



HAL
open science

Modélisation numérique des produits phytosanitaires

A. da Silva

► **To cite this version:**

A. da Silva. Modélisation numérique des produits phytosanitaires. Sciences de l'environnement. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Energétique et génie des procédés, 2003. Français. NNT : . tel-02581839

HAL Id: tel-02581839

<https://hal.inrae.fr/tel-02581839>

Submitted on 14 May 2020

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.

**UNIVERSITE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC**

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Discipline : Energétique et Génie des Procédés

Formation Doctorale : Génie des Procédés

Ecole Doctorale : Sciences des Procédés Biologiques et Industriels

présentée et soutenue publiquement

par

Arthur Da Silva

le 8 octobre 2003

Titre :

Modélisation numérique des dépôts de produits phytosanitaires

JURY

Francis Sevila	Professeur, ENSA.T	, Directeur de Thèse
Serge Huberson	Professeur, LEA Poitiers	, Directeur de Thèse
Michel Guilbaud	Professeur, LEA Poitiers	, Rapporteur
Marie-France Destain	Professeur, Université Gembloux	, Rapporteur
Alain Grasmick	Professeur, Université Montpellier	, Examineur
Carole Sinfort	Maître de Conférence, ENSA.M	, Examineur

Avant propos

C'est en croisant, par hasard, Monsieur RIOS, Professeur à l'Université de Montpellier, dans un couloir de la faculté, que je me suis dirigé vers le Cemagref, pour préparer une thèse. C'est souvent le hasard qui détermine une vie. En tous les cas, je lui suis très reconnaissant pour m'avoir conduit dans cette « aventure ».

Et puis, j'ai été introduit auprès de Bernard BONICELLI, Chef d'Unité au Cemagref de Montpellier et Carole SINFORT, Maître de Conférence à l'ENSA.M. Ils m'ont été d'un appui considérable, en me donnant la possibilité de suivre des cours complémentaires de DEA, en candidat libre, à l'ENSEEIH de Toulouse, dès les premiers mois de ma thèse, pour améliorer mes connaissances en Dynamique des Fluides. Ils m'ont ensuite suivi régulièrement tout au long des réunions de Comité de thèse, mais aussi, d'une manière continue, sur le terrain ou en laboratoire.

Je me suis rendu compte, par rapport à d'autres domaines d'activité, suite à mon expérience passée dans l'action humanitaire, à titre bénévole, que le monde scientifique est extrêmement rigoureux et exigeant tant sur le plan du contenu du travail, que sur la forme qu'il doit prendre. C'est tout à fait formateur pour continuer dans le monde de la Recherche et de l'Enseignement, mais aussi, cet exercice développe des qualités proches de celui d'un créateur d'entreprise. Il faut être persévérant, savoir accepter des remarques négatives, ne pas abandonner pour autant. Je tiens donc à remercier Monsieur GUILBAUD, Professeur au LEA de Poitiers et Madame DESTAIN, Professeur à l'Université de Gembloux, d'avoir accepté d'être Rapporteurs et de m'avoir fait prendre du recul par rapport à mon travail.

Mes remerciements vont également à Serge HUBERSON, mon Directeur de thèse, Professeur au LEA de Poitiers, pour l'orientation de ce travail. J'espère avoir pu, tant bien que mal, poursuivre ses directives d'un haut niveau scientifique, pour l'appliquer au domaine de la pulvérisation agricole. Aussi, Francis SEVILA, Directeur de l'ENSA.T, mon second Directeur de thèse, s'est toujours très bien interposé pour canaliser les idées issues des réunions du Comité de thèse. Je lui suis très reconnaissant pour le souci qu'il se fait sur le travail d'une personne et sur sa faisabilité.

Au jour le jour, je ne peux oublier Sébastien VANHIESBECQ, Ingénieur Agronome diplômé de l'Université de Gembloux, qui a apporté un élément solide à ma thèse. Ses essais de vélocimétrie devant une végétation artificielle, dans le cadre de son stage de fin d'études d'ingénieur, ont permis de caler des paramètres physiques importants dans la modélisation du flux d'air à travers une végétation.

Il m'a été aussi très agréable de travailler avec Mohammed AKRAMI, dans le cadre de son stage de DESS au Cemagref, sur la modélisation de l'impact de gouttelettes au travers d'une portion de végétation. Il est en fait devenu un véritable ami.

Aussi, Cyril TINET, Ingénieur d'Etudes au Cemagref de Montpellier, s'est donné beaucoup de mal pour le Post-Traitement de mes résultats de simulation. Il n'est pas simplement intervenu de façon objective, mais il m'a été aussi d'un très bon conseil pour la

méthode de calcul du dépôt. J'apprécie et j'envie même sa patience pour toujours être à l'écoute des gens.

Mes pensées vont également à Twan KOENEN, Hubert SABATIER et Mehdi REBAI, qui ont semé un bout de leur savoir dans ce mémoire, au cours de leur stage de fin d'études d'Ingénieur ou de DESS.

D'un peu plus loin, Monsieur GRASMICK m'a permis de terminer ma thèse, dans de bonnes conditions, en m'acceptant un an, en tant qu'ATER, au sein de son laboratoire de Génie des Procédés. Il m'a aussi été très agréable d'encadrer un projet industriel de fin d'études d'ingénieur, à l'aide de Carole SINFORT et Marc HERAN, dans le cadre de mon activité d'Enseignement. Cette expérience complémentaire à ma thèse est valorisante pour mon avenir.

J'ai donc accumulé un bon nombre de dettes de reconnaissance.

*Quand nous parvenons au but,
nous croyons que le chemin a été
le bon.*

Paul Valéry

*Avec une grande fierté pour ma
famille,*

Table des matières

I Chapitre I : Introduction

<u>I.1</u>	<u>Généralités :</u>	2
<u>I.1.1</u>	<u>Contexte de la pulvérisation et problématique générale</u>	2
<u>I.1.2</u>	<u>Les différentes techniques d'application des produits phytosanitaires</u>	2
<u>I.1.2.1</u>	<u>Spécificité de la vigne</u>	2
<u>I.1.2.2</u>	<u>Pulvérisateurs à jet projeté</u>	3
<u>I.1.2.3</u>	<u>Pulvérisateurs à jet porté</u>	4
<u>I.1.2.4</u>	<u>Pulvérisateurs pneumatiques</u>	5
<u>I.2</u>	<u>La maîtrise des dépôts en pulvérisation agricole</u>	6
<u>I.2.1</u>	<u>Caractéristiques recherchées</u>	6
<u>I.2.2</u>	<u>Description des jets produits par les pulvérisateurs</u>	6
<u>I.2.2.1</u>	<u>Caractéristiques des jets de gouttes ou d'un spray</u>	6
<u>I.2.2.2</u>	<u>Caractéristiques des jets d'air</u>	7
<u>I.2.2.3</u>	<u>Moyens de mesures</u>	7
<u>I.2.2.3.1</u>	<u>Granulométrie</u>	7
<u>I.2.2.3.2</u>	<u>Vélocimétrie</u>	8
<u>I.2.2.3.3</u>	<u>Mesure des dépôts</u>	10
<u>I.2.3</u>	<u>Les phénomènes physiques mis en jeu pour la maîtrise du dépôt</u>	10
<u>I.3</u>	<u>Etat de l'art</u>	11
<u>I.3.1</u>	<u>Les limitations du problème</u>	11
<u>I.3.2</u>	<u>Sur l'écoulement d'air</u>	12
<u>I.3.3</u>	<u>Sur l'interaction entre flux d'air et végétation</u>	13
<u>I.3.4</u>	<u>Sur les caractéristiques des jets de gouttes</u>	15
<u>I.3.5</u>	<u>Sur l'influence des sprays sur le dépôt</u>	17
<u>I.4</u>	<u>Objectifs de la thèse</u>	22

II Chapitre II : matériel et méthode

<u>II.1</u>	<u>Descriptif des essais et des données expérimentales</u>	25
<u>II.1.1</u>	<u>Etude du flux d'air issu du pulvérisateur (Turbocoll) en présence d'une végétation artificielle</u>	25
<u>II.1.1.1</u>	<u>Méthodologie</u>	25
<u>II.1.1.1.1</u>	<u>Matériel mis à disposition</u>	25
<u>II.1.1.1.2</u>	<u>Conditions d'essai</u>	27
<u>II.1.1.1.3</u>	<u>Protocole</u>	27
<u>II.1.1.2</u>	<u>Résultats et analyse</u>	28
<u>II.1.2</u>	<u>Conclusion sur les essais d'anémométrie</u>	31
<u>II.2</u>	<u>Outil de modélisation et équations générales</u>	32
<u>II.2.1</u>	<u>Le logiciel CFX</u>	32
<u>II.2.2</u>	<u>Formulation continue des équations</u>	35
<u>II.2.2.1</u>	<u>Les équations générales régissant l'écoulement d'air</u>	35
<u>II.2.2.2</u>	<u>Modèle de Turbulence</u>	35
<u>II.2.2.3</u>	<u>Equations régissant le transport de produit phytosanitaire</u>	40
<u>II.2.2.3.1</u>	<u>Le modèle aux concentrations</u>	40
<u>II.2.2.3.2</u>	<u>Le modèle lagrangien</u>	42
<u>II.2.3</u>	<u>Formulation discrète des équations générales</u>	49

Table des matières

II.2.3.1	Présentation de la méthode des volumes finis	49
II.2.3.2	Traitement des termes diffusif et source	51
II.2.3.3	Approximation des termes de convection	56
II.2.3.4	Approximation des termes de pression	58
II.2.3.5	Discrétisation de l'équation de continuité	59
II.2.3.6	Algorithme	60
II.2.3.7	Discrétisation temporelle	60
II.2.3.8	Discrétisation du transport des gouttes	61
II.2.4	Conclusion	63
II.3	Choix d'une approche de modélisation	63
II.3.1	Le modèle aux concentrations	63
II.3.2	Methodologie	63
II.3.3	Modèle	65
II.3.3.1	Régime d'écoulement	65
II.3.3.2	Les équations mises en jeu	65
II.3.4	Méthode de mesure du dépôt	66
II.3.5	Résultats-Discussion	68
II.3.6	Modifications du modèle aux concentrations et nouveaux résultats	70
II.3.7	Décision de passage à un modèle lagrangien	72
II.4	Conclusion	73
III	Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème et phase de calcul numérique des champs de vitesse d'air et du transport des particules	75
III.1	Le modèle global (à l'échelle de la vigne)	75
III.1.1	Introduction et Géométrie	75
III.1.2	Adaptation des équations générales à notre problème	76
III.1.2.1	Ecoulement porteur de notre problème	77
III.1.2.1.1	Ajout d'une force de résistance	77
III.1.2.1.2	Termes sources d'énergie turbulente et de dissipation	78
III.1.2.2	Transport des gouttes	79
III.1.2.2.1	Forces négligées dans notre cas et force due à la turbulence	79
III.1.2.2.2	Le traitement de la dispersion turbulente par CFX	80
III.1.2.2.3	Modification : mouvement brownien	80
III.1.3	Déplacement du tracteur	88
III.1.4	Discrétisation et solution algorithmique	89
III.1.4.1	Discrétisation des équations régissant l'écoulement de l'air	89
III.1.4.1.1	Maillage, coordonnées topologiques et conditions aux limites	89
III.1.4.2	Discrétisation du transport des gouttes et du déplacement du tracteur	91
III.1.4.2.1	Pour l'air	91
III.1.4.2.2	méthode d'émission des particules	92
III.1.5	Résultats de simulation	93
III.1.6	Conclusion	94
III.2	Le problème local (à l'échelle du VER)	95
III.2.1	Introduction	95
III.2.2	Le modèle d'identification	95
III.2.2.1	Le problème aérodynamique → évaluation du facteur de résistance (R_f) d'une portion de feuillage	95
III.2.2.1.1	Essais de simulations	96
III.2.2.1.2	Résultats et comparaison avec le modèle de Walklate	96

Table des matières

III.2.2.1.3	Calcul de R_f	98
III.2.2.1.4	Conclusion	99
III.2.2.2	Simulations et données expérimentales	99
III.2.2.3	Conclusion	100
III.2.3	Modèle descriptif	101
III.2.3.1	Introduction	101
III.2.3.2	Géométrie du modèle	101
III.2.3.3	Description de l'écoulement et du transport des gouttes	102
III.2.3.4	Conditions aux limites du domaine	102
III.2.3.5	Propriétés physiques	102
III.2.3.6	Discretisation du jet d'air et du lâcher de particules	102
III.2.3.7	Distribution aléatoire des feuilles	103
III.2.3.8	Résultats de simulations	103
III.2.3.8.1	Convergence et Résidus	103
III.2.3.8.2	Champ de vitesse d'air	103
III.2.3.9	Conclusion sur la partie dynamique du modèle descriptif	104
III.3	Conclusions sur la phase de calcul	105
IV	Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt (phase de Post-Traitement)	
IV.1	Introduction	107
IV.2	A l'échelle locale (VER)	107
IV.2.1	Le modèle statistique	107
IV.2.1.1	Le modèle de Zhu	107
IV.2.1.1.1	Exposition de ses essais	107
IV.2.1.1.2	Loi d'efficacité d'impact	108
IV.2.1.1.3	Influence des différents paramètres	109
I.1.1.1.1	Généralisation des effets des différents paramètres	112
IV.2.1.2	Le modèle équivalent adapté à notre problème	113
IV.2.1.2.1	Définition du nuage de gouttes	113
IV.2.1.2.2	Méthode de calcul du dépôt	113
IV.2.2	Le modèle descriptif	117
IV.2.2.1	Construction du modèle descriptif	117
IV.2.2.2	Résultats-discussions	118
IV.2.2.3	Proposition de loi d'impact	120
IV.2.2.4	Conclusion sur l'approche descriptive	121
IV.3	Extrapolation à l'échelle globale	122
IV.3.1	Méthodologie pour comptabiliser les dépôts	122
IV.3.1.1	Récapitulatif	122
IV.3.1.2	La méthode finale	123
IV.3.1.2.1	Traitement d'un VE	123
IV.3.1.2.2	Traitement des VE voisins	125
IV.3.2	Résultats généraux	126
IV.3.2.1	Historique de la particule n°10	127
IV.3.2.2	Ecart-type pour l'ensemble des particules	128
IV.3.2.3	Vue générale et choix d'une zone de mesure	129
IV.3.3	Résultats de calcul de dépôt sur la zone de 1 m	130
IV.3.3.1.1	La répartition	130
IV.3.3.1.2	Loi de décroissance exponentielle	130

Table des matières

IV.3.3.1.3	Effet de la turbulence	132
IV.3.3.1.4	Corrélation entre fraction en volume de gouttes et dépôt	132
IV.4	Conclusion sur les dépôts	133
<u>V CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES</u>		136
V.1	Cadre de l'étude	136
V.2	Adaptation des écoulements non perturbés à notre problème	136
V.3	Représentation de la végétation	136
V.4	Représentation du produit	136
V.5	Efficacité d'impact dans un VER	137
V.6	Dépôt au travers de la végétation	137
V.7	Hypothèses simplificatrices et perspectives	138
V.8	Intérêt final de cette étude	139
<u>VI ANNEXES</u>		
<u>Annexe 1 : Résultats expérimentaux de pénétration dans le feuillage</u>		141
<u>Annexe 2 : Choix d'une zone de mesure</u>		142
<u>Annexe 3 : Tableau de résultats de simulations pour le modèle aux concentrations</u>		142
<u>Annexe 4 : Rappels sur la notion de « plan d'expérience »</u>		142
<u>Annexe 5 : Matrice d'expérience à 4 facteurs pour nos simulations</u>		146
<u>Annexe 6: Historique de la particule n°10 de 125 microns</u>		148
<u>VII LISTE DES FIGURES</u>		
<u>VIII BIBLIOGRAPHIE</u>		
<u>IX REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u>		

Chapitre I : Introduction

I Chapitre I : Introduction

I.1 Généralités :

I.1.1 Contexte de la pulvérisation et problématique générale

Tout au long de leur cycle végétatif, les plantes cultivées sont menacées par les maladies, les attaques d'insectes et la concurrence des adventices. Si elles ne sont pas enrayées dès que les parasites sont en mesure de nuire, ces menaces peuvent conduire à des résultats dommageables, voir catastrophiques quant au rendement et à la qualité de la récolte. C'est pourquoi, les traitements phytosanitaires constituent l'une des opérations culturales indispensables pour l'accompagnement régulier du cycle des plantes cultivées, au même titre que l'apport d'engrais, la taille, l'irrigation, etc.

