facteurs		Domaine
Rugosité	R	17 - 406
Attente	A	Milieu - Fin
Débit	D	Faible - Fort
Sel	S	Non - Oui
Ilford	I	Non - Oui

1.2 Les réponses

Pour chaque essai 4 réponses ont été mesurées :

Palier (V)
Palier (V) corrigé (correction de 0,3 pour les essais avec Sel)
Temps d'augmentation (%)
Pente * 1000

1.3 Plan des essais

Les essais ont été réalisés en deux blocs distincts :

BLOC 1 :

Plan factoriel fractionnaire de 16 essais (2^{5-1}) + des reproductions sur 2 combinaisons du plan soit un total de 22 essais.
Rappel Note 93-53 : Ces 22 essais ont été réalisés à 2 périodes différentes (Bloc 1.1-Bloc 1.2). Pour ce plan l'effet bloc est confondu avec le facteur attente.
BLOC 2 :
Le plan précédent a été complété par l'expérimentateur de 12 essais supplémentaires. Sur ces 12 essais 5 sont des reproductions de combinaisons effectuées dans la série 1.

Total des points Bloc 1 + Bloc 2 = 34.

2 ESTIMATION DE LA DISPERSION EXPERIMENTALE

2.1 Dispersion à l'intérieur d'une même série d'essais

Un écart-type a été calculé pour chaque réponse par mise en commun des dispersions obtenues sur les combinaisons du plan qui ont été reproduites à l'intérieur d'une même série d'essais (Cf Tableau page 5).

		Palier (V)	Palier Corr.	T aug (%)	Pente*1000
So1	(5ddl) =	**0,037**	**0,037**	**1,63**	**1,55**

Remarque:
Pour la variable Palier (V) corrigé, une partie des données traitées en 93 ont été modifiées. L'écart-type entre reproductions s'en trouve donc changé :
So 93 = 0,071 So 94 = 0,037

2.2 Etude de l'effet bloc

Les 12 points du bloc 2 n'ont pas permis d'enrichir la connaissance de l'effet bloc :
Il n'est pas possible de mettre en évidence un effet systématique entre les 3 blocs d'essais (1.1-1.2-2).

Un deuxieme écart-type a été calculé par mise en commun des dispersions obtenues sur les combinaisons de l'ensemble du plan qui ont été reproduites (quelque soit la série d'essais).

	Palier (V)	Palier Corr.	T aug (%)	Pente*1000
So2 (11ddl)	**=0,070**	**0,070**	**2,97**	**3,17**

La dispersion expérimentale augmente lorsque l'on intègre l'effet bloc à l'intérieur des reproductions.

2.3 Dispersion de référence

Les données ne sont pas suffisamment bien réparties pour calculer l'effet bloc (effet aléatoire).
Cependant le calcul des effets des facteurs est effectué sur des données réparties sur 3 blocs, nous sommes donc obligés de tenir compte de l'effet bloc : la dispersion de référence est donc So2.

3 EFFET DES FACTEURS

Les effets des facteurs ont été étudiés par ajustement d'une fonction polynomiale composée des effets simples et des intèractions d'ordre 1 :

$$Y = a0 + a1*R + a2*A + a3*D + a4*S + a5*I + a1*2*R*A + a13*R*D + a14*R*S + a15*R*I + a23*A*D + a24*A*D + a25*A*I + a34D*S + a35*D*I + a45*S*I$$

L'équation du modèle pour chaque réponse est donnée en page 6. Les facteurs sont centrés-réduits et les modèles ont été simplifiés des termes non significatifs.
La signification des coefficients est testée par rapport à l'écart-type expérimental.

Les modèles n'ont pas été validés sur des points tests; l'interprétation doit donc se limiter à l'analyse de l'effet des facteurs (passage du niveau -1 au niveau +1).

4 REPRESENTATION GRAPHIQUE

Une représentation graphique des effets des facteurs et des intèractions d'ordre 1 est fournie dans les pages 7 à 14.

N.B. :

* Effet du facteur = coefficient du tableau * 2
* Seules les intèractions significatives sont à interpréter.
* L'effet moyen d'un facteur ne peut être analysé indépendamment des intéractions significatives entre ces facteurs et les autres facteurs du plan.

Les intéractions sont représentées à titre indicatif : compte tenu de la qualité globale des 34 essais (points supplémentaires de la 3ième série répartis de façon non structurée), certaines corrélations existent entre les intéractions.

Je reste à votre disposition pour tout renseignement complémentaire.

D. PARPILLON

N°	Série	Rugosité	Attente	Débit	Sel	T. surf.	*Palier (V) mes 93*	Palier (V)	Palier (V) corrigé	T aug (%)	Pente *1000
c6	3	-1	-1	-1	-1	-1		2,47	2,47	93,3	10,4
2 bis	2	1	-1	-1	-1	-1	*2,54*	2,44	2,44	90,3	4,4
2 bis R.	2	1	-1	-1	-1	-1	*2,7*	2,5	2,5	87,3	3,5
c11	3	1	-1	-1	-1	-1		2,5	2,5	88,4	5,6
3	1	-1	1	-1	-1	-1	*2,65*	2,65	2,65	88	5,5
c13	3	-1	1	-1	-1	-1		2,48	2,48	94,4	16,7
c4	3	1	1	-1	-1	-1		2,5	2,5	91,2	3,1
17	1	-1	-1	1	-1	-1	*2,37*	2,37	2,37	90,6	7,9
18	1	-1	-1	1	-1	-1	*2,36*	2,36	2,36	87,5	5,5
19	1	-1	-1	1	-1	-1	*2,44*	2,44	2,44	88,7	9,1
20	1	-1	-1	1	-1	-1	*2,4*	2,4	2,4	90	9,9
5 bis	2	-1	-1	1	-1	-1	*2,51*	2,45	2,45	82,5	13,3
5 bis R.	2	-1	-1	1	-1	-1	*2,64*	2,5	2,5	85	12,3
c12	3	-1	-1	1	-1	-1		2,4	2,4	92,6	7,7
c7	3	1	-1	1	-1	-1		2,42	2,42	87,2	10,1
c1	3	-1	1	1	-1	-1		2,5	2,5	89,4	7,1
8	1	1	1	1	-1	-1	*2,6*	2,6	2,6	88,7	5,47
9 bis	2	-1	-1	-1	1	-1	*2,44*	2,14	2,44	93,9	8,5
c14	3	-1	-1	-1	1	-1		2,33	2,63	93,3	9,6
c2	3	-1	1	-1	1	-1		2,42	2,72	91,1	10
12	1	1	1	-1	1	-1	*3,06*	2,76	3,06	91,7	8,1
14 bis	2	1	-1	1	1	-1	*2,82*	2,52	2,82	84,4	12
15	1	-1	1	1	1	-1	*3,03*	2,73	3,03	80	4,7
1 bis	2	-1	-1	-1	-1	1	*3,07*	3,07	3,07	89,7	8,5
c15	3	-1	-1	-1	-1	1		3,16	3,16	89,6	9,6
c3	3	-1	1	-1	-1	1		3,11	3,11	88,9	8,8
4	1	1	1	-1	-1	1	*3,41*	3,41	3,41	92,2	4,18
6 bis	2	1	-1	1	-1	1	*3,27*	3,27	3,27	86,2	6,4
7	1	-1	1	1	-1	1	*3,06*	3,06	3,06	92,5	10,5
c5	3	1	1	1	-1	1		3,25	3,25	95,4	6,8
10 bis	2	1	-1	-1	1	1	*2,49*	2,19	2,49	83,3	5,1
11	1	-1	1	-1	1	1	*2,63*	2,33	2,63	88,9	2,76
13 bis	2	-1	-1	1	1	1	*2,35*	2,05	2,35	83,1	9,4
16	1	1	1	1	1	1	*3,08*	2,78	3,08	87,5	7

Calcul de la dispersion expérimentale par "série"

					ddl
2bis	0,042	0,042	2,12	0,64	3
17-20	0,036	0,036	1,38	1,92	1
5bis	0,035	0,035	1,77	0,71	1
S Exp. (même série)	0,037	0,037	1,63	1,55	
5 ddl					

Calcul de la dispersion expérimentale ensemble des séries

					ddl
2bis-c11	0,035	0,035	1,52	1,05	2
3 c13	0,120	0,120	4,53	7,92	1
17-c12	0,049	0,049	3,46	2,72	6
9bis-c14	0,134	0,134	0,42	0,78	1
1bis-c15	0,064	0,064	0,07	0,78	1
S Exp. (ensemble des séries)	0,070	0,070	2,97	3,17	11

CENTRE ET PAS DES VARIABLES

LABEL	VARIABLES	CENTRE	PAS
R	Rugosité	211,5	194,5

		Niveau -1	Niveau +1
A	Attente	Milieu	Fin
D	Débit	Faible	Fort
S	Sel	Non	Oui
I	ilford	Non	Oui

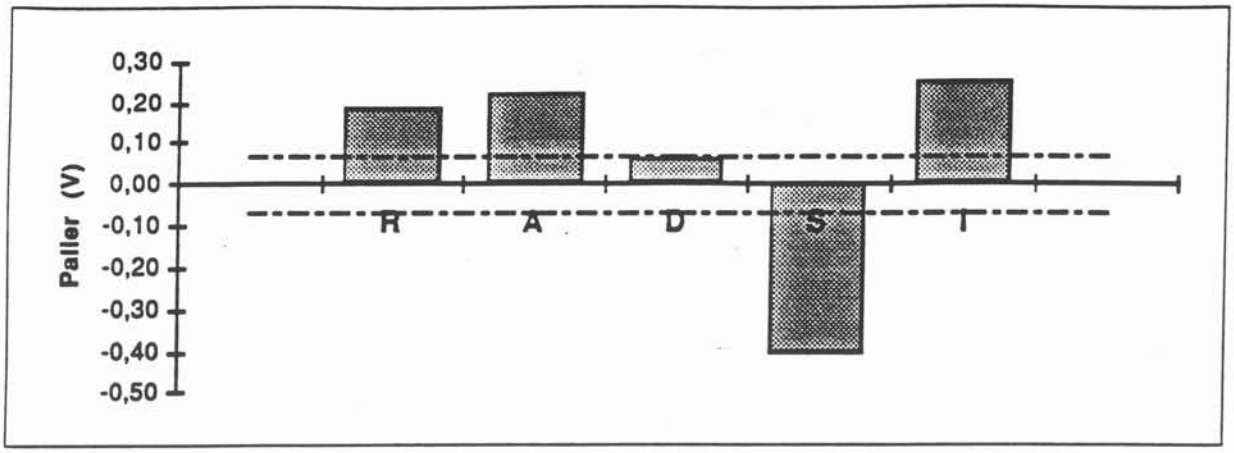
Rappel : X centrée-réduite = (X-centre)/pas