La lutte consiste le plus souvent à appliquer uniformément un produit formulé, à une dose par hectare prescrite, de manière à empêcher la progression des mauvaises herbes ou l'attaque de parasites. Ce traitement n'est efficace que lorsqu'il est mis en œuvre peu avant que les adventices ou les parasites ne prolifèrent et n'exercent une pression trop importante. En effet, au-delà de ce stade, il est difficile de lutter efficacement.

Le but recherché dans un traitement est de réaliser des pulvérisations comportant des populations de gouttes de taille déterminée et de les déposer sur les végétaux (traitements fongicides, insecticides et herbicides de post levée) ou au sol (traitements herbicides de prélevée, ...), avec une certaine densité d'impacts, dans des conditions favorables (stade de croissance, conditions pédo-climatiques, ...) et en évitant les pertes diverses, notamment par ruissellement, entraînement ou dérive.

Lors de son vol, depuis la buse jusqu'à la cible, la goutte poursuit une trajectoire, dont les caractéristiques dépendent de la vitesse, de la gravitation, des forces d'interaction avec l'air, de la turbulence, etc... Elle est soumise à des effets de dérive causés par le vent et un changement de taille à cause des phénomènes de fragmentation et d'évaporation. Dans ce cas, les propriétés d'échange entre le liquide pulvérisé et son environnement immédiat sont modifiées. Ainsi, plus les gouttes sont fines, plus la surface de contact entre la feuille et la sphère liquide est importante. Les autres paramètres influents, comme la pression et la température, sont responsables de l'évaporation du liquide.

Pour modifier les caractéristiques de vol des gouttelettes, il faut maîtriser l'écoulement résultant des différents pulvérisateurs. L'étude s'est dirigée vers les pulvérisateurs viticoles, car il existe une volonté de la part du Cemagref d'orienter ses recherches sur ce type d'appareil. La description qui suit ne traite donc que de ce type d'applications.

I.1.2 Les différentes techniques d'application des produits phytosanitaires

I.1.2.1 Spécificité de la vigne

D'une manière générale, les vignes ont une surface foliaire importante et la densité varie très rapidement. Lors de traitements avec des produits agissants par contact et lorsqu'une efficacité d'impact importante est recherchée, il est nécessaire de faire appel à des techniques de pulvérisation qui favorisent la pénétration des gouttes au cœur du système végétal. Cette

Chapitre I : Introduction

nécessité conduit à l'utilisation de systèmes mettant en œuvre des jets d'air plus ou moins violents qui transportent les gouttes et agitent le feuillage pour favoriser la pénétration.

I.1.2.2 Pulvérisateurs à jet projeté

Ils sont utilisés quand la distance qui sépare la végétation des buses est inférieure à 60 cm environ et quand l'épaisseur de végétation est relativement faible. Ces pulvérisateurs disposent de rampes verticales, appelées "pendentifs", afin que l'axe des jets de buses soit horizontal (fig.1). Les rampes peuvent être orientées soit perpendiculairement à la surface végétale soit de manière oblique pour mieux pénétrer le feuillage. Ces équipements de pulvérisation sont adaptés à des pulvérisateurs traînés ou portés circulant entre les rangs ou à des enjambeurs.

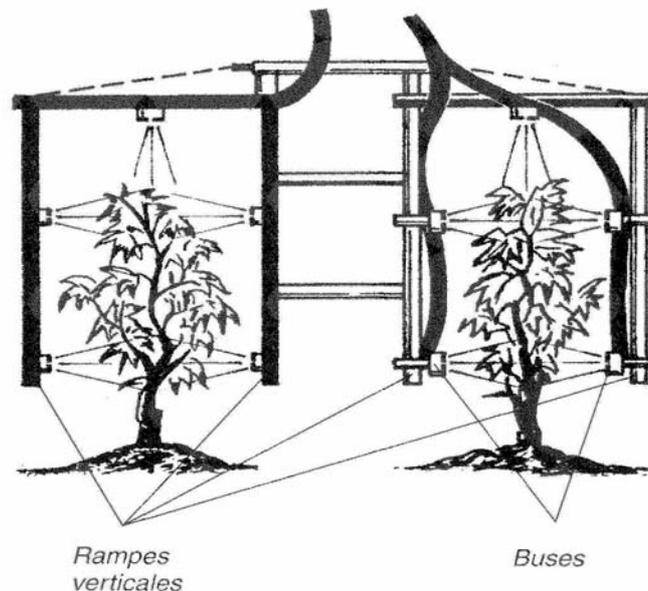


Figure I-1 :Pulvérisation à jet projeté avec des rampes verticales (source Cemagref)

Comme le montre la figure n° 2, les buses employées comportent un orifice calibré soumis en amont à une pression de liquide telle que ce liquide est forcé de franchir l'orifice à vitesse élevée. Ce rétrécissement provoque des perturbations du régime d'écoulement de la veine liquide qui sont à l'origine de la division du liquide en gouttelettes plus ou moins régulières.

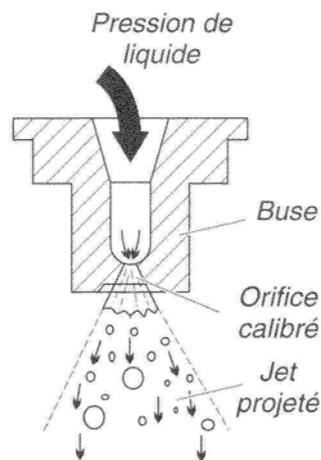


Figure I-2 : Principe de fonctionnement d'une buse à pression de liquide (source Cemagref)

I.1.2.3 Pulvérisateurs à jet porté

Ils permettent un mouillage important du feuillage et sont capables d'atteindre des cibles végétales assez éloignées. La rampe est placée en arc de cercle sur la périphérie de refoulement d'un puissant ventilateur axial appelé aussi, turbine. Les rampes portent, au total, de douze à seize raccords porte-buses pouvant être utilisés en totalité ou en partie selon l'objectif recherché et la hauteur de la zone végétale à atteindre.

Le ventilateur est logé à l'intérieur d'un carénage circulaire en forme de tuyère qui transforme la trajectoire axiale de l'air aspiré par l'arrière en un ou deux flux angulaires latéraux réglables (fig. 3).

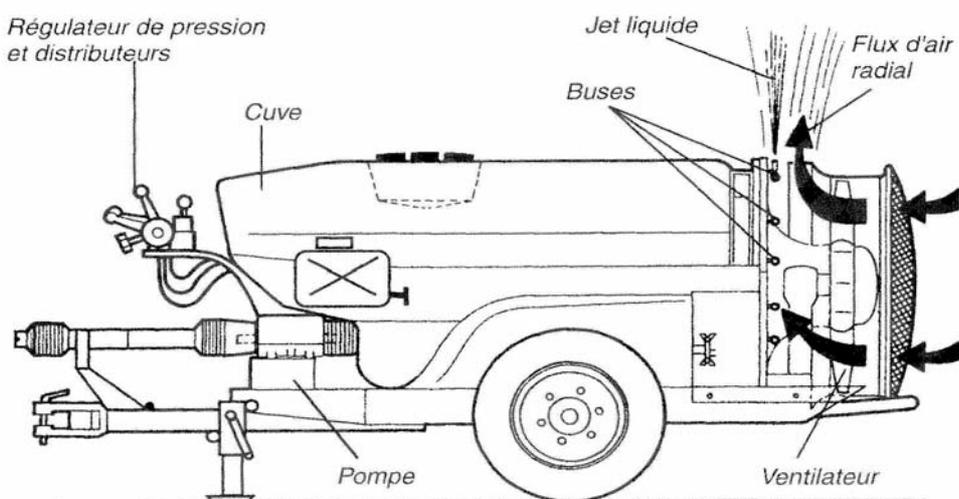


Figure I-3 : Principe d'un pulvérisateur à jet porté (source Cemagref)

Chapitre I : Introduction

Le principe de fonctionnement est simple : la bouillie est d'abord fragmentée en gouttelettes par la pression de liquide au niveau des buses. Ensuite, dès leur sortie des buses, les gouttes sont prises en charge et entraînées par le courant d'air du ventilateur qui les transporte vers le feuillage à traiter. Selon les matériels, le débit d'air varie de 3 à 20 m³/s et sa vitesse périphérique à la sortie du ventilateur peut varier de 30 à 60 m/s.

Les pulvérisateurs à jet porté ont des configurations différentes adaptées aux types de traitement et aux structures végétales des cultures. Souvent, le choix de l'agriculteur est un compromis permettant de traiter avec un seul appareil l'ensemble de ses productions.

I.1.2.4 Pulvérisateurs pneumatiques

Ils se composent d'un ventilateur hélicoïdal qui fournit le flux d'air nécessaire à la fragmentation et au transport des gouttes, et d'un ou plusieurs dispositifs de pulvérisation pneumatique appelés tuyères.

La pulvérisation pneumatique est une technique de fragmentation obtenue par friction du liquide avec une veine d'air à haute vitesse. L'élément principal, qui est le siège de cette pulvérisation, est la tuyère. Elle est constituée d'un profil d'écoulement muni d'un convergent et d'un divergent dont la plus petite section est appelée col de la tuyère.

Le col étant la plus petite section, la vitesse de l'air y est maximale. Le liquide y est introduit par un simple tube muni d'une pastille calibrée ou par des profils aérodynamiques. Au niveau du col, l'écoulement d'air à grande vitesse produit une traînée, et donc une zone de dépression juste en aval, qui aspire la bouillie au niveau de l'orifice d'injection. L'air étire le film liquide qui finit par se fragmenter. L'avantage principal des buses pneumatiques est la finesse de la pulvérisation obtenue. De plus, elles génèrent des populations de gouttes assez homogènes. La figure n°4 présente le cas d'un pulvérisateur pneumatique.

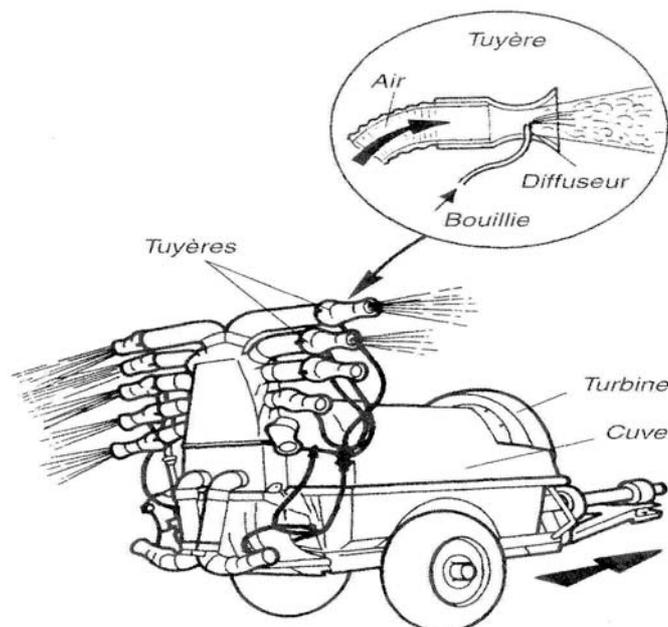


Figure I-4 : Principe d'un pulvérisateur pneumatique (source Cemagref)

1.2 La maîtrise des dépôts en pulvérisation agricole

1.2.1 Caractéristiques recherchées

La question se pose de savoir définir un bon dépôt, et pour cela, il est nécessaire de connaître l'écoulement associé. Un bon dépôt correspond à une répartition uniforme de produit au sein de la végétation. La quantité perdue au sol et au dessus de la végétation doit être minimisée. L'émission de gouttes de taille fine optimise les échanges avec le feuillage. Cependant, elle ne doivent pas être trop petites, pour ne pas être emportées par le vent. D'autre part, les trop grosses gouttes risquent de se distribuer uniquement à l'avant de la végétation, à cause de leur inertie trop importante. En fonction d'une granulométrie et d'un écoulement donnés, les dépôts pourront varier.

Contrôler les pertes pour protéger l'environnement et réduire la quantité initiale de produit à traiter pour minimiser les coûts sont les autres objectifs recherchés.

1.2.2 Description des jets produits par les pulvérisateurs

1.2.2.1 Caractéristiques des jets de gouttes ou d'un spray

Un spray est un nuage de gouttelettes que nous supposons sphériques, dont les diamètres peuvent être distribués de différentes manières qui dépendent de l'origine et de l'histoire des gouttelettes : type de l'injecteur qui les a générées, rupture secondaire, évaporation, dispersion et transport par un écoulement d'air environnant. Il est courant de traiter un spray de manière statistique et la grandeur qui permet de définir complètement un nuage de gouttes, de cette façon, est la fonction distribution de taille. Elle peut être définie en volume ou en nombre .

En nombre, par exemple :

$$dN / N_{\text{total}} = f_N(D) dD \quad \text{eq. I-1}$$

où dN représente le nombre de gouttes continues dans une tranche d'épaisseur dD autour de D .

Dans l'analyse des sprays, plusieurs distributions sont couramment utilisées, dont la plus répandue, la loi normale :

$$f_N(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2}(D - \bar{D})^2\right) \quad \text{eq. I-2}$$

où \bar{D} est le diamètre moyen et D , un diamètre donné.

Chapitre I : Introduction

Les tailles minimales et maximales des gouttes varient de quelques μm à 600 μm . Les méthodes de classification des populations de gouttes s'expriment différemment selon leur origine, française ou anglo-saxonne.

I.2.2.2 Caractéristiques des jets d'air

Suivant les types d'appareil, les jets d'air diffèrent par leur débit massique, la turbulence, l'angle et la vitesse d'émission. Ces propriétés physiques vont affecter la quantité de produit déposée dans la végétation. La turbulence aura pour effet d'agiter les feuilles et de favoriser une homogénéité du dépôt. Une application de produit à trop forte vitesse risquerait en revanche de déposer tout le produit à l'avant de la végétation. Suivant la forme de la végétation, et pour éviter les effets de dérive, l'angle d'application du produit doit être bien choisi.

Pour maîtriser ces différents aspects, différents dispositifs de mesures existent, dont un laser DANTEC, en possession du Cemagref et présenté dans le paragraphe suivant.

I.2.2.3 Moyens de mesures

Pour connaître les caractéristiques des jets de gouttes et des jets d'air, on effectue, en laboratoire, des mesures de granulométrie et de vélocimétrie. Les mesures de dépôt se font au champ.

I.2.2.3.1 Granulométrie

- Il existe toute une gamme de granulomètres qui mesurent des tailles de particules à partir du nanomètre et jusqu'à plusieurs millimètres. Plusieurs techniques de mesures sont utilisées :
 - la diffraction laser pour les suspensions de liquides, poudres sèches et aérosols.
 - la spectrométrie par corrélation de photons, pour les suspensions colloïdales.
 - la diffusion statique de la lumière, pour la détermination de la masse moléculaire
 - la spectroscopie acoustique
 - le système de vision automatisée (analyse d'images en voie sèche et dans les liquides)
 - la mesure du potentiel zêta (détermination du point iso-électrique en phase aqueuse ou non aqueuse).

Le laser PDA (Particule Dynamics Analyser) est l'appareil de mesure utilisé par le Cemagref (fig 5).