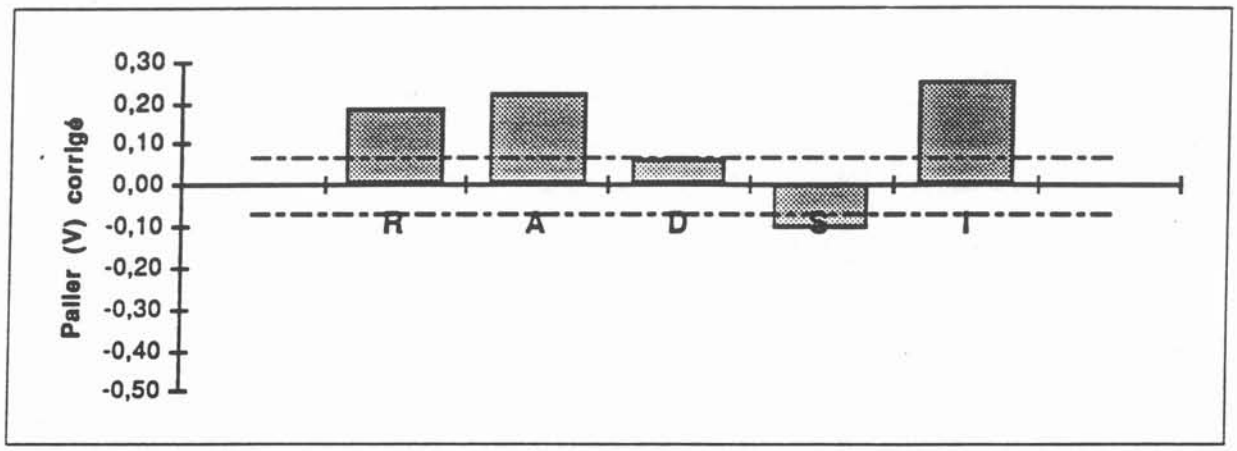
EQUATIONS DES FONCTIONS DE REPONSES

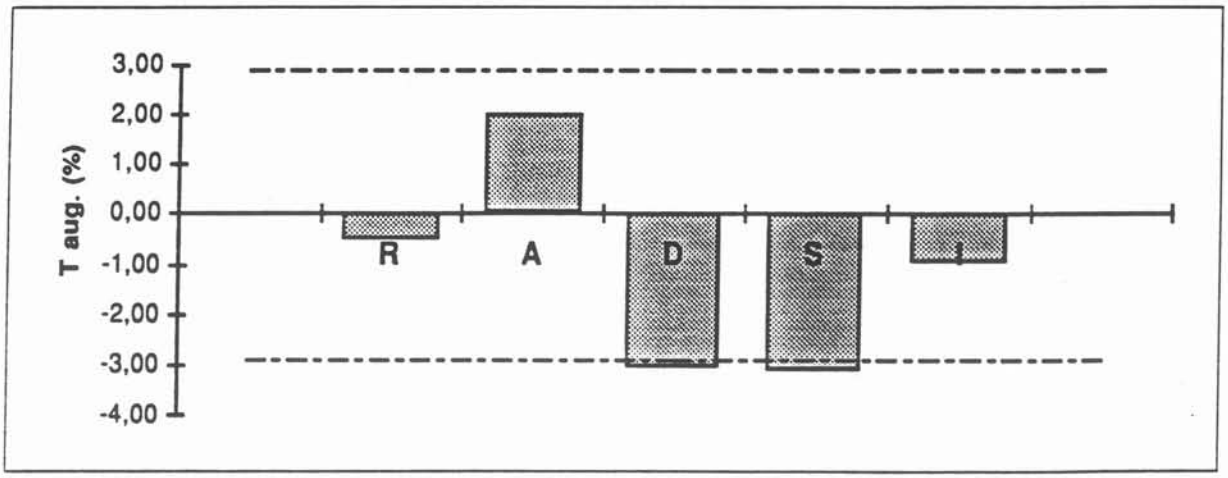
exprimées en fonction des variables centrées et réduites

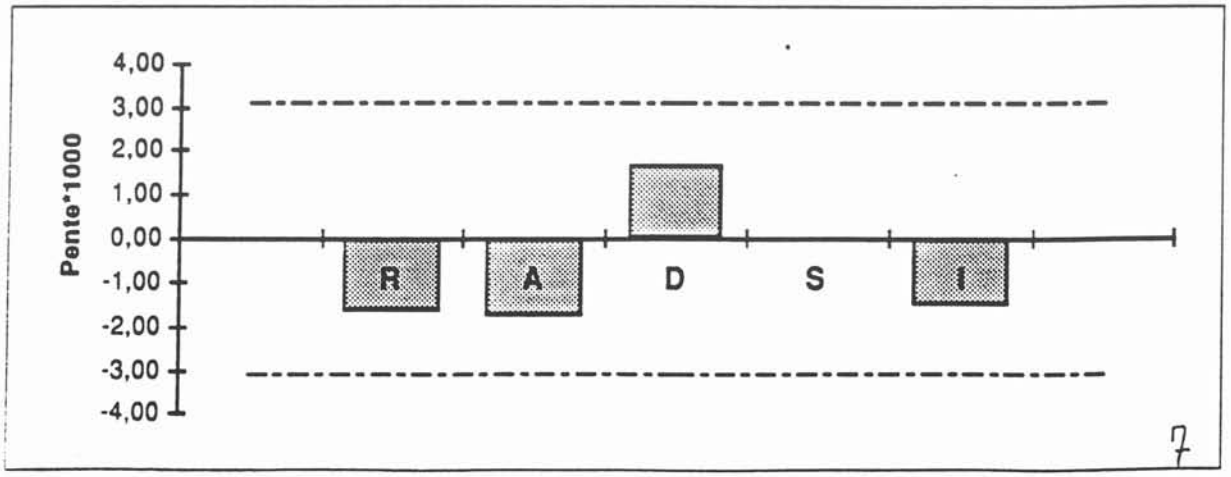
VARIABLES	Palier (V)	Palier (V) corrigé	T aug. (%)	Pente*1000
Moyenne	2,639	2,789	88,20	7,52
R	0,093 ***	0,093 ***	-0,25	-0,83
A	0,110 ***	0,110 ***	1,00	-0,90
D	0,030 *	0,030 *	-1,51 *	0,83
S	-0,203 ***	-0,053 **	-1,54 *	-0,02
I	0,125 ***	0,125 ***	-0,47	-0,77
AR	0,017	0,017	1,19 *	
DR			0,54	0,82
DA				-0,64
SR	0,033 *	0,033 *		1,38 *
SA	0,078 ***	0,078 ***	-0,44	-0,49
SD	0,054 **	0,054 **	-1,39 *	
IR	0,042 *	0,042 *		
IA			1,16	
ID	-0,018	-0,018	1,27 *	0,79
IS	-0,223 ***	-0,223 ***	-0,49	-0,66
Ecart-type exp. *11 ddl*	**0,070**	**0,070**	**2,97**	**3,17**

*	*significatif au risque*	*=5% de se tromper*
**	*significatif au risque*	*=1% de se tromper*
***	*significatif au risque*	*=0.1% de se tromper*

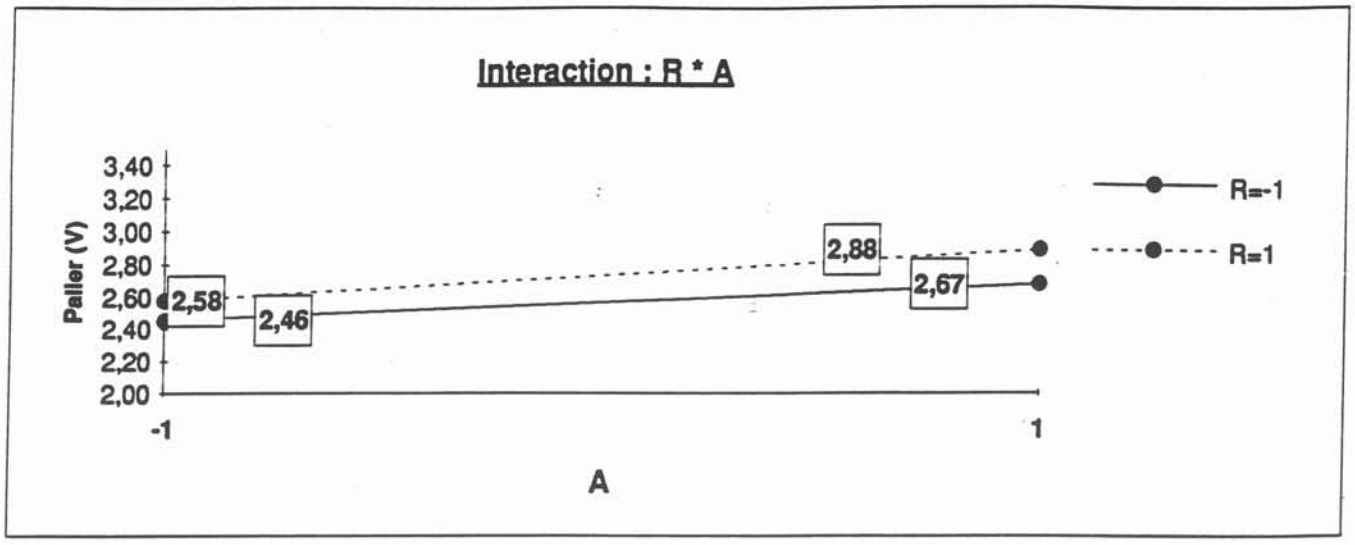

Paller (V)
0,30
0,20
0,10
0,00
-0,10
-0,20
-0,30
-0,40
-0,50
R
A
D
S
T


Paller (V) corrigé
0,30
0,20
0,10
0,00
-0,10
-0,20
-0,30
-0,40
-0,50
R
A
D
S
T

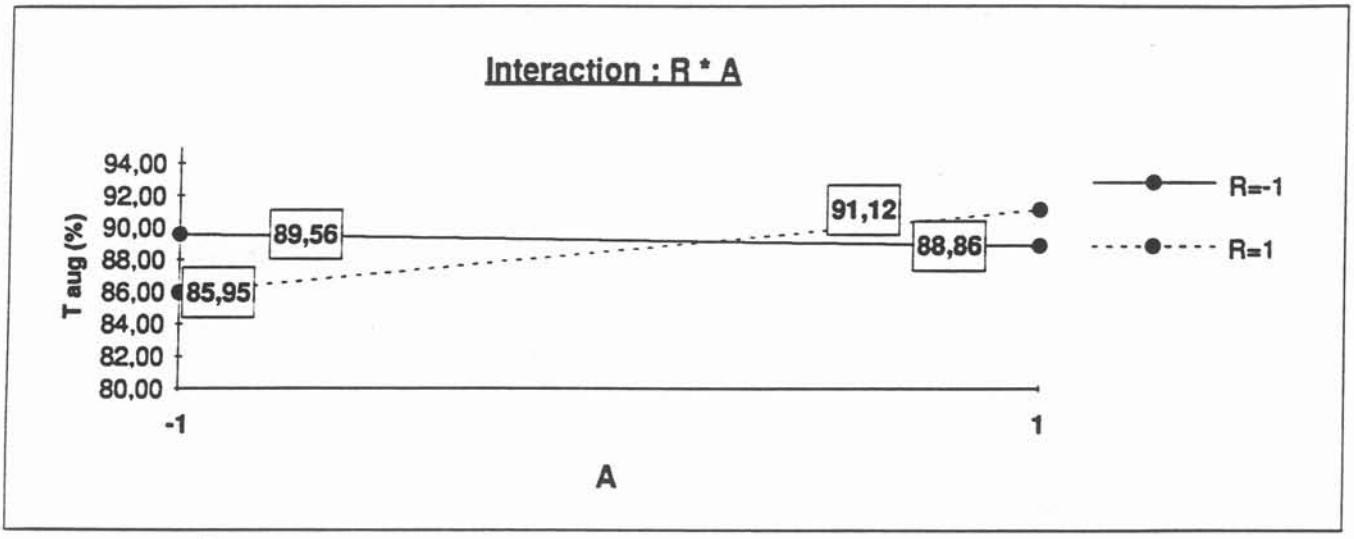

T aug. (%)
3,00
2,00
1,00
0,00
-1,00
-2,00
-3,00
-4,00
R
A
D
S
I


Pente*1000
4,00
3,00
2,00
1,00
0,00
-1,00
-2,00
-3,00
-4,00
R
A
D
S
I

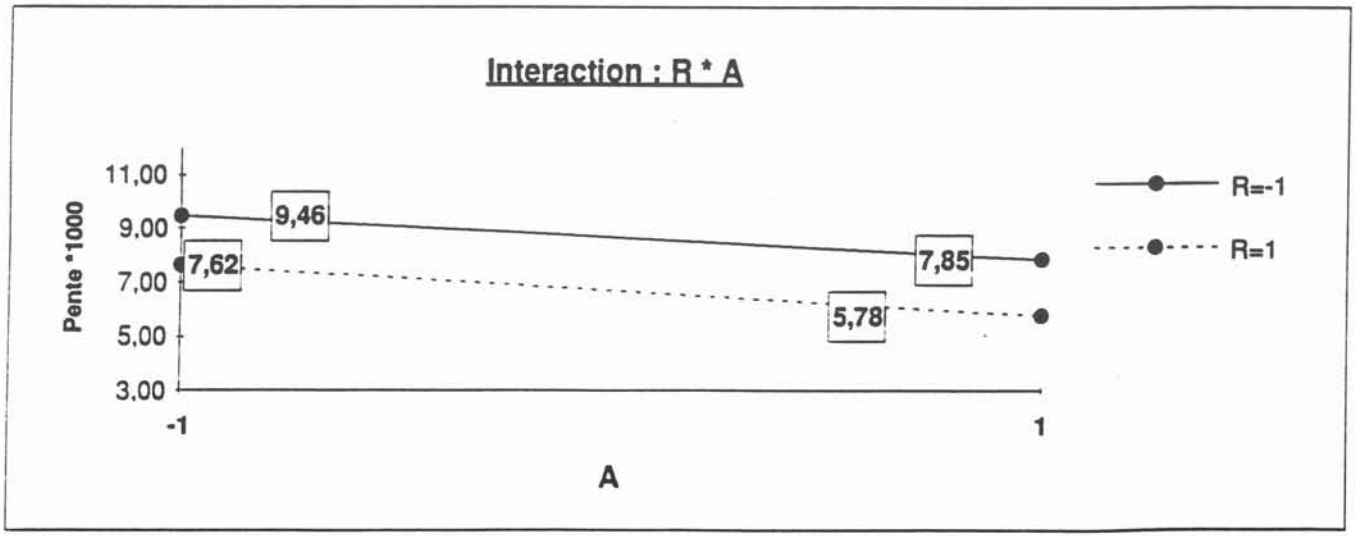
Tracé des interactions



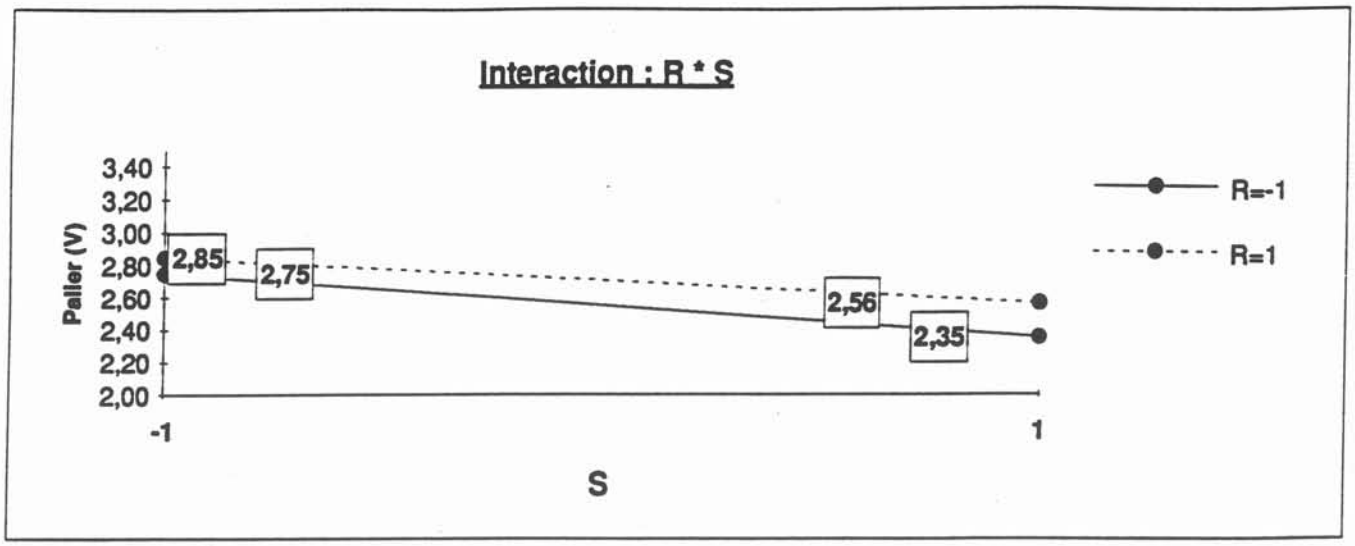
Signification : **n.s.**



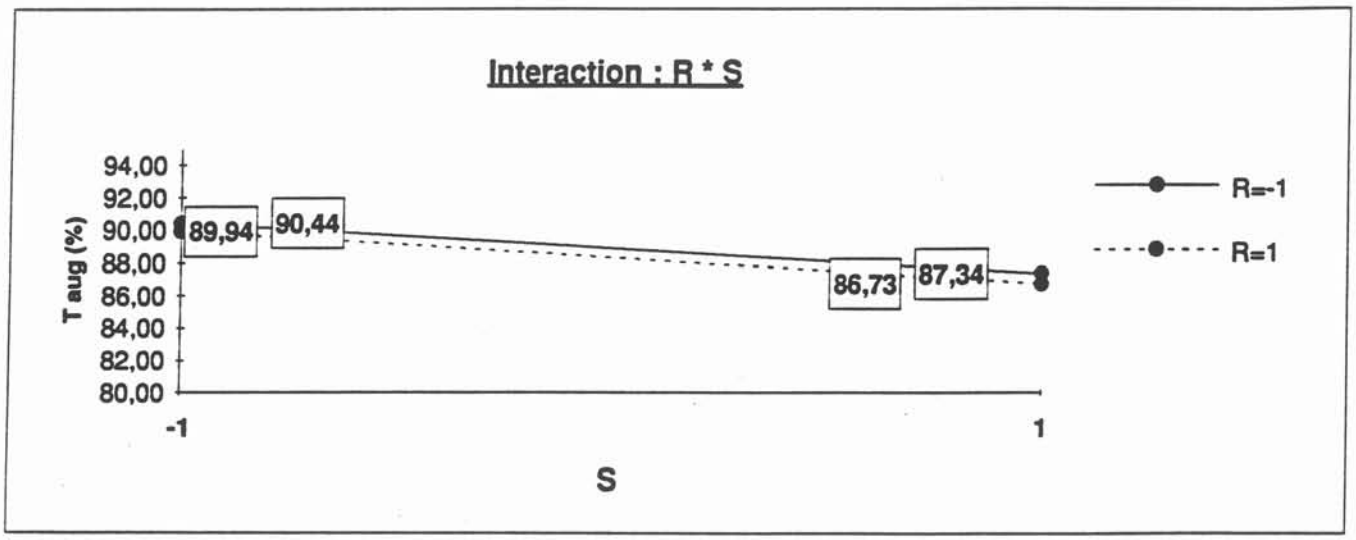
Signification : *



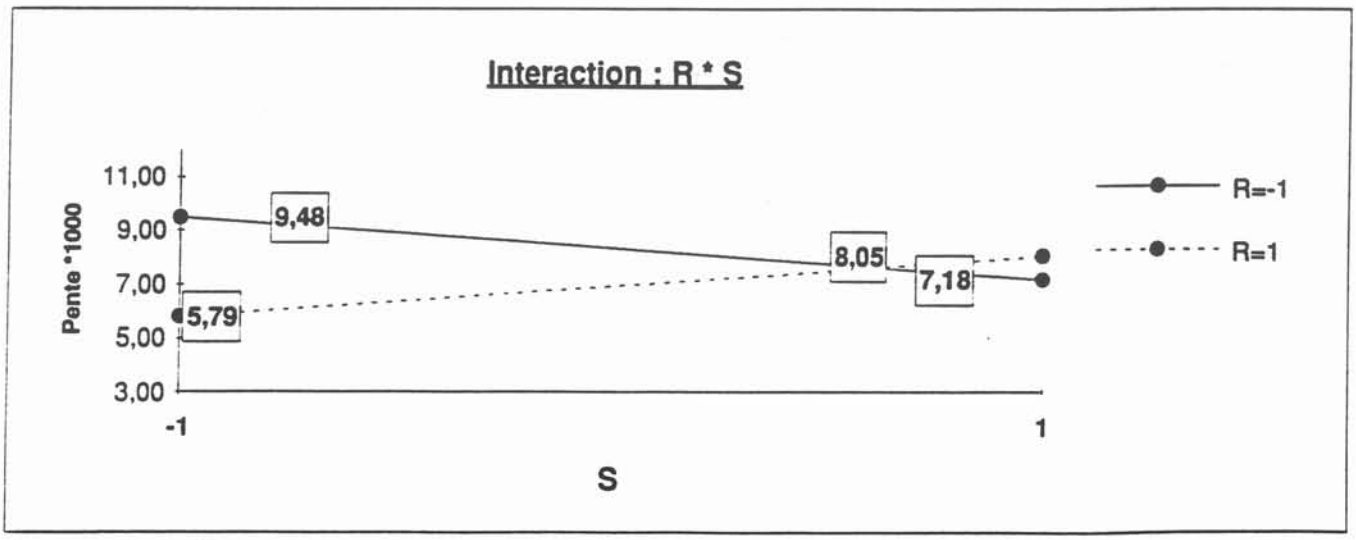
Signification : **n.s.**



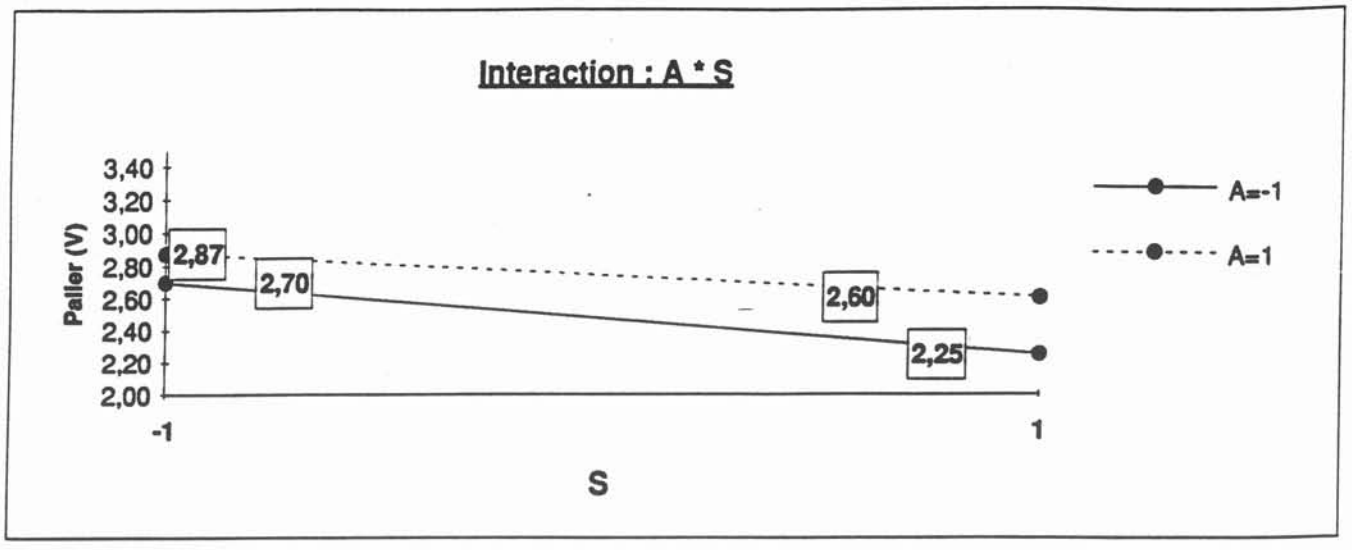
Signification : *



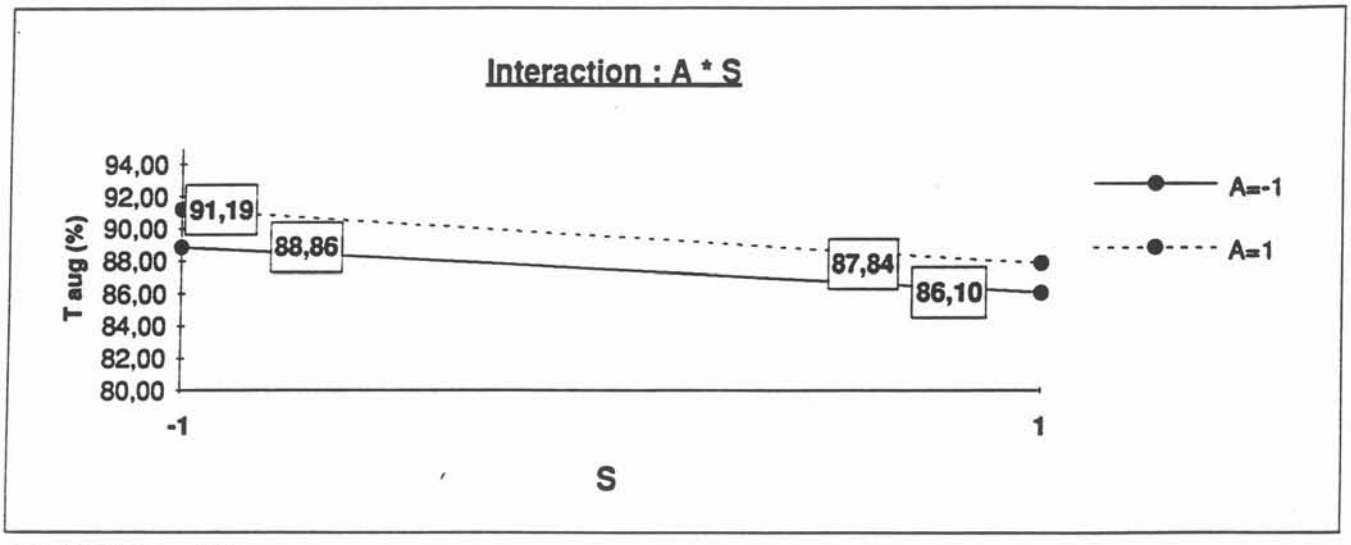
Signification : **n.s.**



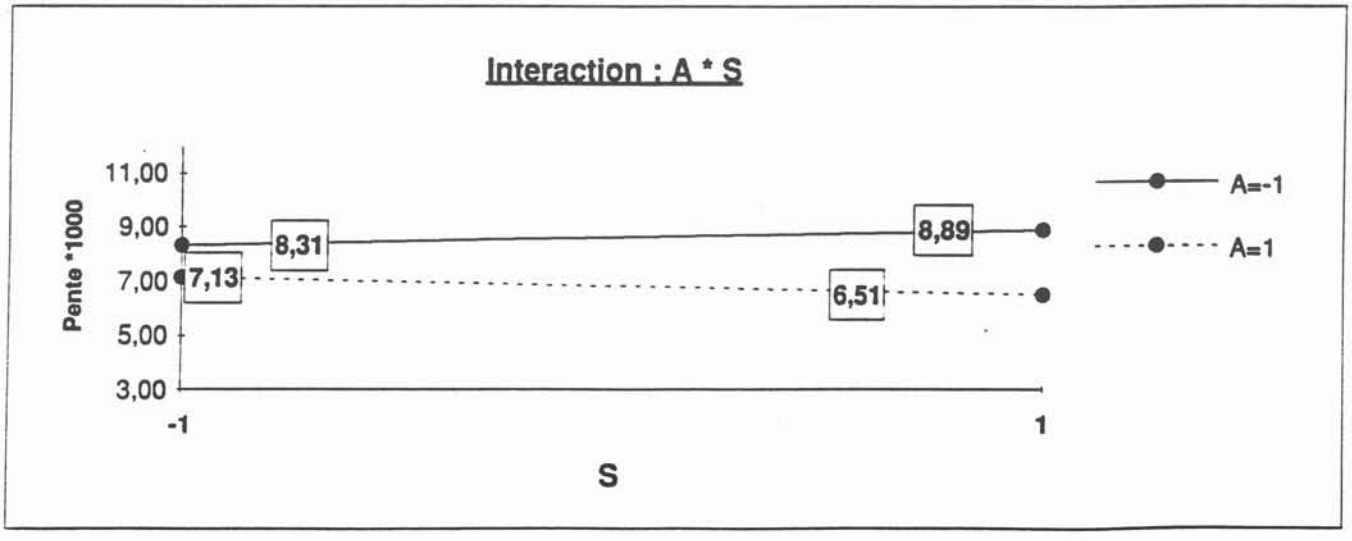
Signification : *



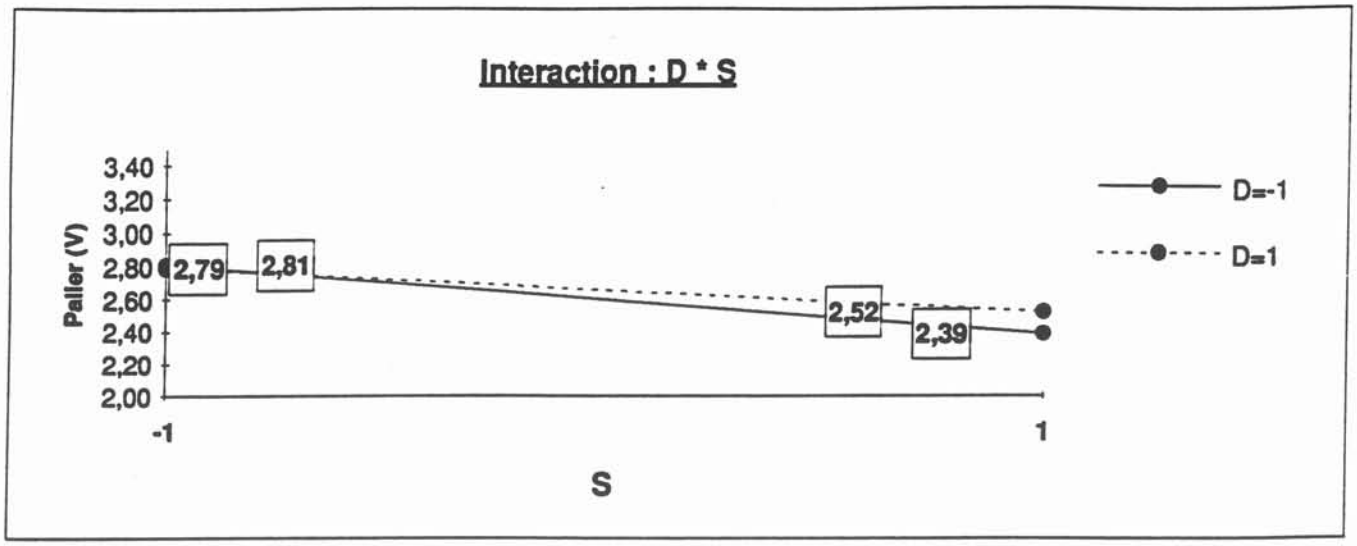
Signification : ***



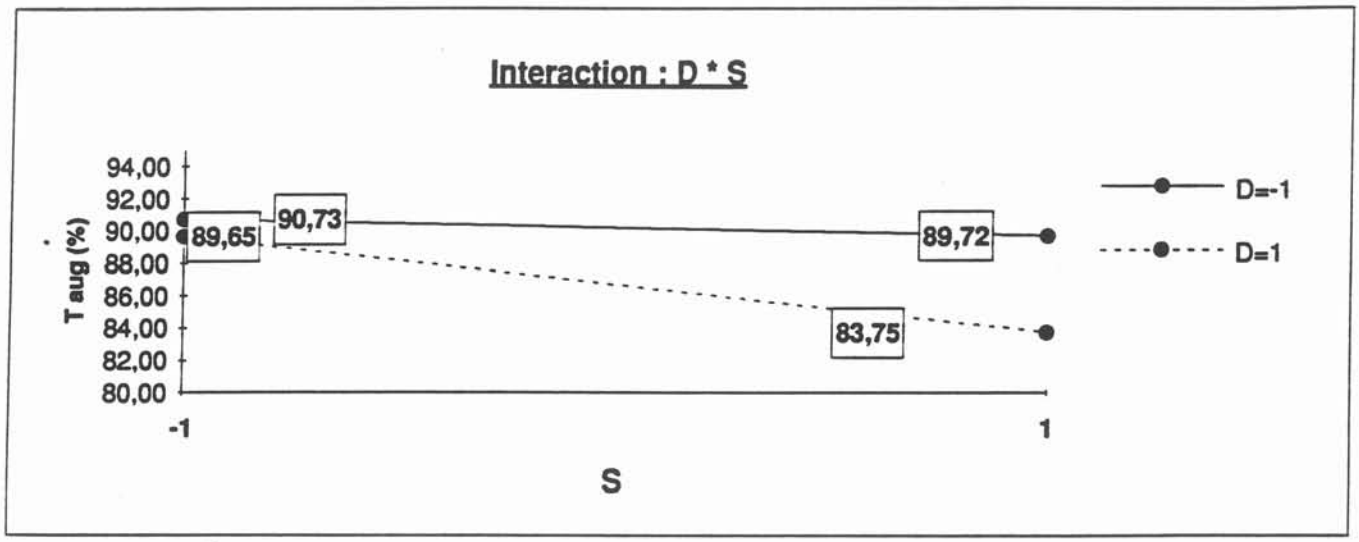
Signification : **n.s.**



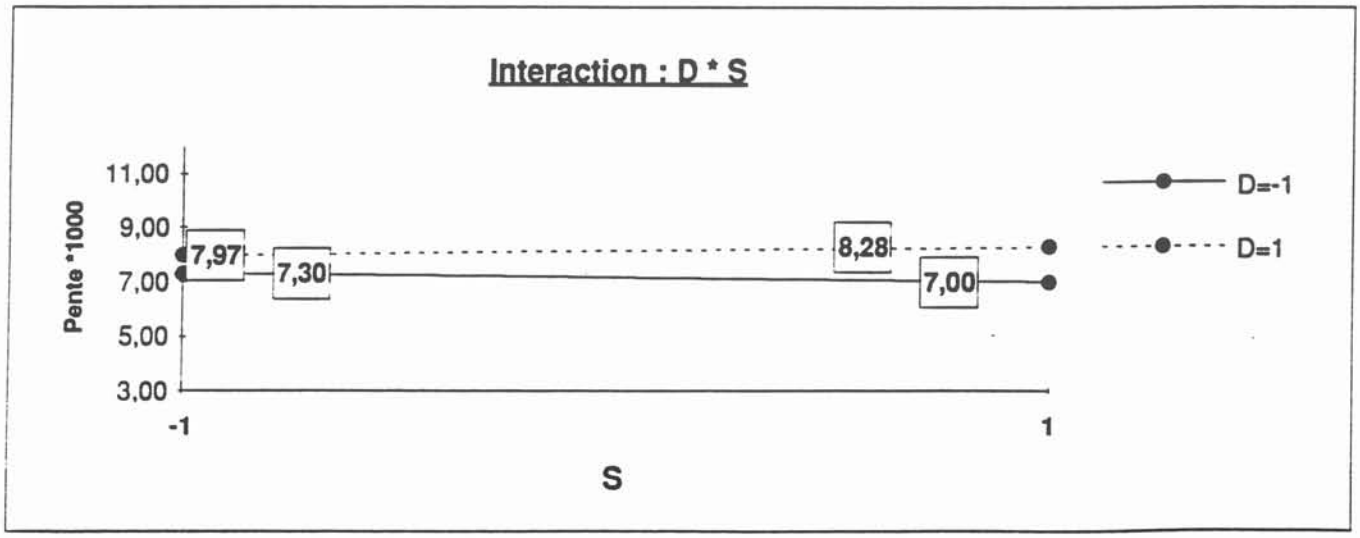
Signification : **n.s.**



Signification : **

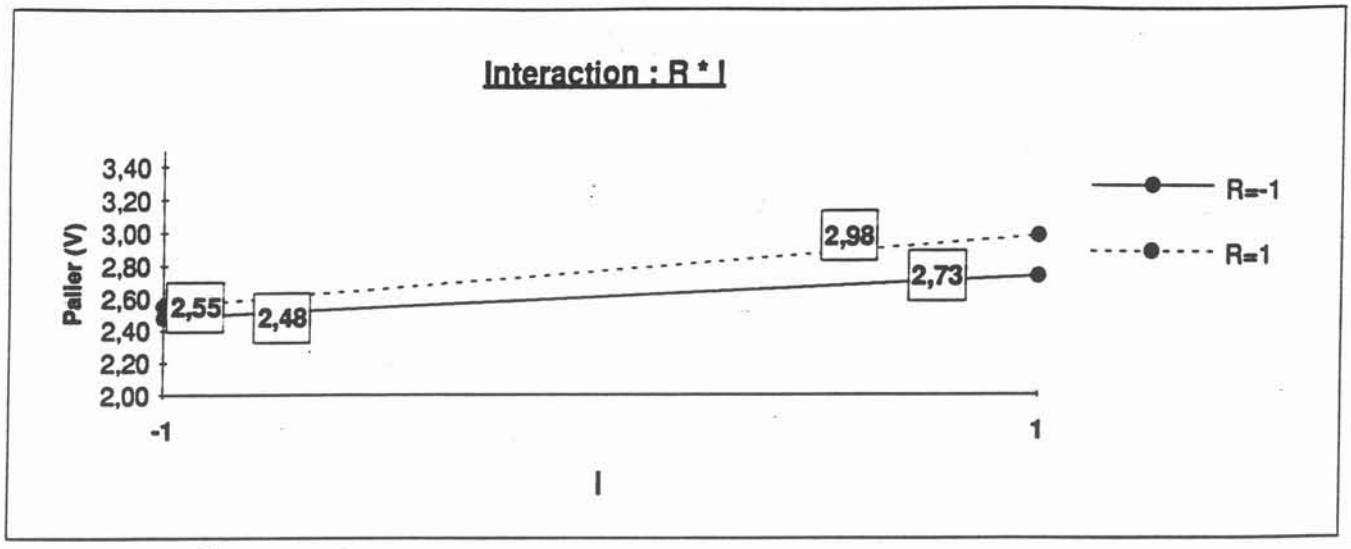


Signification : *

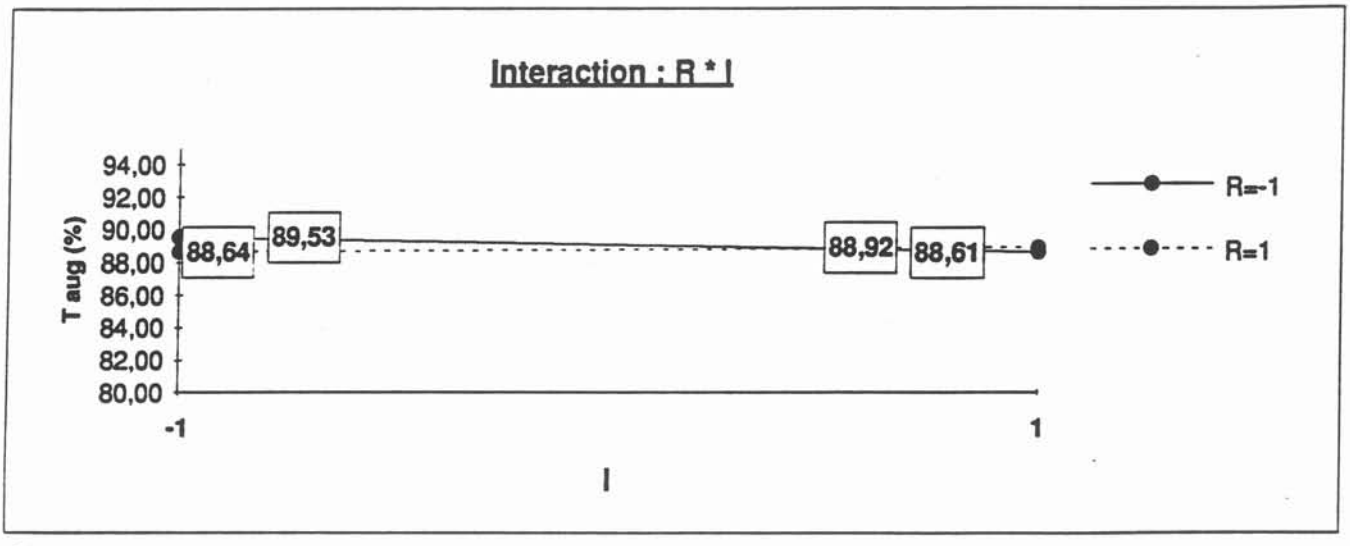


Signification : **n.s.**

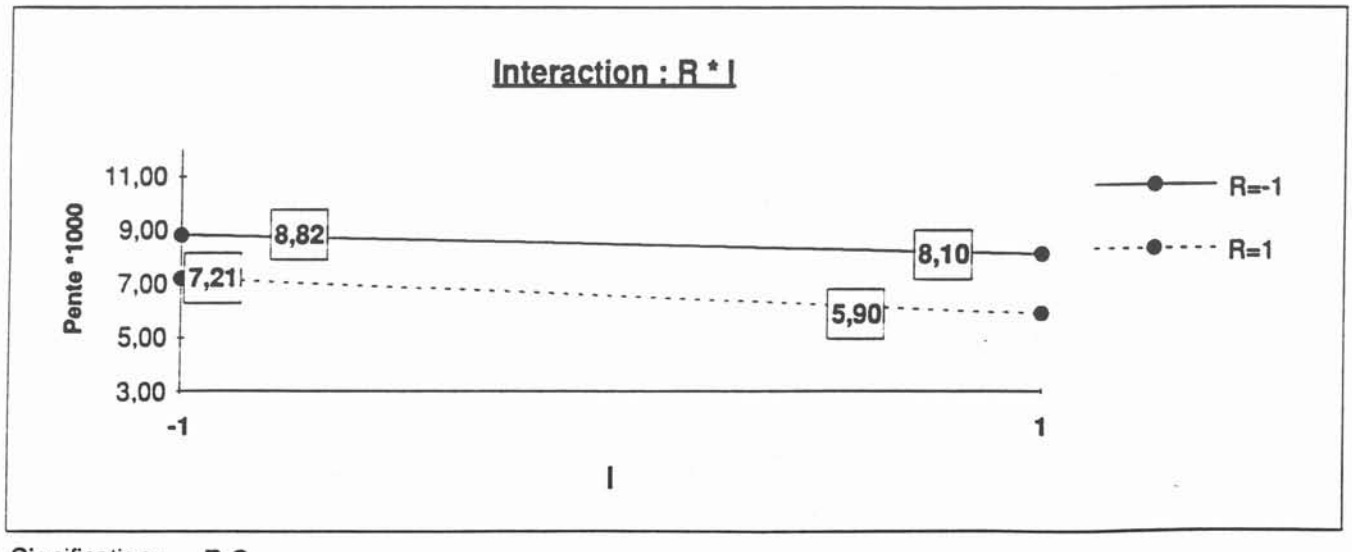
Tracé des interactions



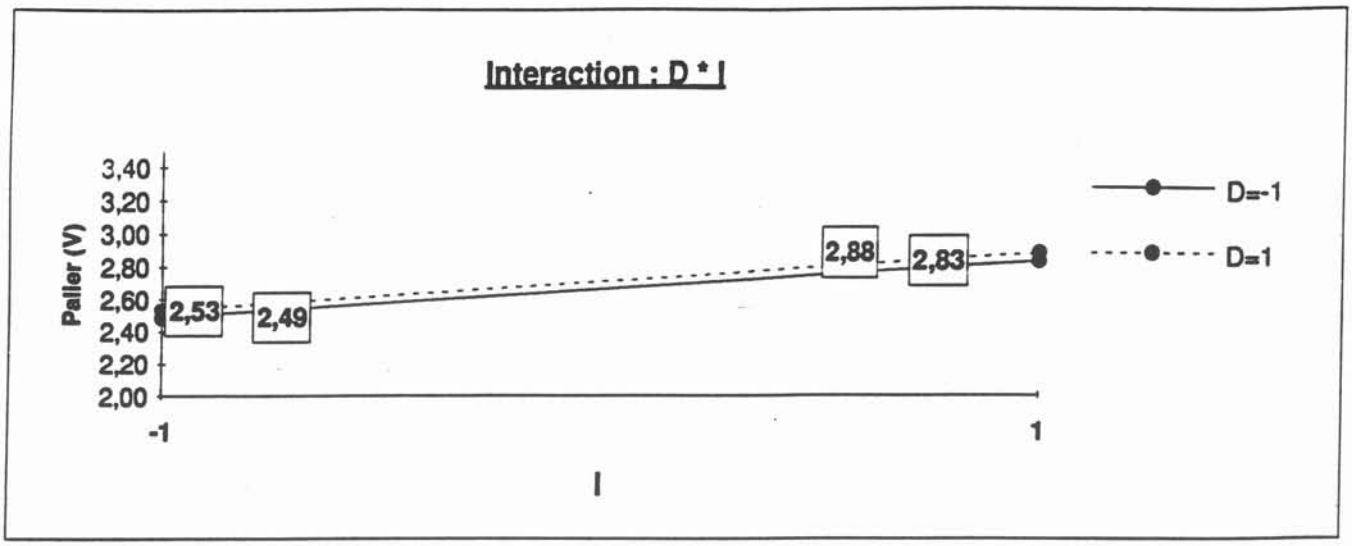
Signification : *



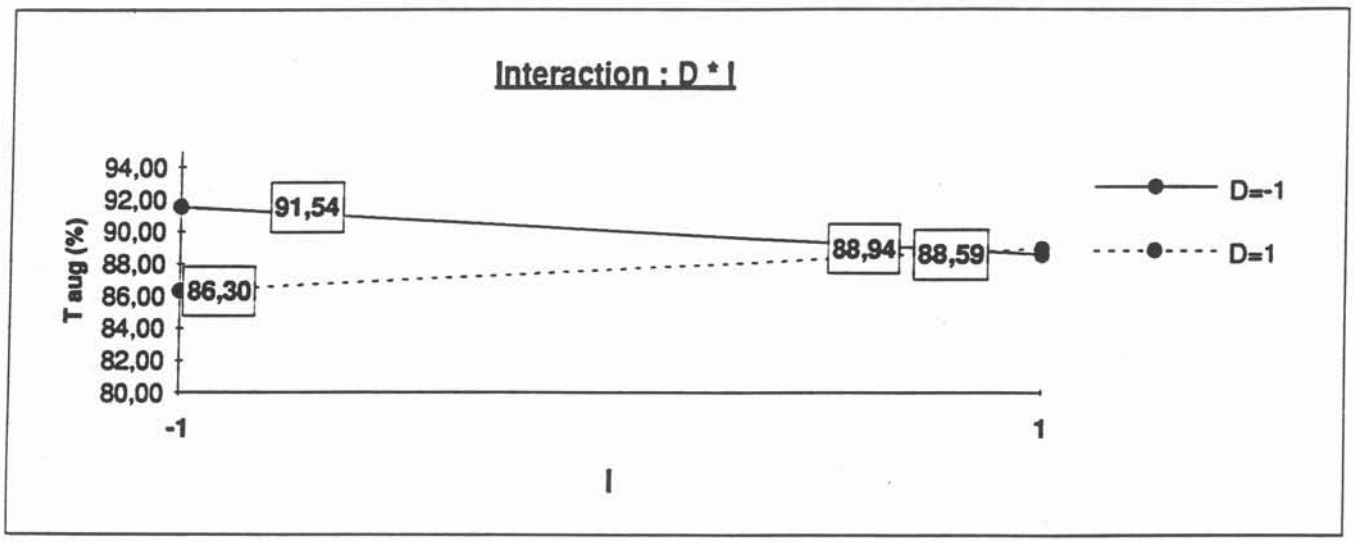
Signification : **n.s.**



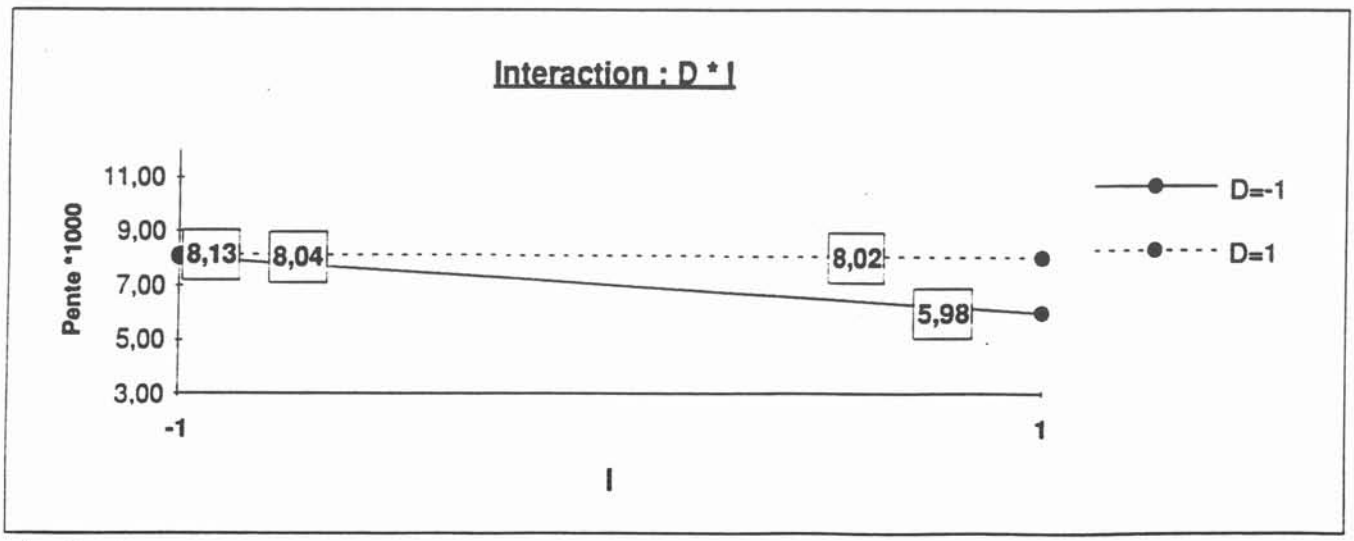
Signification : **n.s.**



Signification : **n.s.**

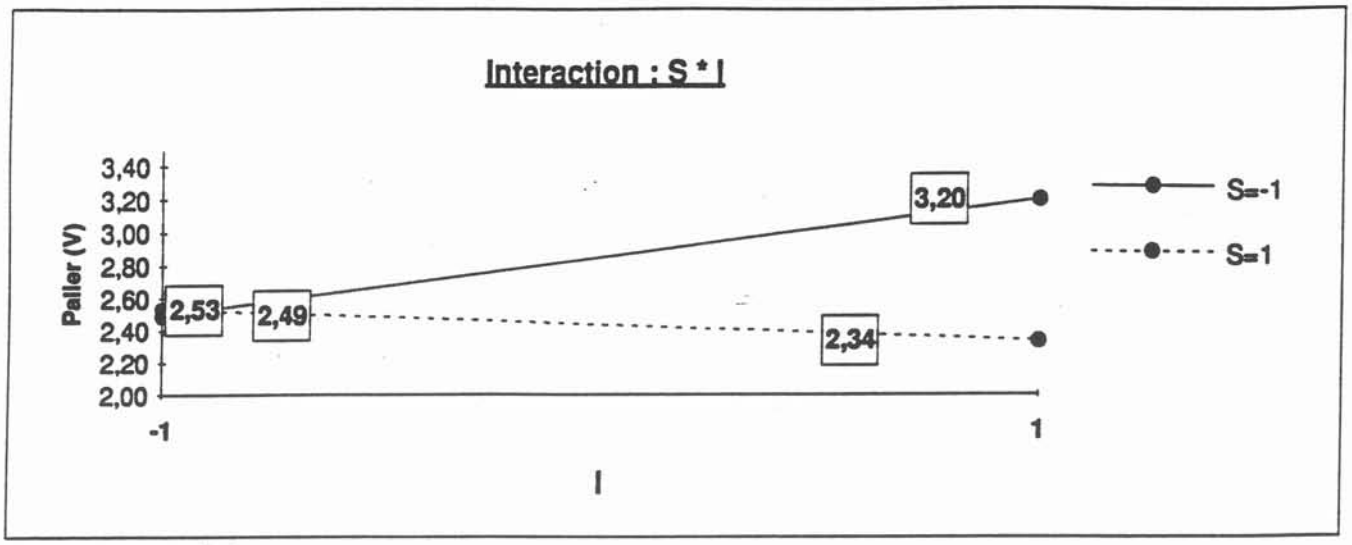


Signification : *

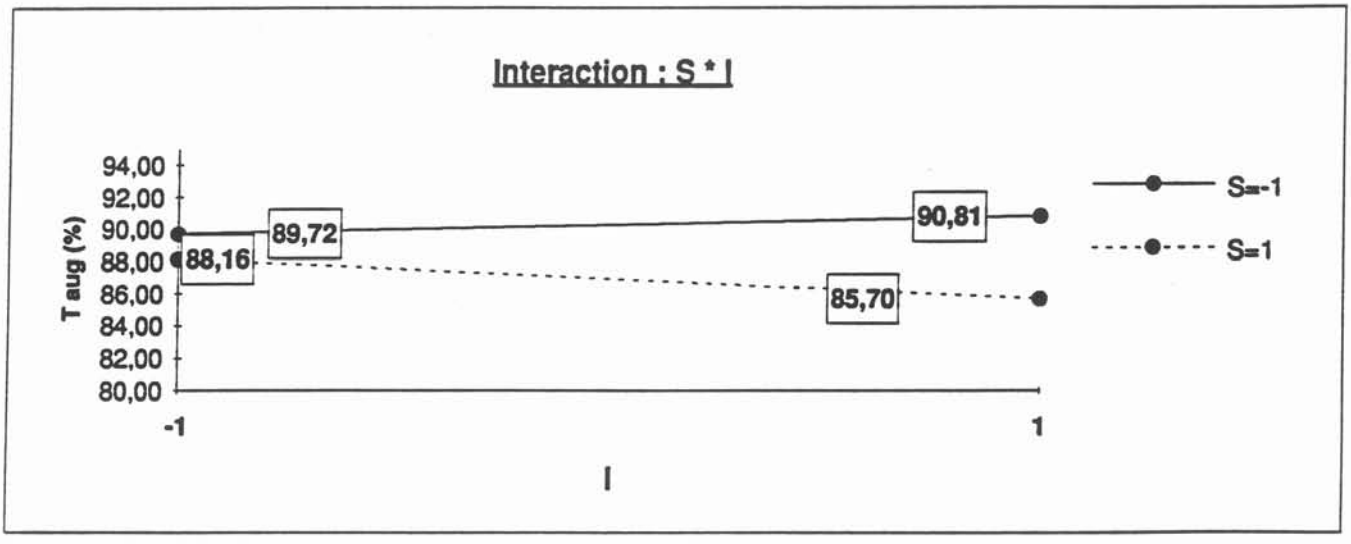


Signification : **n.s.**

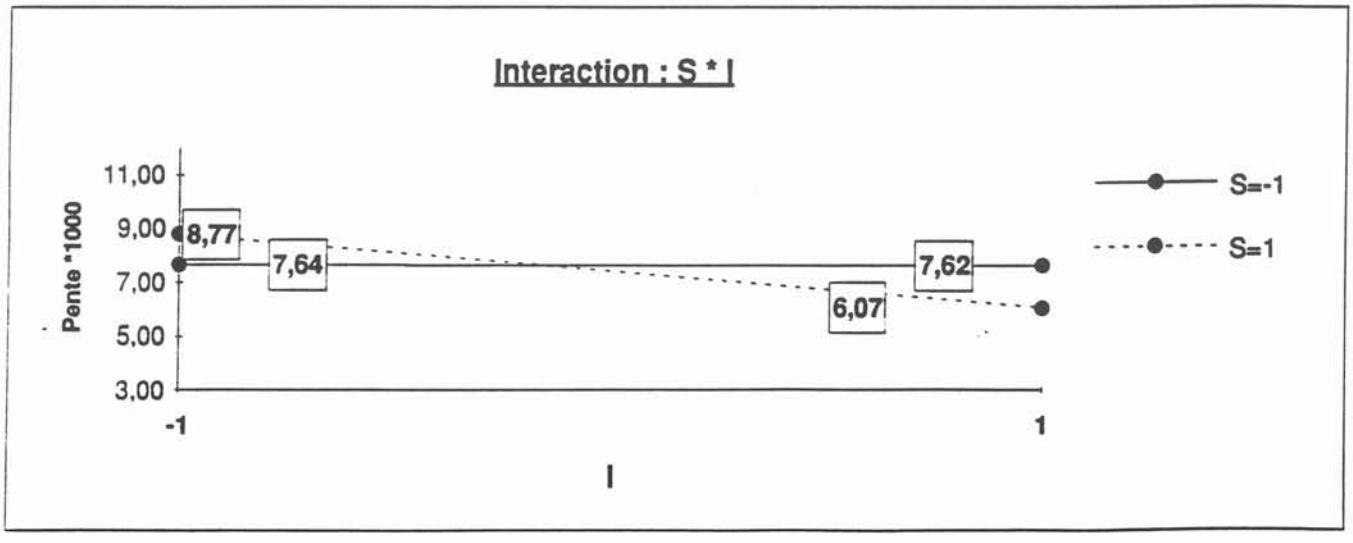
Trace ces interactions



Signification : ***



Signification : **n.s.**



Signification : **n.s.**

PRESIDENT DE L'INSTITUT
Monsieur Maurice RENAUD

INPG

Année1993