Figure I-5 : Le granulomètre-vélocimètre laser DANTEC

Il permet de déterminer la taille et le nombre de particules en un point de l'espace. Deux faisceaux incidents sont réfléchis et réfractés vers deux détecteurs. Le diamètre de la particule est relié au déphasage des deux signaux. Comme les particules ne sont pas toutes sphériques, deux diamètres sont mesurés, à l'aide d'un troisième détecteur. Si le rapport entre les deux diamètres est trop important, selon le choix de l'utilisateur, la goutte n'est pas retenue. Les essais effectués au Cemagref, tolèrent un rapport de l'ordre de 10 %.

1.2.2.3.2 Vélocimétrie

- **Le tube de Pitot**, appareil de mesure basé sur le principe de Bernoulli, doit être dirigé dans le sens du flux, pour une bonne estimation de la pression d'arrêt. Il n'est pas bien adapté pour la détermination des différentes composantes de vitesses en un point.
- **L'anémomètre à fil chaud** pose aussi le même problème de la direction de la vitesse d'air, puisqu'il se base sur une mesure de température. Il fait une analyse énergétique de la vitesse, sans en donner les différentes composantes.
- **La vélocimétrie par images de particules** (PIV : Particle Image Velocimetry) est une technique de mesure en mécanique des fluides qui trouve ses origines dans les visualisations de particules dans des fluides au début du siècle. La PIV est une méthode optique non invasive qui permet de mesurer les vecteurs vitesses d'un fluide en plusieurs points simultanément, de façon indirecte. En effet, elle mesure le déplacement de particules dans le fluide et non la vitesse du fluide lui-même. Ces mesures sont généralement faites dans des nappes de l'écoulement. La précision et la résolution spatiales sont comparables à celle de la vélocimétrie laser Doppler ou fil chaud. Cette technique a été validée récemment pour les écoulements instationnaires et est commercialisée depuis. Le principe de la PIV est le suivant : on illumine l'écoulement, grâce à un laser pulsé, par une nappe plane de faible épaisseur (de l'ordre du mm en général). Les particules qui ensemencent l'écoulement traversent cette nappe en diffusant la lumière du laser. On prend, avec un angle de 90° par

Chapitre I : Introduction

rapport à la direction du faisceau, deux images successives de la nappe laser au moment des impulsions et on calcule le déplacement des particules. Comme on connaît les temps entre deux impulsions on peut remonter à la vitesse des particules dans le plan. La performance de la technique vient de la manière de reconnaître les particules sur la première image et de les retrouver sur la deuxième image pour calculer leur déplacement.

- **Le laser bi-couleur**, quant à lui, mesure deux composantes de la vitesse. Cette mesure se base sur le principe de l'effet Doppler qui montre que tout signal de nature ondulatoire frappant une surface en mouvement voit sa longueur d'onde modifiée. Il offre l'avantage, tout comme le PIV, de ne nécessiter la présence d'aucun appareillage à l'intérieur de l'écoulement et donc de ne pas le perturber.

La vélocimétrie laser consiste à détecter les fluctuations d'intensité d'une onde lumineuse diffusée par des particules en mouvement. Le volume de mesure est déterminé par le croisement de deux faisceaux issus du même laser que l'on appelle point de convergence (fig. 6). Les deux faisceaux interfèrent dans le volume de mesure où il se forme un réseau de franges sombres alternées de brillantes, perpendiculaires au plan des deux faisceaux. S'il s'agit de particules d'air, il est nécessaire d'incorporer dans le fluide des particules diffusantes comme de la fumée. Lorsque ces dernières traversent le système de franges d'interférence en suivant l'écoulement, elles sont alternativement éclairées et sombres. Un photomultiplicateur permet de détecter les fluctuations correspondantes de l'intensité diffusée, leur fréquence étant directement reliée à la vitesse du fluide comme il est décrit plus bas.

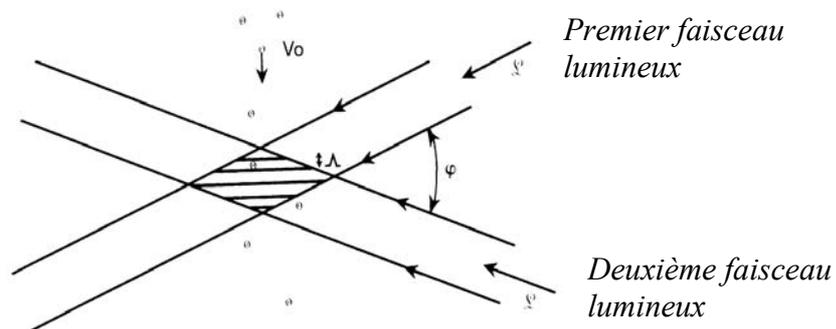


Figure I-6 : Faisceaux laser formant une zone d'interférence traversée par des particules en mouvement (Guyot, 1991)

Ainsi, si une particule se déplace avec une composante de vitesse V_0 suivant la normale au plan des franges, la fréquence des fluctuations d'éclairement (la particule étant alternativement éclairée et obscurcie à une fréquence d'autant plus grande que sa vitesse de passage est grande) vaut :

$$f = \frac{2V_0}{\lambda_0} n_f \sin \frac{\phi}{2} \quad \text{eq. I-3}$$

n_f correspondant à l'indice de réfraction, λ_0 , à la longueur d'onde des deux faisceaux et ϕ à leur déphasage. La mesure de fréquence se fait à l'aide d'un oscillateur asservi en phase sur le signal du photomultiplicateur.

Chapitre I : Introduction

L'emploi du granulomètre-vélocimètre laser se révèle être avantageux car il s'agit d'une méthode non intrusive, dont la réponse est linéaire. De plus, les mesures bi-composantes sont permises grâce à deux couples de faisceaux perpendiculaires de longueur d'onde distinctes λ_1 et λ_2 , formant deux volumes de mesures superposés.

Pour conclure, le laser bi-couleur, malgré l'impossibilité de déterminer la forme des particules, permet de les dénombrer, de donner leur taille, et deux composantes de leur vitesse. L'outil utilisé par le Cemagref est donc performant pour l'étude des phénomènes de pulvérisation agricole.

1.2.2.3.3 Mesure des dépôts

Les mesures se font de deux façons :

A l'aide de cure-pipes

Certaines mesures de dépôt sont effectuées en l'absence de végétation, à l'aide de cure-pipes placés sur une grille verticale. Le traceur utilisé est la Rhodamine-B à 2g/l, par exemple. Le spectro-fluorimètre détermine par la suite la quantité de produit déposé sur les cure-pipes.

Une autre approche consiste à placer ces cures pipes devant et derrière la végétation, pour avoir une évaluation de la quantité de produit qui arrive sur la végétation et sur la portion de produit qui traverse toute la végétation. Ces cure-pipes témoins, peuvent être aussi fixés à l'intérieur même du feuillage. Cependant, cette méthode n'est pas très représentative du dépôt, du fait de la forme des cure-pipes, sans aucun rapport avec la géométrie des feuilles.

Par prélèvement direct des feuilles

La méthode la plus fiable consiste à prélever les feuilles lors d'essais aux champs. Plusieurs pieds de vigne sont sélectionnés et numérotés. Chaque portion de vigne est découpée en cube de 30 cm de côté. Ensuite, l'expérimentateur prélève les feuilles après application du produit. Celles appartenant à un volume de mesure donné sont regroupées puis scannées pour en déterminer la surface totale. La quantité de produit déposé sur chaque feuille est mesurée par fluorimétrie. Des mesures de dépôt effectués par le Cemagref serviront à comparer les résultats numériques et expérimentaux, dans le second chapitre.

1.2.3 Les phénomènes physiques mis en jeu pour la maîtrise du dépôt

Pendant son vol, depuis la buse jusqu'à la feuille, la goutte est soumise à l'écoulement d'air dans le cas d'un jet porté. La force principale est la traînée :

$$\vec{F}_D = \rho_f C_D \frac{\pi d^2}{8} \|\vec{u} - \vec{v}\| (\vec{u} - \vec{v}) \quad \text{eq. I-4}$$

\vec{u} et \vec{v} sont respectivement les vitesses d'air et de la particule de diamètre d .

Chapitre I : Introduction

Le coefficient de traînée C_D d'une gouttelette a plusieurs expressions suivant le régime d'écoulement (cf chap II).

Nous rappelons que le nombre de Reynolds s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\rho_f \|\vec{u} - \vec{v}\| d}{\mu} \quad \text{eq. I-5}$$

où ρ , μ , \mathbf{u} , d et \mathbf{v} sont respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique, la vitesse de l'air, le diamètre et la vitesse des particules. Il s'agit du rapport des forces d'inertie et de viscosité.

Les gouttes atteignent leur vitesse terminale proportionnelle à leur diamètre lorsque :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = 0$$

De plus, cet écoulement est turbulent, de sorte que la goutte subit des fluctuations de vitesse et donc des écarts à une trajectoire moyenne. Elle peut quitter cette trajectoire en étant fortement déviée par le vent. Elle est alors perdue dans l'atmosphère. Une partie du nuage de gouttes est dissipé dans le milieu environnant, ce que l'utilisateur essaie d'éviter. Quant au nuage pénétrant, il doit être uniformément réparties dans le feuillage, pour homogénéiser le dépôt. Le feuillage exerce une force de traînée sur l'écoulement d'air. Il absorbe aussi une quantité de produit qui dépend de la vitesse, du diamètre des gouttes, de la densité de surface foliaire et d'autres paramètres physiques.

Optimiser le dépôt consiste à trouver une harmonie entre l'écoulement d'air, la distribution de taille des gouttes et la disposition des feuilles. Il est donc important de connaître la définition d'un jet d'air , et ses interactions possibles avec un obstacle. D'autre part, la dynamique des particules en présence de feuilles doit être étudiée pour prédire les dépôts. C'est ce qui a fait l'objet de diverses recherches, comme présentées dans l'état de l'art, ci-après.

1.3 Etat de l'art

1.3.1 Les limitations du problème

L'étude de l'écoulement d'air et du transport des gouttes n'est pas représentatif de tous les phénomènes physiques qui entrent en jeu lors d'un processus de pulvérisation agricole. Cependant, nous ne tenons pas compte des transferts de matière, considérant l'évaporation négligeable. Quant aux phénomènes de coalescence, nous supposons les particules indépendantes, c'est à dire, parfaitement isolées les unes des autres. Les interactions fluide/particules et particules/particules sont écartées. Seul le fluide agit sur la particule. Les gouttes ne sont soumises à aucune rupture, suffisamment loin du point d'éjection, de sorte qu'à une distance donnée, de l'ordre de 30 cm, les gouttes seront supposées sphériques. Voici

Chapitre I : Introduction

donc l'état de l'art qui ne tient compte que de l'écoulement d'air, des gouttes sphériques et de la végétation.

I.3.2 Sur l'écoulement d'air

K.-L. Weiner et C. S. Parkin (1993) utilisent un logiciel de CFD (basé sur un calcul en volumes finis) afin de simuler un jet d'air produit par le ventilateur d'un pulvérisateur à jet porté. Tout d'abord, la simulation est réalisée en deux dimensions. Il observe alors que le profil de vitesse n'est pas symétrique. Ensuite, le calcul est étendu en trois dimensions et les paramètres de turbulence mesurés sont introduits. Un résultat de simulation montre une symétrie parfaite (fig.7) :

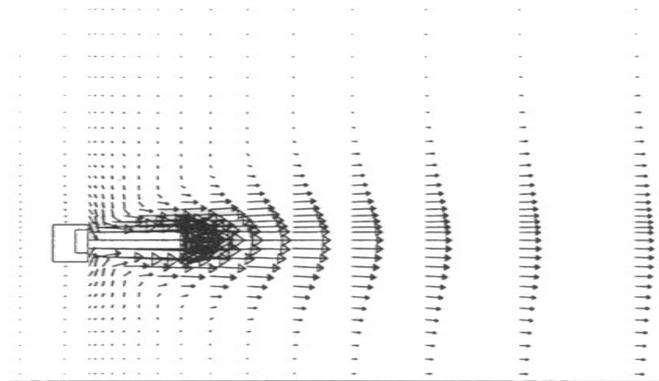


Figure I-7 : Vecteurs vitesse obtenus par simulation en trois dimensions

Ces résultats ont été comparés avec les données expérimentales obtenues à l'aide d'un anémomètre (fig. 8).

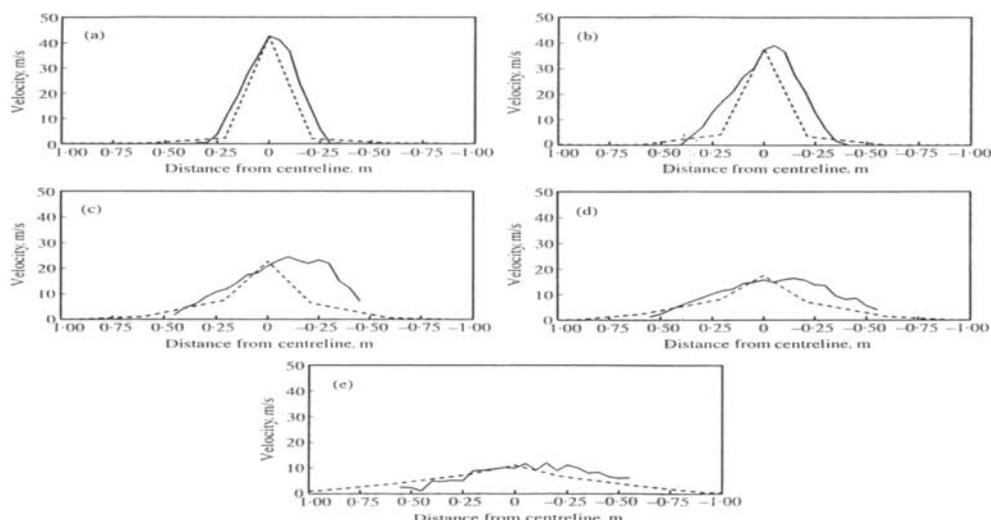


Figure I-8 : Comparaison entre le profil mesuré (—) et calculé (.....) de la vitesse horizontale dans un plan horizontal contenant la ligne centrale pour des distances par rapport au ventilateur de 0,10 m (a), 0,50 m (b), 1,50 m (c), (d) 2,50 m et 4,00 m (e)

Il ressort de ces résultats qu'à 4 m de la buse, le profil de vitesses devient uniforme. Il observe également une décroissance exponentielle de vitesse sur une distance de 8 m.

B.Bjerg (1999) a modélisé un flux d'air à l'intérieur d'une grande pièce. Même si le flux généré est à deux dimensions, il constate, à partir des mesures de vitesse d'air, que le flux devient tri-dimensionnel et que les dimensions de la pièce influencent le développement de ce flux.

→ Ainsi, lorsque l'on fait référence à un flux d'air, il faut distinguer les cas de jets libres de ceux conditionnés par des obstacles. Dans le domaine agricole, on s'intéresse essentiellement à l'interaction entre flux d'air et végétation.

I.3.3 Sur l'interaction entre flux d'air et végétation

La modélisation des échanges de masse et d'énergie au niveau de couverts hétérogènes ou épars est un problème complexe.

L'étude du comportement d'un flux d'air face à une végétation a déjà été abordée par A.S Thom en 1967 au niveau d'une seule feuille. Ses expériences ont permis d'analyser l'échange de quantité de mouvement, de matière et de chaleur entre la feuille et l'air. Le coefficient de traînée est mesuré dans un tunnel pour différents angles de la feuille. Une valeur de l'ordre de 0,5 est obtenue pour un angle de 90° par rapport à la direction du flux d'air. La plus faible valeur de 0,05 correspond à la feuille parallèle au flux. En résumé, ce coefficient de traînée est compris entre 0 et 0,5 , comme présenté sur la figure n°9 :

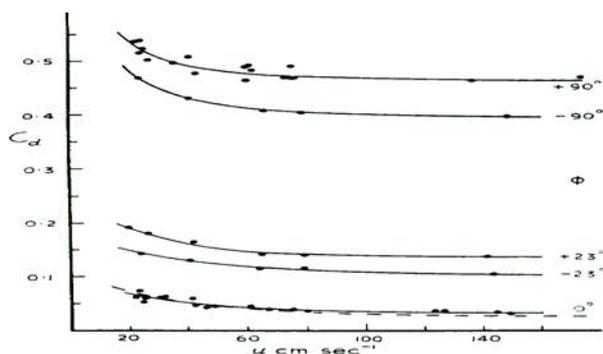


Figure I-9 : Coefficient de traînée de la feuille en fonction de la vitesse du vent et de l'angle d'inclinaison.