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

BARIBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSERG
BRINI	Jean	ENSERG
BRUNET	Yves	CUEFA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHOVET	Alain	ENSERG
COGNET	Gérard	ENSGI
COLINET	Catherine	ENSEEG
COMMAULT	Christian	ENSIEG
CORNUT	Bruno	ENSIEG
COULOMB	Jean-Louis	ENSIEG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSIMAG
DALARD	Francis	ENSEEG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSIMAG
DEPEY	Maurice	ENSERG
DEPORTES	Jacques	ENSPG
DEROO	Daniel	ENSEEG
DESRE	Pierre	ENSEEG
DIARD	Jean-Paul	ENSEEG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSPG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSIEG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GALERIE	Alain	ENSEEG
GANDINI	Alessandro	UFR/PGP
GAUBERT	Claude	ENSPG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GENTIL	Sylviane	ENSIEG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JACQUET	Paul	ENSIMAG
JALLUT	Christian	ENSEEG
JANOT	Marie-Thérese	ENSERG

JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSPG
JOURDAIN	Geneviéve	ENSIEG
KUENY	Jean-Louis	ENSHMG
LACHENAL	Dominique	UFR PGP
LACOUME	Jean-Louis	ENSIEG
LADET	Pierre	ENSIEG
LE NEST	Jean-François	UFR/PGP
LESIEUR	Marcel	ENSHMG
LESPINARD	Georges	ENSHMG
LIENARD	Joël	ENSIEG
LONGEQUEUE	Jean-Pierre	ENSPG
LORET	Benjamin	ENSHMG
LOUCHET	François	ENSEEG
LUCAZEAU	Guy	ENSEEG
LUX	Augustin	ENSIMAG
MASSE	Philippe	ENSPG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MICHEL	Gérard	ENSIMAG
MOHR	Roger	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHMG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIERE	Jacques	ENSIMAG
OBLED	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSEEG
PANANAKAKIS	Georges	ENSERG
PAULEAU	Yves	ENSEEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PERRIER	Pascal	ENSERG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSERG
PLATEAU	Brigitte	ENSIMAG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
REINISCH	Raymond	ENSPG
RENAUD	Maurice	UFR/PGP
RIMET	Roger	ENSERG
ROBERT	François	ENSIMAG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSIEG
ROSSIGNOL	Michel	ENSPG
ROYE	Daniel	ENSIEG
SABONNADIERE	Jean-Claude	ENSIEG
SAGUET	Pierre	ENSERG
SAUCIER	Gabriéle	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSPG
SCHLENKER	Michel	ENSPG
SILVY	Jacques	UFR/PGP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOLER	Jean-Louis	ENSIMAG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TICHKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSGI
VEILLON	Gérard	ENSIMAG
VERJUS	Jean-Pierre	ENSIMAG
VINCENT	Henri	ENSPG

SITUATION PARTICULIERE

PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

BLOCH Daniel	ENSPG
BONNET Guy	ENSPG
BRECHET Yves	ENSEEG
CAILLERIE Denis	ENSHMG
GREVEN Héléne	CUEFA
LATOMBE Jean-Claude	ENSIMAG
PIERRARD Jean-Marie	ENSHMG

DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CIBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRIQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSSIERE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GIROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean

MEUNIER	Gérard
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PASTUREL	Alain
PEUZIN	Jean-Claude
PHAM	Antoine
PIAU	Monique
PIQUE	Jean-Paul
POINSIGNON	Christiane
PREJEAN	Jean-Jacques
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
WACK	Bernard
YAVARI	Ali-Reza
YONNET	Jean-Paul

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

BALESTRA	Francis
BALME	Louis
BECKER	Monique
BIGEON	Jean
BINDER	Zdeneck
BOE	Louis-Jean
BRECHET	Yves
CADOZ	Claude
CANUDAS DE WIT	Carlos
CHAMPENOIS	Gérard
CHOLLET	Jean-Pierre
COEY	Jean-Pierre
CORNUEJOLS	Gerard
COURNIL	Michel
CRASTES DE PAULET	Michel
DALLERY	Yves
DESCOTES-GENON	Bernard
DUGARD	Luc
DURAND	Madeleine
FERRIEUX	Jean-Paul
FEUILLET	René
FORAY	Pierre
FREIN	Yannick
GAUTHIER	Jean-Paul
GHIBAUDO	Gérard
GUILLEMOT	Nadine
GUYOT	Alain
HAMAR	Sylviane
HAMAR	Roger
HORAUD	Patrice
JACQUET	Paul
LATOMBE	Claudine
LE HUY	Hoang
LE GORREC	Bernard
LOZANO-LEAL	Rogelio
MACOVSCHI	Mihaïl
MAHEY	Philippe
METAIS	Olivier
MONMUSSON-PICQ	Georgette
MORY	Mathieu
MULLER	Jean
MULLER	Jean-Michel
NGUYEN TRONG	Bernadette
NIEZ	Jean-Jacques
PERRIER	Pascal
PLA	Fernand
RECHENMANN	François
ROGNON	Jean-Pierre
ROUGER	Jean
ROUX	Jean-Claude
SKOTNICKI	Tomasz
TCHUENT	Maurice
THOMAS	Olivier
VAHLAS	Constantin

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

DE DOCTEUR D'ETAT INPG

ABDEL-RAZEK	Adel
AKSAS	Haris
ALLA	Hassane
AMER	Ahmed
ANCELLE	Bernard
ANGENIEUX	Gilbert
ATMANI	Hamid
AYEDI	Hassine Feri
A.BADR	Osman
BACHIR	Aziz
BALANZAT	Emmanuel
BALTER	Roland
BARDEL	Robert
BARRAL	Gérard
BA'JDON	Yves
BAUSSAND	Patrick
BEAUX	Jacques
BEGUINOT	Jean
BELLISSENT née FUNEZ	Marie-Claire
BELLON	Catherine
BEN RAIS	Abdejettah
BERGER-SABBATEL	Gilles
BERNACHE-ASSOLANT	Didier
BEROVAL	Abderrahmane
BERTHOD	Jacques
BILLARD	Dominique
BLANC épouse FOULETIER	Mireille
BOCHU	Bernard
BOJO	Gilles
BOKSENBAUM	Claude
BOLOPION	Alain
BONNARD	Bernard
BORRIONE	Dominique
BO'JCHACOURT	Michel
BRION	Bernard
CAIRE	Jean-Pierre
CAMEL	Denis
CAPERAN	Philippe
CAPLAIN	Michel
CAPOLINO	Gérard
CASPI	Paul
CHAN-TUNG	Nam
CHASSANDE	Jean-Pierre
CHATAIN	Dominique
CHEHIKIAN	Alain
CHIRAMELLA	Yves
CHILO	Jean
CHUPIN	Jean-Claude
COLONNA	Jean-François
COMITI	Jacques
CORDET	Christian
COUDURIER	Lucien
COUTAZ	Jean-Louis

CREUTIN	Jean-Dominique
DAO	Trongtich
DARONDEAU	Philippe
DAVID	Bertrand
DE LA SEN	Manuel
DELACHAUME	Jean-Claude
DENAT	André
DESCHIZEAUX née CHERUY	Marie-Noëlle
DIJON	Jean
DOREMUS	Pierre