Par la suite, en 1971, connaissant la valeur de ce coefficient pour un élément individuel, Thom étudie le profil d'air face à toute une végétation artificielle et détermine le coefficient de traînée par rapport à la hauteur de la végétation. Il emploie aussi le terme de « shelter effect » (effet abri) pour caractériser la diminution du coefficient de traînée d'une feuille non isolée.

Ces genres d'études ont été approfondies par M.R. Raupach et A.S. Thom lui-même en 1981, en introduisant un terme de coefficient de traînée effective, C_n , tel que :

$$C_n (U) = C_o (U) / p_n \quad \text{eq. I-6}$$

où C_o est le coefficient de traînée sans effet d'abri (sans masquage des feuilles), p_n , le facteur d'abri et U la vitesse de l'air.

→ Cette notion de coefficient de traînée effective sera utile dans ce mémoire pour la prédiction du champ de vitesse et des dépôts au sein de la végétation.

Ils ont aussi caractérisé les phénomènes de turbulence à l'intérieur et au-dessus d'une végétation. En 1996, ils affirment que les tourbillons ne sont pas aléatoires comme dans l'étude générale de la turbulence, mais qu'il y a des phénomènes « cohérents » à l'échelle de la végétation. Yves Brunet, qui a travaillé avec Raupach (1996) sur le même sujet poursuit actuellement ses recherches à l'INRA Bioclimatologie près de Bordeaux sur les transferts turbulents.

→ Il résulte de cette analyse qu'un modèle de turbulence doit être adapté à la résolution de notre problème. C'est l'objet du troisième chapitre.

Roger H. Shaw (1982) a construit des modèles numériques du second ordre pour évaluer la réponse de paramètres physiques liés à la végétation face à un flux d'air au profil logarithmique. De même, à l'Université d'Alberta, au Canada, John D. Wilson (1998) a évalué numériquement les variations spatiales du vent à l'échelle d'une forêt.

P.J. Walklate (1996) s'est intéressé plus à la pénétration du flux d'air à travers la végétation et pas seulement à l'étude de son profil suivant la verticale. Il a fabriqué une végétation artificielle avec plusieurs plaques métalliques pour suivre l'évolution de certains paramètres physiques et a supposé que l'équation de la quantité de mouvement pour un jet d'air 2D pénétrant une végétation prenait la forme :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -a_{2U} |U|U + \sigma_v l_{uv} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad \text{eq. I-7}$$

où U et V sont des vitesses moyennes sur un volume à petite échelle dans la direction x (direction de l'écoulement) et dans la direction y (direction d'avancement du pulvérisateur).

Le premier terme du second membre est le modèle utilisé pour représenter les pertes de quantité de mouvement dues à la traversée de la végétation. Il est communément supposé que a_{2U} soit proportionnel à la densité de surface foliaire a i.e. la surface de feuilles par unité de volume:

$$a_{2U} = C_n \cdot a \quad \text{eq. I-8}$$

C_n est le facteur de traînée tenant compte des effets de ralentissement du flux d'air du au feuillage.

Le second terme de droite de l'équation (10) représente la diffusion par agitation turbulente qui est prédominante sur la diffusion moléculaire.

→ Par la suite, nous nous appuyons sur ce modèle de Walklate. Nous supposons que la végétation représente une force de résistance au flux d'air, proportionnelle au carré de la vitesse.

En somme, l'effet de la végétation sur le flux d'air est de le ralentir. La végétation représente donc un puits de quantité de mouvement. Mais, en matière de pulvérisation, l'air transporte une autre espèce, le produit phytosanitaire. La végétation joue donc un second rôle, celui de puits de quantité de matière. Des mesures de dépôt de produit sur la végétation ont donc été effectuées et sont encore réalisées actuellement par des équipes de chercheurs. Pour pouvoir estimer ces dépôts, il est d'abord nécessaire d'avoir une idée des caractéristiques des jets de gouttes.

1.3.4 Sur les caractéristiques des jets de gouttes

M.M. Sidahmed (1996) a fait l'étude de la taille d'un film de gouttes en fonction de la vitesse d'éjection de l'air et des gouttes. Il a proposé la loi suivante pour le diamètre :

$$D = D_o \frac{1}{|1 - U_r|^{2/3}} \quad \text{eq. I-9}$$

avec U_r , le rapport des vitesses d'air et de la phase dispersée. D_o correspond au diamètre pour lequel la vitesse d'air est nulle.

→ En fait, nous nous intéressons peu au phénomène de création des gouttes, puisque nous prenons des mesures à l'aide d'un laser, pour avoir une distribution de taille de gouttes. Mais il faut savoir que de telles études existent, même si elles n'entrent pas dans le cadre de ce mémoire. Ce qui nous intéresse au fond, ce sont les dépôts obtenus pour une distribution

Chapitre I : Introduction

donnée, à une distance donnée de la buse. A cette distance, les gouttes sont supposées indépendantes.

Lund I. & Matzen R. (1996) ont fait l'étude de la distribution de taille des gouttes en fonction de la distance à la buse, sur une ligne centrale du jet conique (fig. 10). Il ressort de leurs résultats que, plus l'on s'éloigne de la buse d'émission, moins les petites gouttes sont représentées (la distribution volumétrique s'est décalée vers la droite). Cela semble cohérent avec l'idée que les grosses particules, du fait de leur grande inertie, ont une trajectoire quasi-rectiligne de haut en bas. Elles dévient peu de la ligne centrale, contrairement aux fines gouttes déviées. De plus, la coalescence entre les petites gouttes peut être responsable de la dominance des grosses gouttes au centre. Enfin, la diminution de la vitesse de toutes les gouttes révèle l'action de la traînée.

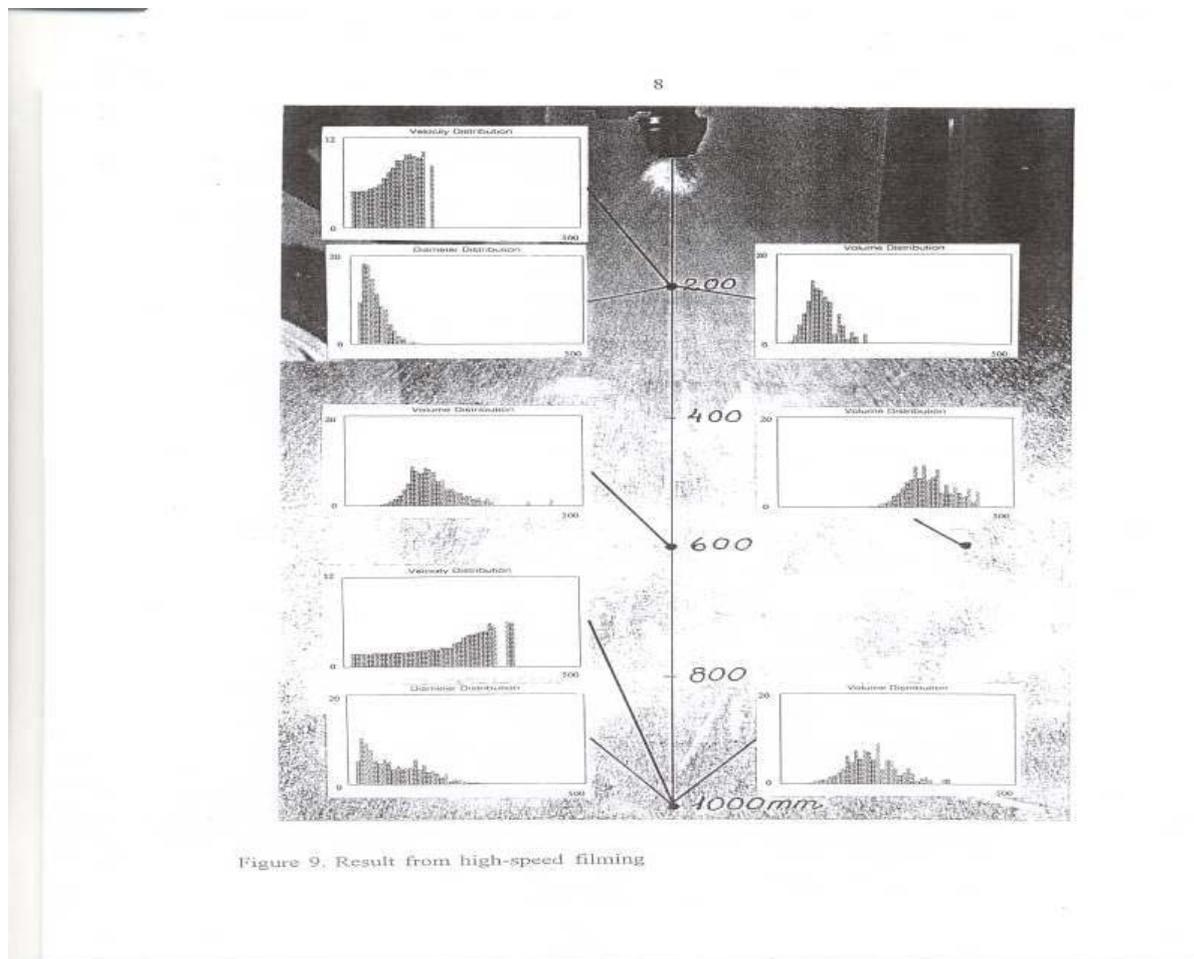


Figure I-10 : Distribution granulométrique et volumétrique des gouttes en fonction de la distance à la buse. L'axe verticale représente la distance à la buse en mm. A gauche, les distributions de vitesse, à droite, les distributions en volume.

Pour conclure, connaissant la granulométrie à une distance donnée, on peut calculer la trajectoire des gouttelettes par un calcul en lagrangien. Ensuite, au fur et à mesure de la traversée de la vigne, une portion de gouttelettes est interceptée. C'est la partie analyse du dépôt.

I.3.5 Sur l'influence des sprays sur le dépôt

Le dépôt dépend de beaucoup de facteurs : la densité du feuillage, les caractéristiques du jet produit par le pulvérisateur, l'angle de traitement, les conditions atmosphériques, l'échantillonnage des gouttelettes, la vitesse du tracteur, les propriétés du produit, etc... .

Après trois années d'études, Randall (1971) conclut que le dépôt est directement lié à la vitesse du flux d'air, que la diminution de la vitesse au sol du tracteur favorise le traitement, et que l'apport important d'air augmente la vitesse d'air à l'intérieur du feuillage.

Pour analyser les dépôts, une première approche consiste à prélever le produit sur le feuillage des arbres fruitiers ou des vignes, en faisant varier les conditions de traitement et de faire des comparaisons. Par exemple, D.K. Gilles (1989) a fait ce genre de test en modifiant la zone d'envoi des gouttelettes depuis le pulvérisateur. Il a aussi utilisé des papiers hydrosensibles pour quantifier les dépôts.

→ Lors des essais au champ effectués par le Cemagref, les feuilles ont directement été cueillies plutôt que d'utiliser les papiers hydrosensibles.

G.Pergher (1995) a évalué la quantité de produit déposé sur l'ensemble du feuillage par rapport à la quantité totale émise depuis le pulvérisateur. Pas plus de la moitié n'était retenue par la végétation, ce qui voulait dire que le reste tombait au sol ou partait en dérive dans l'atmosphère. Il constate aussi une baisse de dépôt par unité de surface foliaire avec l'augmentation de la densité de feuillage. Enfin, les pertes au sol ont tendance à diminuer avec des végétations plus denses. Il a aussi fait des comparaisons suivant les saisons de l'année.

→ On peut tirer de cette étude l'importance de la notion de densité de surface foliaire qui sera reprise dans ce mémoire.

Un vaste programme sur l'application des produits phytosanitaires a été entrepris par le Cemagref, le centre de machinisme agricole de Catalogne, l'Université de Bologne, l'université polytechnique de Valence et Hardi International entre 1994 et 1997, dans le cadre d'un projet européen. De nombreux résultats sur les dépôts ont été obtenus au champ à l'aide de cure-pipes mais à partir du prélèvement des feuilles aussi. Une corrélation a été faite entre ces deux types d'approches.

→ La méthode des cures-pipes reste plus ou moins contestée, car il n'y a pas de relation linéaire entre les deux méthodes. En revanche, on peut retenir une décroissance exponentielle de la vitesse et du dépôt au sein de la végétation dans le sens de la pénétration du flux.

Une deuxième approche a consisté pour Walklate, en 1996, à prédire les dépôts par simulations numériques. Il considère les gouttelettes contenant le produit, comme un simple produit en solution de concentration C , répartie de façon tout à fait homogène. Toutes les quantités telles que la turbulence, la quantité de produit, la vitesse du flux vérifient les équations d'advection-diffusion et l'équation de Navier-Stokes pour la quantité de mouvement. Un terme source S d'absorption caractérise la perte en quantité de matière.

→ Cette approche sera reprise dans le second chapitre de ce mémoire.

L'approche « modèle aux concentrations » relève cependant d'une hypothèse selon laquelle les gouttes ont la même vitesse que l'air émis par le pulvérisateur, ce qui n'est pas évident

Chapitre I : Introduction

pour des diamètres dépassant les 200 μm . En plus de cela, il n'est pas possible de voir la dépendance du dépôt par rapport à la granulométrie de départ.