DUPEUX	Michel
EL ADHAM	Karim
EL OMAR	Fovaz
EL-HENNAWY	Adel
ETAY	Jacqueline
FABRE	Suzanne
FAURE-BONTE	Mireille
FAVIER	Denis
FAVIER	Jean-Jacques
FELIACHI	Movloud
FERYAL	Haj Hassan
FLANDRIN	Patrick
FOREST	Bernard
FORESTIER	Michel
FOSTER	Panayolis
FRANC	Jean-Pierre
GADELLE	Patrice
GARDAN	Yvon
GENIN	Jacques
GERVASON	Georges
GILORMINI	Pierre
GINOUX	Jean-Louis
GOUMIRI	Louis
GROC	Bernard
GROSJEAN	André
GUEDON	Jean-Yves
GUERIN	Jean-Claude
GUESSOUS	Anas
GUIBOUD-RIBAUD	Serge
HALBWACHS	Nicolas
HAMMOURI	Hassan
HEDEIROS SILIVEIR	Hamilton
HERAULT	Jeanny
HONER	Claude
HUECKEL	Tomasz
IGNAT	Michel
ILIADIS	Athananios
JANIN	Gérard
JERRAYA	Ahmed Amine
JUTTEN	Christian
KAHIL	Hassan
KHUONGQUANG	Dong
KILLIS	Andreas
KONE	Ali
LABEAU	Michel
LACAZE	Alain
LACROIX	Jean-Claude
LANG	Jean-Claude
LATHUILLERE	Chantal
LATY	Pierre

LAUGIER	Christian
LE CADRE	Jean-Pierre
LE GARDEVR	René
LE THIESSE	Jean-Claude
LEMAIGNAN	Clement
LEMUET	Daniel
LEVEQUE	Jean-Luc
LONDICHE	Henry
L'HERITIER	Philippe
MAGNIN	Thierry
MAISON	François
MAMWI	Abdullah
MANTEL épouse SIEBERT	Elisabeth
MARCON	Guy
MARTINEZ	Francis
MARTIN-GARIN	Lionel
MASSE	Dominique
MAZER	Emmanuel
MERCKEL	Gérard
MEUNIER	Jean
MILI	Ali
MOALLA	Mohamed
MODE	Jean-Michel
MONLLOR	Christian
MONTELLA	Claude
MORET	Frédéric
MRAYATI	Mohammed
M'SAAD	Mohammed
M'SIRDI	Kouider Nace
NEPOMIASTCHY	Pierre
NGUYEN	Trong Khoi
NGUYEN-XUAN-DANG	Michel
ORANIER	Bernard
ORTEGA MARTINEZ	Roméo
PAIDASSI	Serge
PASSERONE	Alberto
PEGON	Pierre
PIJOLAT	Christophe
POGGI	Yves
POIGNET	Jean-Claude
PONS	Michel
POU	Tong Eck
RAFINEJAD	Paiviz
RAGAIE	Harie Fikri
RAHAL	Salah
RAMA SEABRA SANTOS	Fernando
RAVAINE	Denis
RAZBAN-HAGHIGHI	Tchanguiz
RAZZOUK	Micham
REGAZZONI	Gilles
RIQUET	Jean-Pierre
ROBACH	Chantal
ROBERT	Yves
ROGEZ	Jacques
ROHMER	Jean
ROUSSEL	Claude
SAAD	Abdallah
SAAD	Youcef
SABRY	Mohamed Nabi
SALON	Marie-Christine