C'est pourquoi une approche lagrangienne est intéressante pour comprendre le rôle de la taille des gouttes sur la quantité de produit déposé. C'est le genre d'étude effectuée par Gaines E.Milles (1975). A l'aide de simulations numériques, il caractérise le dépôt de gouttelettes sur un obstacle plan normal ou parallèle au flux. Il regarde l'efficacité de dépôt en fonction de la taille des gouttes. Plus les gouttes sont grosses, plus elles se déposent sur l'obstacle. Les plus petites gouttelettes ont plus de facilité à se dégager en « suivant » l'air. Leur faible inertie les aide donc à contourner les obstacles. Milles utilise deux nombres adimensionnels, celui de Reynolds et de Froude pour déterminer une efficacité d'impact. Ces quantités sont définies comme suit :

$$R_e = \rho_a D_{TM} U_o / \mu_a \quad \text{eq. I-10}$$

où μ_a et ρ_a sont la viscosité dynamique et la masse volumique de l'air, U la vitesse du flux d'air, et D_{TM} , la taille de l'obstacle

$$F_r = U^2 / D_{TM} g \quad \text{eq. I-11}$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Pour définir son efficacité d'impact, l'auteur considère deux trajectoires limites autour de l'obstacle. La distance entre les deux est appelée L_M et la taille de l'obstacle $D_{TM} = H$. L'efficacité est définie comme le rapport entre ces deux quantités, comme suit :

$$E = [L_M / H] \times 100 \quad \text{eq. I-12}$$

H.Zhu (1996) a fait le même genre d'approche. Il définit une « efficacité d'impact » relative au diamètre des gouttes vérifiée par simulation numérique et expérimentation (« Collection Efficiency of Spray Droplets on vertical targets »). H.Zhu a étudié le comportement de différentes classes de gouttelettes lâchées dans un flux d'air horizontal venant percuter un obstacle vertical. Il détermine l'efficacité d'impact comme suit :

$$E = 100 \exp [0.5 (0.00065 \ln T_k - 0.0045) (N - 9 \ln T_k - 30)^2] \quad \text{eq. I-13}$$

où T_k est l'intensité turbulente et

$$N = \left(\ln \frac{R_d^3}{F_r} \right)^{5/3} \quad \text{eq. I-14}$$

$$R_d = \rho_a U d / \mu_a \quad \text{eq. I-15}$$

Chapitre I : Introduction

où R_d est le nombre de Reynolds fonction du diamètre d de la particule, de la densité ρ_a , de la viscosité dynamique μ_a et de la vitesse U de l'air.

$$F = U^2/gW \quad \text{eq. I-16}$$

où F est le nombre de Froude qui inclut la gravité g , la largeur de l'obstacle W , et la vitesse de l'air U .

$$\text{Si } N > 30 + 9 \ln T_k, \text{ alors } E = 100 \quad \text{eq. I-17}$$

L'allure de la courbe d'efficacité obtenue par H.Zhu est donnée sur la figure n°11, ci-dessous :

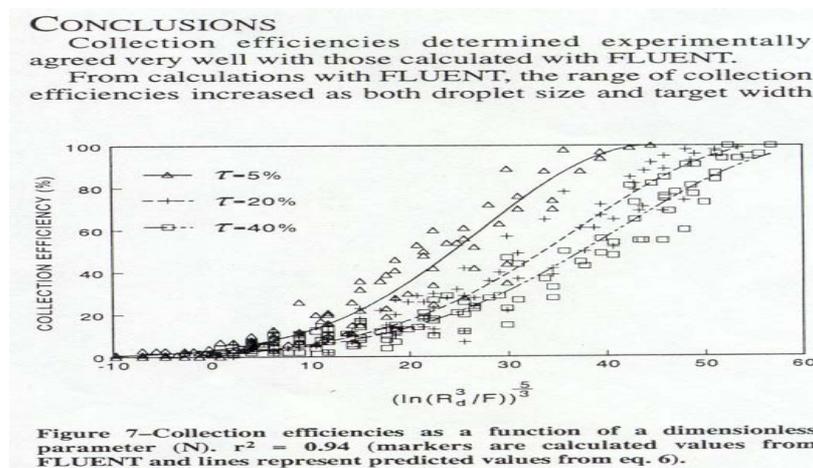


Figure I-11 : Efficacité d'impact en fonction de N

On constate que plus le flux est turbulent, moins l'efficacité d'impact est importante. Quand la vitesse de l'air augmente, N augmente, et l'impact aussi. Plus le flux est rapide, moins la goutte a de chance d'éviter l'obstacle, à cause de son inertie. D'autre part, l'efficacité augmente avec la taille des gouttelettes. Ceci veut dire que les grosses gouttes ont moins de facilité à se dégager. Les forces d'inertie sont prédominantes devant les forces aérodynamiques. Enfin, plus les dimensions de l'obstacle sont importantes, plus l'efficacité s'approchera de 100 %.

→ Nous nous inspirerons donc du modèle de Zhu pour connaître les paramètres influençant le dépôt.

D'autres auteurs tels que Raupach (2001), ont étudié la capture de particules face à des obstacles. Il définit alors une théorie sur la prédiction des dépôts, avec la notion d'efficacité E d'impact, dépendante du nombre de Stokes :

Chapitre I : Introduction

$$S_t = \left[(\rho_p d_p^2) / (18 \rho_a \nu_a) \right] [d_e / 2U]^{-1} \quad \text{eq. I-18}$$

- ρ_p est la masse volumique de la particule
- d_p est le diamètre de la particule
- d_e est l'échelle de longueur de l'obstacle
- ρ_a est la masse volumique de l'air et ν_a sa viscosité cinématique.
- U est la vitesse de l'air

L'expression de E est la suivante :

$$E = \left(\frac{S_t}{S_t + p_r} \right)^{q_r} \quad \text{eq. I-19}$$

p_r et q_r sont des coefficients sans dimension avec des valeurs proposées égales à, respectivement, 0.8 et 2.

Il définit ensuite une loi d'évolution de la concentration C_g de gouttes à travers une végétation, telle que :

$$\frac{dC_g}{dt} = -\alpha EU C_g \quad \text{eq. I-20}$$

α est une densité de surface d'obstacle par unité de volume, soit l'équivalent d'une densité de surface foliaire.

Ensuite, il propose un coefficient de transmittance σ_r entre les concentrations en amont et en aval de la végétation, tel que :

$$\sigma_r = C_{g1} / C_{g0} = \exp(-\alpha ES_b) \quad \text{eq. I-21}$$

où S_b est la distance parcourue par l'air lors de son passage dans la végétation. Elle est légèrement plus grande que la largeur de la végétation X_b .

D'autre part, l'auteur définit une porosité optique τ_r , telle que :

$$\tau_r = \exp(-\alpha X_b) \quad \text{eq. I-22}$$

en faisant l'approximation,

$$\sigma_r = \tau_r \quad \text{eq. I-23}$$

pour des particules de plus de 1 micron.

Il définit alors la quantité totale de produit déposée dans la végétation :

$$D_b = \int_0^H U(0, z)(C_{g_0} - C_{g_1}) dz \quad \text{eq. I-24}$$

→ Même si cette approche est intéressante avec la notion de porosité optique, elle a l'inconvénient de ne pas donner la loi d'évolution du dépôt en fonction de la profondeur, et surtout la répartition de produit au sein de la végétation. Plutôt que d'introduire un terme de porosité optique qui prend en compte toute l'épaisseur de la végétation, ce mémoire proposera la notion de coefficient de masquage pour des portions de végétation.

D'autres auteurs tels que D.A. Webb (1999) ont pris en compte non seulement l'impact lui-même, mais aussi le phénomène de rebond, avec l'introduction des nombres de Reynolds et de Weber, et de l'énergie cinétique des gouttes pour répertorier les différents types d'impacts. Il en est de même pour Reichard (1986) qui a directement photographié les rebonds des gouttes (fig. 12).

→ Mais, ce phénomène ne devrait pas être indispensable à traiter pour l'analyse du dépôt, dans la mesure où ce qui nous intéresse est juste de savoir si la goutte est passée ou non au delà de l'obstacle. Elle peut rebondir pour retomber sur l'obstacle considéré. Dans un premier temps, il ne sera pas utile de rentrer dans le détail de l'impact, mais de savoir simplement s'il y a un premier impact ou non.

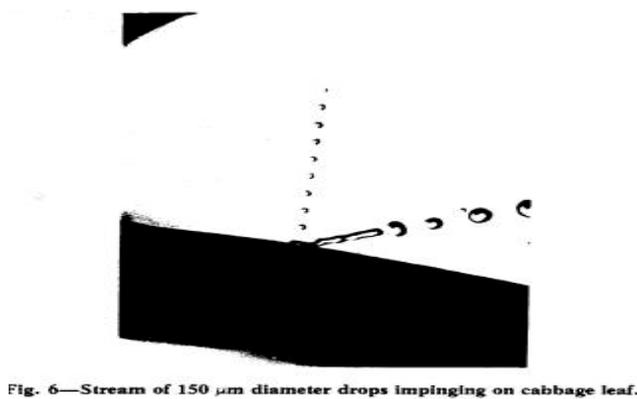


Fig. 6—Stream of 150 µm diameter drops impinging on cabbage leaf.

Figure I-12 : Visualisation d'un rebond de goutte

R.B. Brown (2001), propose des modèles de trajectoires de gouttelettes autour d'obstacles artificiels, en utilisant le logiciel FLUENT.

→ Mais la corrélation entre le transport des gouttelettes à travers la végétation et le dépôt n'est pas établie à ce jour.

Pour cette raison, une approche lagrangienne du sujet permettra d'améliorer nos connaissances dans les phénomènes de dépôt. Pour ce qui est de l'écoulement de l'air, l'approche restera eulérienne. Il s'agira donc d'une approche globale du type euler-lagrange.

1.4 Objectifs de la thèse

Limitations du problème

Lors d'un processus de pulvérisation, beaucoup de phénomènes rentrent en compte. L'évaporation, les coalescences possibles entre gouttes, leurs ruptures etc... . Cependant, seul l'aspect dynamique de particules indépendantes sera pris en compte.

Pour ce qui est de la dérive due au vent et à la végétation elle-même, elle ne sera pas analysée. L'étude se limitera au dépôt au sein même de la végétation.

L'objectif premier est donc de simuler un flux d'air transportant une certaine quantité de produit (pulvérisateur à jet porté), à travers une végétation représentée par un milieu poreux résistant à l'écoulement. Il s'agit de déterminer la résistance de la végétation. L'objectif final est de déterminer la quantité de produit retenue par la végétation et sa répartition sur les feuilles.

Définition du plan de travail

Le premier chapitre « Introduction » a défini la problématique de ce mémoire. Nous allons présenter, dans la suite, le plan de cette étude.

Le second chapitre, « matériel et méthode », donne d'abord un éventail des données expérimentales existantes pour valider la construction de notre modèle. Des essais en laboratoire sont effectués pour déterminer la force de résistance due à la végétation. Il s'agit de faire des mesures de vitesse devant et derrière une végétation artificielle pour connaître le lien entre la densité de feuillage et la résistance. Ces résultats expérimentaux sont ensuite introduits directement dans le modèle numérique. Des rapports d'essai internes au Cemagref donnent des mesures de dépôts réels au champ, pour caler certaines constantes de notre modèle. Enfin, les données de granulométrie fournissent les fractions volumiques de gouttes pour nos simulations.

Ce chapitre présente aussi les outils de modélisation en rappelant les équations générales de l'écoulement d'un fluide, le transport des gouttes et le modèle de turbulence. Une première approche dite, « modèle aux concentrations », est proposée. Le choix de passage à un « modèle lagrangien » sera justifié. L'adaptation de ce dernier modèle à notre problème est donnée dans le troisième chapitre.

Le troisième chapitre, « Adaptation des modèles généraux à notre problème et phase de calcul numérique des champs de vitesse d'air et du transport des particules », correspond à la mise au point du modèle adapté à notre étude ainsi qu'à la phase de calcul numérique, sans aucune exploitation des données, pour la prédiction des dépôts. Seul l'aspect dynamique sera pris en compte ici.

- Il présente d'abord le modèle global, à l'échelle de la vigne. Les équations de transport, le modèle de turbulence, le transport des gouttes décrits dans le second chapitre y sont repris, avec les modifications nécessaires, sur le modèle de turbulence, la dispersion des gouttes, le déplacement du tracteur, etc... .

- A l'échelle locale, on définit un volume élémentaire représentatif de végétation (VER). Il s'agit d'une définition classique en théorie des milieux poreux. Le VER est le volume correspondant à l'échelle de longueur à partir de laquelle les propriétés physique du milieu

Chapitre I : Introduction

peuvent être décrites comme celle d'un milieu continu équivalent. C'est donc l'échelle à partir de laquelle l'application d'un opérateur de moyenne spatiale permet de définir une fonction continue des variables d'espace macroscopique. A cette échelle, deux modèles sont présentés. L'un est fondé sur une approche statistique et modélise le feuillage, l'autre est descriptif, c'est à dire qu'il représente les feuilles réellement.

Le quatrième chapitre, « Développement d'un modèle de calcul de dépôt (phase de Post-Traitement) », vient à la suite du calcul numérique.

A l'échelle locale, il reprend les deux modèles statistiques et descriptifs en y incluant les dépôts dans un VER. Le modèle statistique repose sur la construction d'un modèle équivalent à celui de Zhu présenté dans l'état de l'art. Il définit un nuage de gouttes à l'aide d'un mouvement brownien et son interférence avec une « feuille virtuelle », dont la section effective est fonction de la densité de surface foliaire de la végétation. Le modèle descriptif représente les feuilles par des petites surfaces solides carrées, perpendiculaires au sens de l'écoulement. En injectant un certain nombre de particules dans un volume de feuillage donné, le pourcentage d'impact de gouttes est obtenu numériquement.

Finalement, ces résultats sont repris à l'échelle de la végétation pour comptabiliser les dépôts globaux. La méthodologie finale est présentée à la fin de ce chapitre. Elle synthétise les résultats des modèles descriptif et statistique.

L'objectif final de ce mémoire est de connaître la distribution des dépôts dans le sens du flux, et les facteurs dominants, dans le processus de pulvérisation.

Chapitre II : matériel et méthode

II Chapitre II : matériel et méthode

Cette partie se divise en trois. D'abord une description des outils et des données expérimentales est faite. Ensuite, l'outil de calcul numérique est présenté, ainsi que les équations générales utilisées. Enfin, un choix d'approche de modélisation est justifié.

II.1 Descriptif des essais et des données expérimentales

L'objectif est de déterminer la résistance de la végétation ainsi que la quantité de produit qu'elle retient. Pour ce qui est de la résistance, aucun résultat interne au Cemagref n'était à disposition. De ce fait, des essais avec le laser Dantec ont du être effectués avec une végétation artificielle (*Vanhiesbecq, 2000*). D'autre part, des résultats expérimentaux de mesure de dépôt sont joints en annexe 1.

II.1.1 Etude du flux d'air issu du pulvérisateur (Turbocoll) en présence d'une végétation artificielle

II.1.1.1 Méthodologie

II.1.1.1.1 Matériel mis à disposition



Figure II-1 : photographie des essais expérimentaux

- La figure 1 présente le **Turbocoll** utilisé par le cemagref. Il est constitué de 4 buses assistées par deux sorties d'air de chaque côté. C'est donc un pulvérisateur à jet porté. Ici, les 8 veines d'air portent horizontalement les gouttelettes projetées depuis les 5 buses.

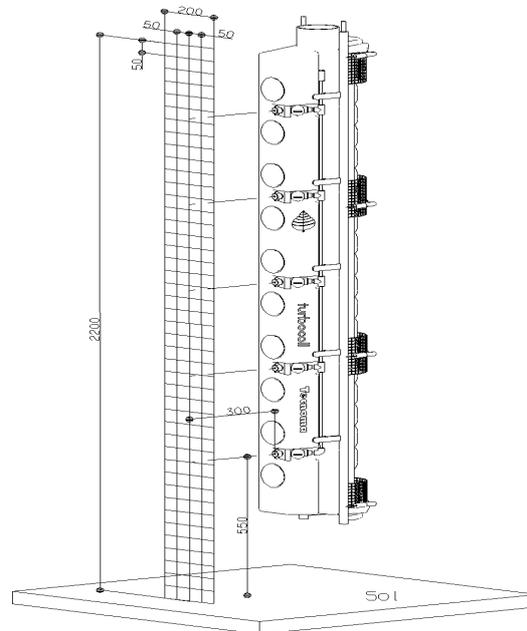


Figure II-2 : Le turbocoll (source Cemagref)

→ C'est à ce type d'appareil que les modèles développés dans cette thèse sont appliqués.

- Le matériel de mesure utilisé est le **granulomètre-vélocimètre** laser présenté dans la partie introductive. Pour mesurer les vitesses d'air, il est nécessaire de disposer d'un injecteur de fumée afin de matérialiser le flux d'air.
- Les essais ont été réalisées sur des **plantes artificielles**, à cause de leur pérennité dans le temps et leur relative constance de forme et de nombre de feuilles. Les plantes sont au nombre de quatre et mesurent 1.45 m de haut pour une épaisseur de 0.7 m. Les feuilles ont une taille moyenne de l'ordre de 7 cm. Le volume qu'occupe la végétation est estimé à 1.1 m³ pour l'ensemble de la haie en assimilant celle-ci à un parallélépipède. Quant à la surface foliaire, on la détermine par analyse d'image. Etant donné que la plante artificielle est composée de deux types de rameaux, seuls ces deux rameaux ont subi cette opération. Suite à la mesure de la surface de chacun de ces deux rameaux, on les dénombre sur la plante. Ainsi, la surface foliaire a été estimée à 8.1 m² et l'on peut donc proposer une valeur de 7.2 m⁻¹. On rappelle que le LAD est la surface foliaire par unité de volume, ou densité de surface foliaire (Leaf Area Density).

Chapitre II : matériel et méthode

II.1.1.1.2 Conditions d'essai

- Pour le laser, les deux composantes de la vitesse que sont la verticale et l'horizontale suivant la direction principale de l'écoulement ont été étudiées. Le laser a travaillé par réflexion, sa puissance est réglée à 1.3 W. La focale d'émission est de 600 mm et celle de la réception de 400 mm. Le temps d'acquisition des données est de 30 s. La bande passante sur la vitesse horizontale est de 4 MHz et celle de la composante verticale de 1.2 MHz.
- Concernant le pulvérisateur, le régime de la prise de force alimentant le ventilateur centrifuge est réglé à 540 tours/min.
- La température de l'air dans le hall d'expérimentation est de 25°C et l'hygrométrie de l'air de 50%.

II.1.1.1.3 Protocole

• *Mise en place de la manipulation*

Le diffuseur du pulvérisateur est disposé verticalement comme lors d'une application au champ mais il est immobile.

Les quatre plantes sont disposées en face du diffuseur du pulvérisateur de manière à former une haie uniforme de 1 m de large, leur étiquetage permet de garder la même configuration durant l'essai.

Etant donné que le laser ne peut se mouvoir sur le portique, permettant de repérer la position du point de mesure, uniquement selon la verticale, on déplace le diffuseur et les plantes artificielles de manière à mesurer le profil des vitesses devant et derrière la végétation.

Les plantes et le diffuseur sont placés sur des supports de 56,5 cm de haut par rapport au sol car le laser ne peut être descendu plus bas.

Il est à noter que les feuilles ne sont présentes qu'à partir de 30 cm au-dessus du référentiel support. Nous disposons donc d'une végétation expérimentale de 1,15 m de haut.

• *Maillage des points de mesure*

Cinq colonnes de mesure verticales sont établies devant le diffuseur. La colonne centrale est placée devant les buses de pulvérisation. Ces colonnes distantes les unes des autres de 4 cm forment un plan vertical dit plan A dont la normale est parallèle à l'axe de l'écoulement de l'air (fig. 3). Les points de mesure sur chaque colonne sont espacés de 5 cm en hauteur.

Deux autres plans de mesures, les plans B1 et B2 (fig. 3), de cinq colonnes également, sont dressés derrière la végétation. La colonne centrale est toujours en face des buses de pulvérisation et l'intervalle entre les colonnes sur l'horizontale est de 4 cm. Les points sur chaque colonne sont distants en hauteur de 5cm.

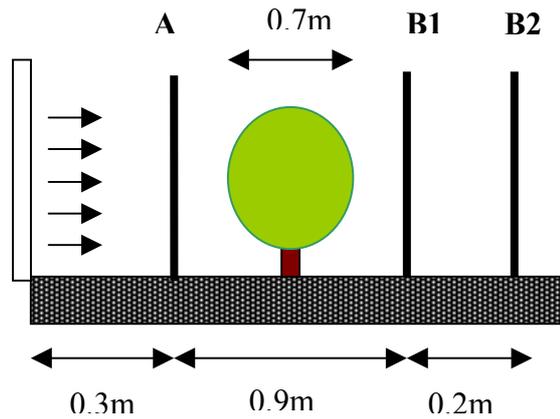


Figure II-3 : Schéma de l'expérience, vue de profil

• Mesures devant la végétation

Le plan A (fig. 3) est situé à 30 cm des sorties d'air du diffuseur. Il se dresse à 10 cm devant la végétation. La première mesure est prise à 71 cm du sol et l'on répète les mesures sur la verticale tous les 5 cm jusqu'à une hauteur de 2.41 m, soit un total de 35 observations par colonne. Ne pouvant déplacer le laser horizontalement, c'est le diffuseur qui subit une translation horizontale.

• Mesures derrière la végétation

Les plans de mesure B1 et B2 sont situés respectivement à 10 et 30 cm derrière le feuillage.

II.1.1.2 Résultats et analyse

Les profils de vitesses d'air en fonction de la hauteur sont tracés pour chaque plan ci-après (fig. 4,5,6). Ces vitesses sont moyennées sur un temps d'acquisition de 60 s.

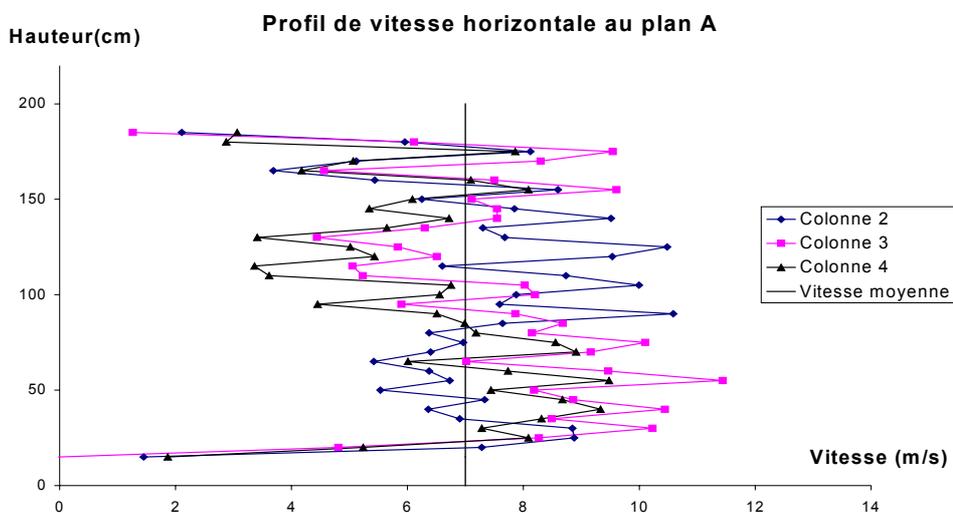


Figure II-4 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan A

Chapitre II : matériel et méthode

en fonction de la hauteur

Pour le plan A (fig.4), on n'accorde pas d'importance à la description des colonnes 1 et 5 car celles-ci subissent un effet de bord. Le profil de vitesses pour les colonnes 3 et 4 sont assez semblables, en effet leur pic de vitesse est pratiquement au même endroit, alors que pour la colonne 2 ce pic est décalé en hauteur. Cela pourrait s'expliquer par l'influence de la végétation derrière.

Mais ce que l'on peut retenir, c'est que le turbocoll fournit en amont de la végétation, un profil de vitesse relativement homogène, de sorte que l'on peut considérer une vitesse moyenne globale sur un plan vertical A de l'ordre de 7 m/s.

Il est désormais intéressant de regarder ce qui se passe en aval, au niveau des plans B1 et B2.

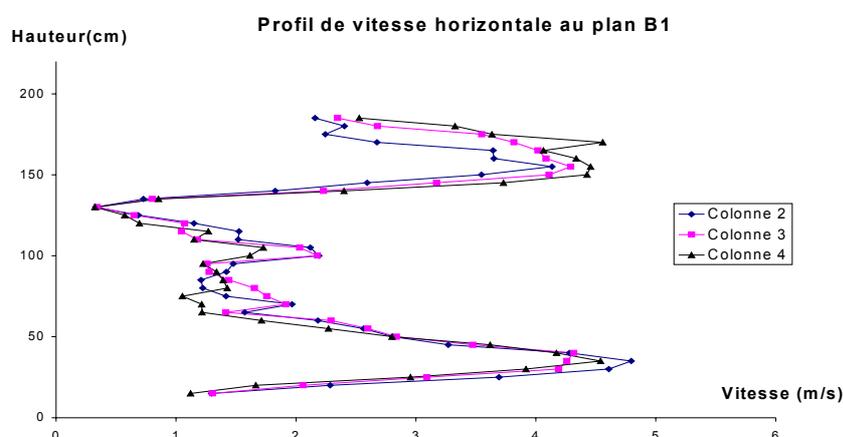


Figure II-5 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan B1 en fonction de la hauteur

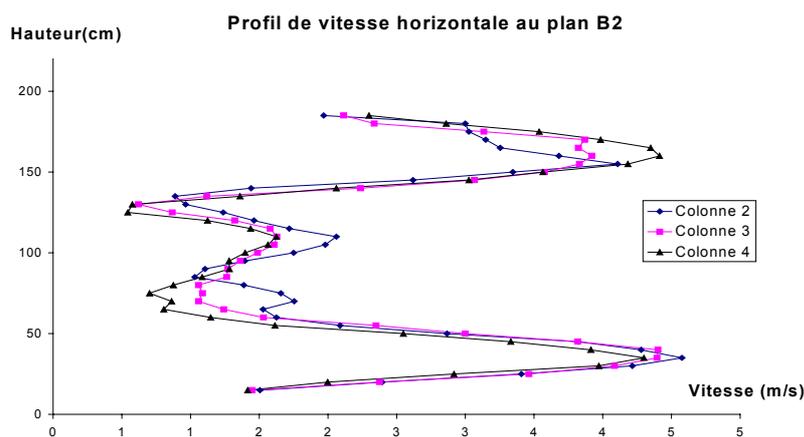


Figure II-6 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan B2 en fonction de la hauteur

En ce qui concerne les deux plans arrière (fig.5 et 6), on remarque très vite la chute de vitesse causée par la présence de la végétation à cet endroit (de 0.6 m à 1.35 m). Au fur et à

Chapitre II : matériel et méthode

mesure que l'on s'écarte de la végétation, on constate un lissage des résultats, le profil du plan B2 est en effet plus régulier que celui du plan B1.

Pour le plan A, la vitesse moyenne des 3 colonnes centrales sur toute la hauteur est de 7.2 m/s. Tandis que la valeur moyenne de l'énergie cinétique turbulente k de ces trois mêmes colonnes est de $6.7 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Ces deux paramètres seront utilisés comme vitesse et énergie cinétique turbulente pour l'entrée de notre domaine de calcul.

Ce qui nous intéressera dans la simulation, c'est avant tout une variation de vitesse entre le plan arrière et le plan avant de la végétation. Dans les graphes suivants (cf. fig.7 et 8), on établit la vitesse normalisée aux plans B1 et B2 à partir de la vitesse du plan A. On exclut les deux colonnes extrêmes car, comme il a été dit plus haut, elles subissent les effets de bord.

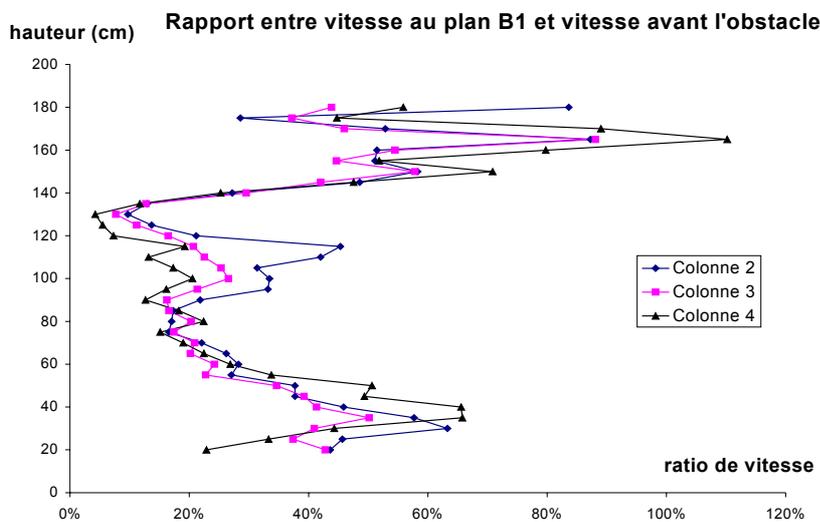
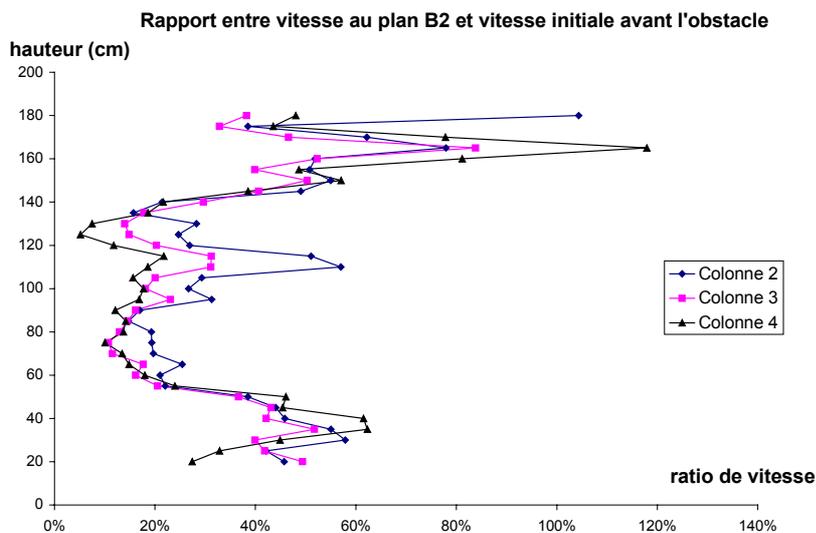


Figure II-7 : Profils de vitesses normalisées sur les colonnes de mesures centrales au plan B1 en fonction de la hauteur



Chapitre II : matériel et méthode

Figure II-8 : Profils de vitesses normalisées sur les colonnes de mesures centrales au plan B2 en fonction de la hauteur

Il a été calculé la moyenne des rapports entre les vitesses derrière la végétation et les vitesses initiales. Cette analyse a permis de différencier trois zones de comportement différent.

La première de ces zones s'étend de 25 à 60 cm, cette zone correspond à la base de la végétation qui comprend l'axe principal de ramification ainsi que quelques feuilles. En moyenne sur cette zone, il ne reste que 41% de la vitesse initiale au plan B1 et 39% pour le plan B2.

La deuxième zone caractéristique s'étend de 60 à 135 cm, elle correspond vraiment à la zone de végétation. En moyenne, sur les colonnes centrales, il ne reste que 19 % de la vitesse initiale pour le plan B1 et 18 % pour le plan B2. Cette zone sera spécialement étudiée pour déterminer les caractéristiques du modèle de végétation.

Enfin, la dernière zone de mesure est celle dépassant la végétation jusqu'au dernier point de mesure, cette zone s'étend de la hauteur de 145 cm jusqu'à 180 cm. Cette région a un rapport de vitesse de 55 % de la vitesse initiale pour le plan B1 et 53 % pour le plan B2.

II.1.2 Conclusion sur les essais d'anémométrie

Nous venons de présenter, des résultats de mesure de vitesse devant et derrière une végétation. En quelque sorte, nous serons en mesure de donner un coefficient de résistance du à la végétation. Cette valeur sera discutée dans le chapitre suivant. Mais nous pouvons rappeler que, dans la littérature (cf état de l'art), on ajoute un terme puits de quantité de mouvement dans le membre de droite de l'équation de Navier-Stokes.

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -a_{2U} |U| U + \sigma_v l_w \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad \text{eq. II-1}$$

Ce terme, $a_{2U} = C_n \cdot a$ eq. II-2

est fonction de la densité de surface foliaire, a , et d'un coefficient de traînée C_n . Nous essayerons donc de retrouver numériquement, dans le troisième chapitre, la même perte en vitesse devant et derrière une « végétation numérique », avec la même densité de surface foliaire que la végétation artificielle. Pour cela, nous appliquerons le modèle de Walklate.

Mais avant de rentrer dans le détail du modèle adapté à notre problème, nous présentons, dans la suite de ce second chapitre, les outils de modélisation ainsi que les équations générales régissant l'écoulement d'air et le transport des particules.

II.2 Outil de modélisation et équations générales

II.2.1 Le logiciel CFX

CFX est un logiciel de mécanique des fluides, pour simuler l'écoulement des fluides réels. Il prend en compte les processus de transfert de chaleur et d'autres procédés physico-chimiques.