SAUBAT épouse MARCUS	Bernadette
SCHMITT	Jean-Hubert
SCHOELLKOPF	Jean-Pierre
SCHOLL	Michel
SCHOLL	Pierre-Claude
SCHOULER	Edmond
SCHWARTZ	Jean-Luc
SEGUIN	Jean
SIWY	Jacques
SKALLI	Abdellatif
SKALLI HOUSSEYNI	Abdelali
SOUCHON	Alain
SUETRY	Jean
TALLAJ	Nizar
TEDJAR	Farouk
TEDJINI	Smail
TEYSSANDIER	Francis
THEVENODFOSSE	Pascale
TMAR	Mohamed
TRIOLLIER	Michel
TUFFELIT	Denis
TZIRITAS	Georges
VALLIN	Didier
VELAZCO	Raoul
VERDILLON	André
VERMANDE	Alain
VIKTOROVITCH	Pierre
VITRANT	Guy
WEISS	François
YAZAMI	Rachid

UNIVERSITE
JOSEPH FOURIER
SCIENCES. TECHNOLOGIE. MEDECINE
GRENOBLE 1

Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

ANNEE UNIVERSITAIRE 1990 - 1991

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel	Informatique
ANTOINE Pierre	Géologie I.R.I.G.M.
ARVIEU Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
AURIAULT Jean Louis	Mécanique
BARRA Jean René	Statistiques - Mathématiques Appliquées
BECKER Pierre	Physique
BEGUIN Claude	Chimie Organique
BELORISKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Pures
BERARD Pierre	Mathématiques Pures
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Jean Paul	Mathématiques Pures
BILLET Jean	Géographie
BLANCHI Jean Pierre	A.P.S.
BOEHLER Jean Paul	Mécanique
BOITET Christian	Informatique et Mathématiques Appliquées
BORNAREL Jean	
BRUANDET Jean François	Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
CASTAING Bernard	Physique
CHARDON Michel	Géographie
CHIBON Pierre	Biologie Animale
COHEN ADDAD Jean Pierre	Physique
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques Pures
CYROT Michel	Physique du Solide
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
DEMAILLY Jean Pierre	Mathématiques Pures
DENEUVILLE Alain	Physique
DEPORTES Charles	Chimie Minérale
DOLIQUE Jean Michel	Physique des Plasmas
DOUCE Roland	Physiologie Végétale
DUCROS Pierre	Cristallographie
FINKE Gerde	Informatique
GAUTRON René	Chimie
GENIES Eugène	Chimie
GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences nucléaires
GILLARD Roland	Mathématiques
GUITTON Jacques	Chimie

../ ...

BATIMENT ADMINISTRATIF, 621, AVENUE CENTRALE, DOMAINE UNIVERSITAIRE SAINT-MARTIN-D'HERES - GIERES - B.P 53 X - 38041 GRENOBLE CEDEX
TELEPHONE : (33) 76 51 46 00 - TELEX : 980 134 F - TELECOPIE : (33) 76 51 46 46

HERAULT Jeanny	Physique
HICTER Pierre	Chimie
JANIN Bernard	Géographie
JOLY Jean René	Mathématiques Pures
JOSELEAU Jean Paul	Biochimie
KAHANE André	Physique
KAHANE Josette	Physique
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques Appliquées
LAJZEROWICZ Jeanine	Physique
LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LAURENT Pierre Jean	Mathématiques Appliquées
LEBRETON Alain	Mathématiques Appliquées
DE LEIRIS Joël	Biologie
LHOMME Jean	Chimie
LOISEAUX Jean Marie	Sciences Nucléaires I.S.N.
LONGEQUEUE Nicole	Physique
LUNA Domingo	Mathématiques Pures
MACHE Régis	Physiologie Végétale
MASCLE Georges	Géologie
MAYNARD Roger	Physique du Solide
NEMOZ Alain	Physique
OMONT Alain	Astrophysique
PELMONT Jean	Biochimie
PERRIER Guy	Géophysique
PIERRE Jean Louis	Chimie Organique
RENARD Michel	Thermodynamique
RICHARD Jean Marc	
RIEDTMANN Christine	Mathématiques
RINAUDO Marguerite	Chimie C.E.R.M.A.V.
ROBERT Jean Bernard	
ROSSI André	Biologie
SAXOD Raymond	Biologie Animale
SENGEL Philippe	Biologie Animale
SERGERAERT Francis	Mathématiques Pures
SOUCHIER Bernard	Biologie
STUTZ Pierre	Mécanique
TRILLING Laurent	Mathématiques Appliquées
VALLADE Marcel	Physique
VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
VIALON Pierre	Géologie
VIDAL Micheal	

PROFESSEURS DE 2EME CLASSE

APPARU Marcel	Chimie
ARMAND Gilbert	Géographie
ARNAUD Hubert	Géologie
ARTRU Marie Christine	Physique
ATTANE Pierre	Mécanique
BARATE Robert	Sciences Nucléaires
BARET Paul	Chimie
BARGE Jean	Mathématiques
BARLET Roger	Chimie
BERTIN José	Mathématiques
BLOCK Marc	Biologie
BLUM Jacques	Mathématiques Appliquées
BOITET Christian	Mathématiques Appliquées
BORRIONE Dominique	Automatique informatique
BOULON Marc	Mécanique
BOUTRON Claude	Glaciologie
BOUVET Jean	Biologie
BROSSARD Jean	Mathématiques
BRUGAL Gérard	Biologie
CAMPILLO Michel	Géophysique
CAVAILLE Jean Yves	Chimie
CERFF Rudiger	Biologie
CHIARAMELLA Yves	Mathématiques Appliquées
CHOLLET Jean Pierre	Mécanique
COLOMBEAU Jean François	Mathématiques (ENSL)
COTTET Georges-Henri	Modélisation, calcul scientifique, statis.
COURT Jean	Chimie
CUNIN Pierre Yves	Informatique
DAVID Jean	Géographie
DEROUARD Jacques	Physique
DHOUAILLY Danielle	Biologie
DUFRESNOY Alain	Mathématiques Pures
DUPUY Claude	Chimie
DURAND Mireille	Sciences Nucléaires
FONTECAVE Marc	Chimie
FOURNIER Jean Marc	Physique
GASPARD François	Physique
GIDON Maurice	Géologie
GIORNI Alain	Sciences Nucléaires
GONZALEZ SPRINBERG Gérardo	Mathématiques Pures
GOURC Jean Pierre	Mécanique
GUIGO Maryse	Géographie
GUMUCHIAN Hervé	Géographie
HACQUES Gérard	Mathématiques Appliquées
HAMMOU Abdelkader	Chimie
HERBIN Jacky	Géographie
HERINO Roland	Physique
HERZOG Michel	Biologie
JARDON Pierre	Chimie
JUTTEN Christian	Physique
KERCKHOVE Claude	Géologie
KOSAREW Siegmund	Math. fondamentales et appliquées
KLINGER Jurgen	Glaciologie
LAURENT Christine	Mathématiques
MANDARON Paul	Biologie
MARTINEZ Francis	Mathématiques Appliquées
MERCHEZ Fernand	Physique
MILAS Michel	Chimie
MOREL Alain	Géographie
MORIN Pierre	Physique
NGUYEN HUY Xuong-	Informatique
OUDET Bruno	Mathématiques Appliquées

../ ...

PAUTOU Guy	Biologie
PECHER Arnaud	Géologie
PELLETIER Guy	Astrophysique
PERRIN Claude	Sciences Nucléaires I.S.N.
PFISTER Claude	Biologie
PIBOULE Michel	Géologie
PORTESEIL Jean Louis	Physique
PUECH Laurent	Physique
RAYNAUD Hervé	Mathématiques Appliquées
REGNARD Jean René	Physique
ROBERT Claudine	Didactique des disciplines scientifiques
ROBERT Danielle	Chimie
ROBERT Gilles	Mathématiques Pures
SAJOT Gérard	Physique
SARROT REYNAULD Jean	Géologie
SAYETAT Françoise	Physique
SERVE Denis	Chimie
STOECKEL Frédéric	Physique
SCHOLL Pierre Claude	Mathématiques Appliquées
SUBRA Robert	Chimie
TEMPERVILLE André	Mécanique
TISSUT Michel	Biologie
TOURNIER Evelyne	Informatique et Mathématiques appliquées
VALLADE Marcel	Physique
VALLON Michel	Glaciologie
VICAT Jean	Physique
VINCENS Maurice	Chimie
VINCENT Gilbert	Physique
VIVIAN Robert	Géographie
VOTTERO Philippe	Chimie
WITOMSKI Patrick	

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992 relatifs aux Etudes Doctorales

Vu les Rapports de présentation de :

Monsieur Denis ABLITZER

Monsieur Fritz BARK

Monsieur Emmanuel PAUTY

est autorisé à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de **Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble,** spécialité "SCIENCE ET GENIE DES MATERIAUX".

Fait à Grenoble, le

5 OCT. 1994

Pour le Président de l'INPG
et par délégation
le Directeur de l'Ecole Doctorale
J.L. LACOUME

Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble

Titre de l'ouvrage :

ETUDE DU COMPORTEMENT INCLUSIONNAIRE DANS LES ECOULEMENTS D'ALUMINIUM LIQUIDE

Nom de l'auteur :

PAUTY Emmanuel

Etablissement :

Laboratoire Madylam

RESUME

Le mémoire présente une étude phénoménologique, expérimentale et numérique du comportement des inclusions solides dans les écoulements d'aluminium liquide. La simulation numérique a pour objectif de compléter les résultats issus d'analyses phénoménologiques et d'expériences. Ce travail est centré sur les étapes de maintien et de verse des fours d'aluminium. L'analyse phénoménologique permet de déterminer les mécanismes de remises en suspension et d'entraînement des inclusions. En respectant les lois de similitude avec un four d'aluminium, une maquette en eau à l'échelle 1/10 a été construite et instrumentée. Les inclusions sont simulées par des particules de carbure de silicium. Cette installation autorise l'exploration des effets des paramètres suivants (et des interactions entre ces paramètres) sur la quantité de particules entraînées : la vitesse de basculement du four, la concentration et l'état initial de décantation des particules, le diamètre, la densité et la mouillabilité des particules et la rugosité du fond du bac. Etant donné le nombre élevé de paramètres de contrôle, un plan d'expériences est mis en œuvre. Une seconde maquette en eau, simulant la tranche centrale du four permet de visualiser l'écoulement de verse. Des comparaisons avec les calculs numériques sont ainsi possibles. On simule numériquement les écoulements 2D de verse et de thermoconvection. Un essai de calcul de l'écoulement couplant les effets de verse et les pertes thermiques est présenté. Des calculs de trajectoires de particules dans un écoulement de verse sont réalisés. Ils permettent de déterminer quelles inclusions peuvent être transportées par l'écoulement et polluent ainsi le métal coulé.
Une attention constante est portée à ce qui se passe dans l'écoulement métallurgique de référence.

MOTS CLES

Aluminium liquide ; Inclusion ; Ecoulement convection ; Ecoulement de verse ; Transport particule ; Suspension particule ; Simulation instrumentale ; Simulation numérique.