Il est divisé en trois processeurs :

- Pré-processeur
- Solveur
- Post-processeur

• Dans le **Pre-processeur**, on définit la géométrie de notre modèle avec l'affectation des conditions aux limites. Elles sont de deux types :

- conditions de Dirichlet : on impose une valeur de vitesse ou de pression aux frontières de la géométrie. Il peut s'agir d'une vitesse nulle sur une paroi, ou bien d'une pression relative nulle, ou autre :

$$U = 0 \text{ m/s} ; P \text{ (relative)} = P - P_0 = 0 \text{ Pa} \quad (P_0 = 1 \text{ atm}) ; \text{ etc...}$$

- conditions de Neumann : on impose des valeurs, cette fois-ci pour des gradients de vitesse, ou d'autres quantités physiques :

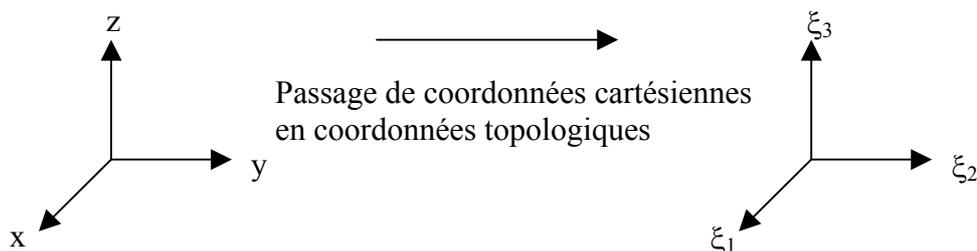
par exemple,
$$\frac{\partial U}{\partial n} = 0 \quad \text{eq. II-3}$$

lors de conditions de symétrie ou le gradient normal de vitesse est nul.

Toujours dans la partie construction géométrique, on définit un maillage structuré. Il s'agit d'un maillage rectangulaire, pour lequel on peut imposer des paramètres d'inflation, par exemple, proche d'une paroi.

Pour chaque entité géométrique, on enregistre des informations relatives à la paramétrisation, la topologie et la connectivité.

En fonction de l'ordre de l'élément (courbe unidimensionnelle, surface bidimensionnelle ou solide tridimensionnel), il y a un, deux ou trois paramètres nommés ξ_1 , ξ_2 et ξ_3 qui lui sont associés. La paramétrisation remplace les coordonnées x, y, z d'une courbe, d'une surface ou d'un solide par une fonction des paramètres.



Chapitre II : matériel et méthode

La matrice de passage est la matrice Jacobienne définie comme suit :

$$J_j^i = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^j} \quad \text{eq. II-4}$$

Une fois le maillage réalisé, chaque cellule de mesure est repérée par son centre de coordonnées I, J, K, dans l'espace de calcul. Nous reviendrons un peu plus dans les détails, dans le troisième chapitre.

• Le **solveur** résout essentiellement les équations de Navier-Stokes. Les écoulements étant, dans notre cas, turbulents, il est important de savoir comment « traiter » la turbulence. La turbulence se compose de mouvements chaotiques, mais aussi de mouvements organisés. La modélisation numérique de la turbulence peut être abordée selon trois méthodes principalement :

- La simulation Directe (DNS)
- Les moyennes de Reynolds (RANS)
- La simulation des grosses structures (LES)

Dans le cas des **DNS**, toutes les équations sont résolues avec exactitude par l'utilisation des équations de Navier-Stokes, en 3D, jusqu'aux petites échelles de Kolmogorov. Cependant, les DNS ne sont généralement utilisées que pour des écoulements à faible nombre de Reynolds et pour des géométries simples, à cause des coûts CPU acceptables.

Pour ce qui est des **RANS**, les phénomènes turbulents de petite échelle sont moyennés de telle sorte que l'on perd de l'information. Dans ce cas, la turbulence est formée à partir d'un enchaînement de tourbillons. La gamme d'échelle de longueur de ces tourbillons est d'autant plus vaste que le nombre de Reynolds est élevé. Les gros tourbillons interagissent avec la vitesse moyenne d'écoulement dont ils tirent leur énergie. Les petits tourbillons sont obtenus par destruction des gros. L'énergie cinétique va donc des gros tourbillons, qui en contiennent la plus grosse partie, vers les plus petits, où elle est dissipée. La quantité d'énergie transmise du mouvement moyen aux gros tourbillons est donc égale à la quantité d'énergie transformée en chaleur par les petits. L'étude des gros tourbillons et du mouvement moyen peut suffire, en théorie, à modéliser l'énergie dissipée.

Enfin, les **LES** sont une technique de simulation qui se situe entre les DNS et les RANS. Les mouvements de grande échelle sont explicitement résolus tandis que les mouvements à échelle réduite sont modélisés à partir d'équations de transport (Orszag et al., 1993). Un maillage très serré à la paroi est nécessaire (Rollet-Miet et al., 1999).

Pour conclure, les simulations sous CFX sont gouvernées par les équations moyennées de Navier-Stokes (RANS). Elles sont résolues par la méthode des volumes finis. Les calculs peuvent être du premier ordre ou du second ordre. Ces différents schémas seront discutés dans l'approche discrète. Tout d'abord, l'étude générale se fera pour un calcul en stationnaire, mais par la suite, avec le déplacement du tracteur, les termes instationnaires seront rajoutés.

Nous viendrons dans le détail de ces équations, dans la suite de ce chapitre.

Chapitre II : matériel et méthode

Sur les routines fortran

Précisons que le logiciel CFX reste une grosse « boîte noire », propriété industrielle de AEA Technology, avec ses propres conventions. Cependant, par l'intermédiaire de routines fortran, il est possible d'apporter quelques modifications :

- rajouter des forces extérieures dans l'équation de NS
- rajouter des termes sources dans les équations d'advection diffusion, pour un scalaire
- spécifier des conditions aux limites plus évoluées : distribution de vitesse par exemple
- contrôler les conditions de lâcher de particules, lors d'un calcul en lagrangien.
- modifier certaines constantes des équations : coefficient de traînée, constantes de turbulence, densités, diffusivité, etc... .
- modifier les schémas numériques

• Le Post-Processeur

Le solveur CFX4 fournit un fichier résultat qui peut être interprété et analysé. Le post-Processeur permet également de visualiser ces résultats.

La visualisation des résultats par le Post-Processeur

Le Post-Processeur permet d'afficher, sur un plan en deux dimensions, les résultats générés par le solveur à la fin de chaque simulation. Pour cela, il traite des fichiers binaires qui contiennent la solution, le maillage et diverses informations. Ils sont aussi utiles pour redémarrer un calcul.

Plutôt que de se restreindre à l'outil de CFX, nous avons géré nous mêmes les données, pour la trajectoire des particules. Mis à part une visualisation globale des trajectoires en couleur sous CFX, l'information reste trop succincte pour l'analyse des dépôts. C'est pour cette raison, que nous consacrerons un long moment, à la phase de Post-Traitement des données.

Les fichiers peuvent atteindre des tailles de l'ordre de 500 Mo. Toutes les composantes des vitesses d'air, des particules etc..., sont classées par pas de temps, et sous la référence paramétrique I, J, K.

Le fichier de résultats

Le solveur fournit également les résultats en format ASCII. Comme il enregistre les variables au centre des mailles, une interpolation est nécessaire afin d'obtenir un affichage continu sur l'ensemble du domaine.

Par défaut, les sept variables utilisées sont, pour les six premières, les trois composantes de la vitesse, la pression, la densité et la viscosité. Si elle existe dans le fichier binaire, la septième variable est, par ordre de priorité, l'énergie cinétique de turbulence, la température ou une variable définie par l'utilisateur.

II.2.2 Formulation continue des équations

II.2.2.1 Les équations générales régissant l'écoulement d'air

Nous allons ici rappeler tout l'aspect théorique connu de la littérature, tant d'un point de vue formalisme continu que par une approche discrète. Ensuite, dans le troisième chapitre, nous verrons quels modèles supplémentaires ont du être introduits, tels que le traitement stochastique du lâcher de particules, le déplacement du tracteur, l'effet de la végétation sur le flux d'air, etc..., pour répondre à notre problème. D'autre part, l'aspect géométrique sera décrit à ce moment-là.

Les équations de base permettent de déterminer à partir de conditions initiales données, l'évolution des champs de la masse volumique, de la quantité de mouvement ou encore de l'énergie.

En ce qui concerne la masse, on définit **l'équation de continuité** qui s'obtient en considérant un volume quelconque, fixe par rapport au référentiel utilisé pour décrire l'écoulement du fluide, et limité par une surface fermée. A chaque instant, le fluide entre et sort de ce volume ; la variation de la masse totale qu'il contient est égale et opposée au flux sortant à travers la surface. En faisant tendre ce volume vers 0, on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \text{eq. II-5}$$

De même, en écrivant le bilan global de la quantité de mouvement à l'intérieur d'un volume fixe on obtient une équation locale de la **conservation de la quantité de mouvement** pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} = B_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad \text{eq. II-6}$$

où μ est la viscosité dynamique.

Les écoulements étant, dans notre cas, turbulents, il est important de savoir comment « traiter » la turbulence. Tous ces termes sont connus de façon classique, mis à part **B**, une force volumique extérieure, due à la végétation, sur laquelle nous reviendrons.

II.2.2.2 Modèle de Turbulence

Nos simulations sont gouvernées par les équations moyennées de Navier-Stokes (RANS). Nous n'aborderons ici que l'aspect générale de la turbulence, en présentant le modèle k- ϵ , sachant qu'il conviendra de l'adapter à notre problème, dans le troisième chapitre, à cause de la présence de la végétation.

Sur les équations résolues dans le cas des RANS

Chapitre II : matériel et méthode

En régime turbulent, il est pratiquement impossible de résoudre les équations de Navier-Stokes lorsque les inconnues sont les champs instantanés de vitesse et de pression. Les équations à résoudre sont donc réécrites avec comme inconnues les champs moyens de vitesse et de pression. La résolution des équations ainsi obtenues impose la connaissance des tensions de Reynolds, dont la définition à partir de l'écoulement moyen est le but de tout modèle de turbulence. Ces tensions de Reynolds correspondent aux frottements des particules fluides qui subissent des fluctuations de vitesse. Nous y reviendrons après écriture des équations moyennées.

Les équations de bilan moyennées sont obtenues après décomposition des vitesses.

$$u(t) = \bar{U} + u' \quad \text{eq. II-7}$$

où $u(t)$ est la vitesse instantanée, \bar{U} la vitesse moyenne telle que :

$$\bar{U}(\underline{x}, t) = \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} U(\underline{x}, \tau) d\tau \quad \text{eq. II-8}$$

enfin u' est la fluctuation des vitesses que l'on notera simplement « petit » u .

Les équations se transforme de la façon suivante (elles sont moyennées) :

$$\frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = 0 \quad \text{eq. II-9}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho U_i}{\partial t}}_{\text{terme instationnaire}} + \underbrace{\frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j}}_{\text{terme d'advection}} = \underbrace{B_i}_{\text{résultante des forces extérieures}} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{gradient pression}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) \right]}_{\text{terme moléculaire frottements visqueux}} - \underbrace{\frac{\partial (\rho \overline{u_i u_j})}{\partial x_j}}_{\text{tension Reynolds frottements turbulents}} \quad \text{eq. II-10}$$

Cette fois-ci, les équations moyennées font apparaître des termes de corrélations doubles des fluctuations. Ils proviennent de la non-linéarité des équations de bilans. Ces termes, appelés tensions de Reynolds, traduisent l'effet de la turbulence sur l'évolution du mouvement moyen et rendent les systèmes d'équations ouverts.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ij} - \overline{\rho u_i u_j} \quad \text{eq. II-11}$$

effet moléculaire pression effet turbulent (tensions de Reynolds)

Chapitre II : matériel et méthode

C'est la conséquence de la prise de moyenne des équations instantanées qui produit une perte d'information. Se pose alors le problème de la fermeture du système, c'est-à-dire du lien entre les corrélations doubles et le champ moyen.

Fermeture du système d'équations de bilan

Pour calculer les tensions de Reynolds, deux possibilités sont envisageables. D'une part, les corrélations doubles peuvent être calculées à partir des valeurs moyennes de l'écoulement en faisant appel au concept de viscosité turbulente présenté plus loin. Cette première approche est chronologiquement la plus ancienne. D'autre part, on peut obtenir des équations de transport des tensions de Reynolds mais, dans ces nouvelles équations, interviennent des termes de corrélations triples qu'il faut à nouveau modéliser.

Le concept de viscosité turbulente permet d'exprimer les contraintes de Reynolds en fonction des gradients de vitesse moyenne de l'écoulement. Cela revient à conférer aux contraintes turbulentes, grandeurs ayant une origine convective non linéaire, un caractère diffusif de type gradient donc de nature linéaire. Ceci n'est vrai que pour la résolution car v_T est en général une fonction non linéaire des quantités moyennes (ex : $v_T \sim k^2/\varepsilon$), elles-mêmes dépendant implicitement et non linéairement de la vitesse moyenne via les termes de production et de dissipation.

L'idée de viscosité turbulente lève le problème de fermeture mais au prix d'approximations physiques, car cette idée ne peut se démontrer rigoureusement (Lesieur, 1994). Ce concept se traduit par l'écriture des tensions de Reynolds, selon la relation suivante :

$$\overline{u_i u_j} = -v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} v_t \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{eq. II-12}$$

où k désigne l'énergie cinétique turbulente :

$$k = \frac{\overline{u_i^2}}{2} \quad \text{eq. II-13}$$

Il convient donc d'évaluer la viscosité turbulente.

Il existe différentes manières de l'évaluer :

- Des modèles à zéro équation comme le modèle de longueur de mélange, valables uniquement s'il y a équilibre entre la production et la dissipation d'énergie turbulente. Ils ne prennent pas en compte les phénomènes de transport d'énergie turbulente.
- Des modèles à une équation qui prennent en compte l'équation de transport de k .
- Les modèles à deux équations dont le modèle k - ε qui calcule le transport de l'énergie turbulente, k , mais aussi du terme dissipatif, ε .

Finalement, les tensions de Reynolds sont évalués à partir de la viscosité turbulente calculée comme suit (Launder, 1981):

Chapitre II : matériel et méthode

$$\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k = -v_t \left(U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) \quad \text{eq. II-14}$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{eq. II-15}$$

où C_μ est un coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement. k et ε sont déterminés à partir de deux équations de transport : c'est le modèle à deux équations k - ε :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \varepsilon \quad \text{eq. II-16}$$

La variation totale dans le mouvement moyen de k (membre de gauche) est équilibrée à droite par, dans l'ordre, la production par la viscosité turbulente provenant des contraintes de Reynolds, la diffusion turbulente contenant σ_k (nombre de Prandtl d'énergie cinétique de turbulence) et enfin, la dissipation ε . Le terme de diffusion par agitation moléculaire a été négligé. Pour ε , on peut former l'équation de transport :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} C_\mu k \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_\varepsilon \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{eq. II-17}$$

$$d\varepsilon/dt = \text{Source}(\varepsilon) + \text{Diff}(\varepsilon) - \text{Puits}(\varepsilon)$$

Dans cette équation, le terme source est une réplique directe de celui de la production dans l'équation de k , $C_{\varepsilon 1}$ étant une constante de fermeture. $C_{\varepsilon 2}$ est la constante de fermeture du terme puits. Enfin, le terme de diffusion inclut un nombre de Prandtl / Schmidt de dissipation σ_ε .

Avec ce type d'approche, le problème de fermeture se trouve en fait reporté sur certains termes des équations de transport de k et ε qui doivent être correctement schématisés. C'est à ce niveau que sont introduits des coefficients ou constantes du modèle dont la détermination pose des problèmes d'universalité.

Les cinq constantes :

$$C_\mu = 0.09 ; \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 ; \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 ; \quad \sigma_k = 1.0 \quad \text{et} \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

sont qualifiées de « valeurs standards ».

Ces valeurs standards ont été obtenues par Jones et Launder par identification, à partir de différents cas d'écoulements cisailés. Dans notre cas, l'écoulement étudié diffère significativement de ces écoulements types et les valeurs de ces constantes doivent être

Chapitre II : matériel et méthode

réajustées. Pour mener à bien ce travail, il est important de préciser ce qu'elles représentent et les contraintes sur leur valeur qui en découlent.

Calage des 3 constantes $C_{\varepsilon 2}$, C_{μ} et $C_{\varepsilon 1}$

Constante $C_{\varepsilon 2}$. Cette constante est la seule qui subsiste en situation de turbulence homogène et isotrope, où les équations de fermeture du modèle se réduisent à :

$$\frac{\partial k}{\partial t} = -\varepsilon \quad \text{eq. II-18}$$

et,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{eq. II-19}$$

Elle se calcule à partir du taux de décroissance énergétique en T.H.I. (turbulence homogène isotrope), selon :

$$C_{\varepsilon 2} = k \frac{\partial^2 k}{\partial t^2} \bigg/ \left(\frac{\partial k}{\partial t} \right)^2 \quad \text{eq. II-20}$$

Si k suit une loi de décroissance énergétique en puissance n du temps t , n étant négatif, la formule précédente donne :

$$C_{\varepsilon 2} = (n - 1) / n \quad \text{eq. II-21}$$

Pour des valeurs de n comprises entre -1.25 et -1 , selon la littérature, $C_{\varepsilon 2}$ est de l'ordre de 1.8 à 2.0, la valeur standard étant de 1.92.

Constante C_{μ} . Selon la littérature, elle a une large dépendance au type d'écoulement (entre 0.03 et 0.6). L'augmentation du nombre de Reynolds de turbulence se traduit par une décroissance de cette constante selon certains auteurs.

On rappelle que le nombre de Reynolds turbulent est le rapport entre la viscosité turbulente et celle du fluide :

$$R_T = \nu_T / \nu \quad \text{eq. II-22}$$

Il peut varier de 10^2 à 10^7 .

La viscosité cinématique turbulente est :

$$v_T = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{eq. II-23}$$

On aurait pu penser que lorsque R_T augmente, v_T augmente et C_μ avec, mais c'est en fait le contraire qui se produit à cause du rapport k^2/ε .

Constante $C_{\varepsilon 1}$. Le calage de cette constante fait référence à la région logarithmique de l'écoulement de couche limite, où les termes d'advection et de diffusion moléculaire sont négligés. Connaissant les profils de U , k et ε dans cette région, on montre, dans la littérature, que :

$$C_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 2} - \chi_k^2 / [\sigma_\varepsilon (C_\mu)^{1/2}] \quad \text{eq. II-24}$$

Avec les résultats antérieurs et un nombre de Prandtl de dissipation σ_ε de 1.3, cette égalité conduit $C_{\varepsilon 1}$ à 1.44, à condition de prendre la constante de Karman χ_k égale à 0.435.

Calage des deux dernières constantes de Prandtl σ_k et σ_ε :

Elles sont caractéristiques du comportement de la solution aux frontières libres. Pour le modèle (k, ε) , les auteurs précisent qu'afin d'éviter des anomalies telles que pente infinie du profil de vitesse, ces nombres de diffusion turbulente, doivent satisfaire la condition :

$$2\sigma_k - \sigma_\varepsilon \leq 1 \quad \text{eq. II-25}$$

Les valeurs standards $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\varepsilon = 1.3$ satisfont à cette inégalité.

Selon la région de l'écoulement, les termes turbulents peuvent être prépondérants ou négligeables devant les termes moléculaires. Dans l'écoulement de type couche limite, par exemple, ce rapport entre la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente varie selon la distance à la paroi.

→ Pour conclure, ces constantes ont été modifiées lors des essais de simulation, mais le comportement n'étant pas linéaire, il a été difficile de caler ces constantes pour modéliser l'effet de la végétation. Pour s'adapter à notre problème, des termes sources de turbulence, générés par la végétation, seront ajoutés dans les équations du modèle k - ε . C'est l'objet du troisième chapitre.

II.2.2.3 Equations régissant le transport de produit phytosanitaire

II.2.2.3.1 Le modèle aux concentrations

Ce modèle est dit eulérien, car il calcule le champ de vitesse d'une seule phase continue, le mélange air-eau. Quant au produit, il est modélisé par une espèce chimique de concentration C_a , dont la vitesse est supposée être la même que celle du mélange fluide-particule.

Chapitre II : matériel et méthode

La méthode consiste donc à déterminer le champ de vitesse du flux d'air en dehors et à travers la végétation, et de l'utiliser pour résoudre l'équation d'« advection-diffusion » pour la concentration de produit, en y ajoutant un terme source au second membre, pour mettre en évidence l'absorption de la bouillie par la vigne.

Une force supplémentaire est nécessaire dans le second membre de l'équation de N.S, pour caractériser la résistance de la vigne au flux d'air. Cette force sera déterminée en fonction du LAD, selon la bibliographie, et à partir des résultats des essais expérimentaux. Nous y reviendrons, au chapitre III, au moment de la discussion des modifications à apporter aux équations générales.

Concernant l'équation d'advection-diffusion, une équation supplémentaire est résolue dans CFX, en utilisant la notion de scalaire, ou de fraction massique Y_a de l'espèce A, qui représente indirectement la concentration en produit A. Il y a donc une espèce ajoutée, le produit phytosanitaire A, au lieu de considérer deux phases différentes. Les deux espèces air et produit sont supposées avoir les mêmes vitesse, pression et température, avec un phénomène de transfert de masse par convection et diffusion.

Soit C_a , la concentration par unité de volume de l'espèce A, et ρ la masse volumique de l'ensemble air-produit, CFX définit la fraction massique de la façon suivante :

$$Y_a = \frac{C_a}{\rho} \quad \text{eq. II-26}$$

c'est un scalaire qui vérifie l'équation générique d'advection-diffusion :

$$\frac{\partial \rho Y_a}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U Y_a) - \nabla \cdot (\Gamma_a \nabla Y_a) = S \quad \text{eq. II-27}$$

avec $[S] = [\rho] T^{-1} = ML^{-3}T^{-1}$

$$\rho = \rho (\text{ensemble air-produit}) = Y_a \rho_a + (1 - Y_a) \rho_{\text{air}} \quad \text{eq. II-28}$$

et,

$$\sum_{\text{Espèces}} Y_a = 1 \quad \text{eq. II-29}$$

ρ n'est donc pas seulement la densité de l'air

En régime turbulent, Γ_a est la somme de la diffusivité moléculaire et turbulente :

$$\Gamma_a = \rho D_a + \frac{\mu_T}{\sigma_a} \quad \text{eq. II-30}$$

où D_a est le coefficient de diffusion moléculaire, μ_T la viscosité turbulente du modèle k- ϵ , σ_a le nombre de Prandtl, en général de l'ordre de l'unité, pris égal à 0.9 par défaut dans CFX, le rapport μ_T/σ_a représentant la diffusivité turbulente.

Chapitre II : matériel et méthode

Le terme source S se décompose comme suit :

$$S = S_u + S_p \phi \quad \text{eq. II-31}$$

où ϕ est le scalaire approprié, c'est à dire Y_a , s'il s'agit de la fraction massique.

S_p correspond aux termes diagonaux de la matrice, et S_u contient les autres termes.

Remarque : S sera pris constant, mais il peut varier en fonction de l'énergie cinétique de turbulence k et de la vitesse du fluide \mathbf{U} .

Nous présenterons les résultats de ce modèle à la fin de ce chapitre.

II.2.2.3.2 Le modèle lagrangien

Plutôt que de représenter le produit par un constituant de concentration Ca , on décrit le transport de chaque gouttelette. On suppose qu'il n'y a pas :

- d'interaction particules /écoulement porteur (seul l'air agit sur la particule)
- d'interaction particule / particule.

Par conséquent, une fois le calcul « fluide » réalisé, la trajectoire de chaque particule peut être calculée indépendamment de celle des autres.

Pour cela, il faut connaître le bilan des forces appliquées :

II.2.2.3.2.1 Forces mises en jeu

Avant de nous intéresser aux forces intégrées dans le logiciel CFX, et savoir celles qui sont négligées, il convient de faire une analyse complète du bilan des forces sur une particule (*Legendre, 1999*).

L'équation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$m_p \frac{d\vec{V}}{dt} = \Sigma \vec{F} \quad \text{eq. II-32}$$

où m_p est la masse de la particule, \mathbf{V} sa vitesse par rapport à un repère fixe

et,
$$\Sigma \vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_D + \vec{F}_H + \vec{F}_{MA} + \vec{F}_{TCHEN} + \vec{F}_L \quad \text{eq. II-33}$$

où,

\vec{F}_g est la flottabilité due à la gravité,

Chapitre II : matériel et méthode

\vec{F}_D la force de traînée stationnaire,

\vec{F}_H la force d'histoire,

\vec{F}_{MA} la force de masse ajoutée,

\vec{F}_{TCHEN} la force de TCHEN et

\vec{F}_L la force de portance.

Nous allons, dans les parties qui suivent, étudier le cas des écoulements permanents puis transitoires. Chaque force sera reprise une à une pour les deux régimes, même lorsqu'elle n'existe pas. Il sera précisé, dans certains cas, si l'écoulement est uniforme ou non, car certaines forces n'existent pas dans le cas uniforme, pour le régime d'écoulement considéré.

II.2.2.3.2.1.1 Régime permanent

• **F_g / Action de la gravité – La force de flottabilité correspond au poids de la goutte diminué de la poussée d'Archimède :**

$$\vec{F}_g = (m_p - m_f) \vec{g} \quad \text{eq. II-34}$$

→ La masse du fluide étant négligeable devant la masse de la particule ($m_p \gg m_f$), la flottabilité peut se réduire au terme de gravité.

• **F_D / Action de l'air sur la particule – Force de traînée:**

→ L'écoulement le plus simple que l'on puisse imaginer est celui généré par une particule qui se déplace avec une vitesse constante \vec{V} dans un fluide immobile. Il s'agit par exemple de la chute d'une particule solide ou de l'ascension d'une bulle d'air dans un milieu au repos. D'un point de vue dynamique, ce problème est en fait strictement équivalent si le champ de vitesse \vec{U} de la phase continue est uniforme et stationnaire. La particule subit alors une force de traînée qui s'oppose au mouvement relatif $\vec{U} - \vec{V}$ et que l'on exprime en général sous la forme :

$$\vec{F}_D = C_D \frac{\pi d^2}{8} \rho_f \|\vec{U} - \vec{V}\| (\vec{U} - \vec{V}) \quad \text{eq. II-35}$$

$\pi d^2/4$ est le maître couple offert au mouvement relatif entre la particule et le fluide et C_D , nombre sans dimension, est le coefficient de traînée qui dépend du régime d'écoulement et de la forme de la particule. Il dépend donc du nombre de Reynolds :

Chapitre II : matériel et méthode

$$Re = \frac{\rho_f \|\vec{u} - \vec{v}\| d_p}{\mu} \quad \text{eq. II-36}$$

avec ρ_f , μ et \vec{u} la masse volumique, la viscosité dynamique et la vitesse de l'air et d_p et \vec{v} le diamètre et la vitesse des particules. C'est le rapport des forces d'inertie et de viscosité.

* Pour $Re < 1$, en régime de Stokes, les effets visqueux dominant et :

$$C_D = 24/Re \quad \text{eq. II-37}$$

* Pour $1 < Re < 800$, en régime intermédiaire, les effets d'inertie deviennent dominants et :

$$C_D = (24/Re) \times (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad \text{eq. II-38}$$

* Pour $800 < Re < 3.7 \times 10^5$, en régime de Newton :

$$C_D = \text{constante} = 0.44 \quad \text{eq. II-39}$$

- F_H / La force d'histoire ou de Basset

Elle n'existe pas en régime permanent, lorsque la force de traînée reste stationnaire.

- F_{MA} et F_{TCHEN} / Les forces de masse ajoutées et de TCHEN

Dans le cas d'écoulements non uniformes, il existe un tenseur de déformation et de rotation de l'écoulement. Dans le cas uniforme, ces forces n'existent pas en régime permanent.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{eq. II-40}$$

On observe alors deux actions nouvelles sur la particule, du fait des déformations et de la vorticité de l'écoulement. On peut montrer que la force exerc e par le fluide se décompose en une force de masse ajoutée et une force de Tchen, exprim es en fonction de gradients de vitesse. A ces deux forces, s'ajoute celle de la portance.

Mais on peut déjà écrire la force exerc e par le fluide :

$$F_f = \underbrace{C_M m_f \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U}}_{\text{Force de masse ajoutée}} \Big|_{x_p} + \underbrace{m_f \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U}}_{\text{Force de Tchen}} \Big|_{x_p} + \underbrace{C_L m_f (\vec{U} \Big|_{x_p} - \vec{V}) \wedge \vec{\Omega}}_{\text{Force de Por tan ce}} \quad \text{eq. II-41}$$

$$\text{où,} \quad \vec{\Omega} = \text{rot } \vec{U} \quad \text{eq. II-42}$$

Chapitre II : matériel et méthode

- F_L / La force de portance exprimée juste ci-dessus provoque une déviation de la trajectoire de la gouttelette due à la vorticité de l'écoulement non perturbé (écoulement non uniforme). Sans en dire plus, le coefficient C_L de portance dépendra du nombre de Reynolds.

II.2.2.3.2.1.2 Régime instationnaire

- F_g / La force de gravité reste inchangée
- F_D / La force de traînée

Elle devient instationnaire du fait du changement des vitesses d'air. Ce changement provoque l'existence d'une force d'histoire présentée ci-après.

- F_H / La force d'histoire ou de Basset

Lorsque le mouvement relatif entre la particule et le fluide est instationnaire ($\vec{U}(t)$ et/ou $\vec{V}(t)$), la force de traînée n'est plus la seule force qu'exerce l'écoulement sur la particule. La particule subit l'action d'une force d'histoire. Afin de mettre en évidence les effets visqueux en écoulement instationnaire, considérons l'écoulement de Stokes. Au lieu de s'intéresser à un obstacle sphérique, envisageons la situation d'une plaque plane ($y = 0$ à la paroi). A l'instant initial, la plaque est brusquement déplacée parallèlement à elle même, à une vitesse \vec{V} . L'équation du mouvement du fluide au dessus de la plaque est solution en écoulement très visqueux du système formé par les équations de Stokes et les conditions aux limites et initiales :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu_f \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \text{ avec } \begin{cases} u(t, 0) = V \\ u(t, \infty) = 0 \\ u(0, y) = 0 \end{cases} \quad \text{eq. II-43}$$

Si la vitesse V est constante, la solution s'écrit :

$$u_f(t, y) = V(1 - \text{erf}[y/2\sqrt{\nu_f t}]) \quad \text{eq. II-44}$$

où erf est la fonction erreur définie par :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-\xi^2] d\xi \quad \text{eq. II-45}$$

Sur la paroi, il s'exerce la contrainte locale :

$$\tau_f = \sqrt{\frac{\rho_f \mu_f}{\pi}} \frac{V}{\sqrt{t}} \quad \text{eq. II-46}$$

qui s'annulera pour $t \rightarrow \infty$, lorsque tout le fluide se déplacera à la vitesse V . En effet, la vitesse relative du fluide à la paroi doit être nulle en situation stationnaire. Il faut donc un certain temps (en théorie infini) pour que la contrainte exercée sur la plaque atteigne l'état stationnaire correspondant à la nouvelle condition de vitesse : c'est le retard ou effet d'histoire qui provient du temps que met la nouvelle condition limite sur cet obstacle pour diffuser dans tout le fluide. On voit au passage que ce temps sera d'autant plus grand que la viscosité sera grande. Ceci se traduit par un écart (ou retard) entre la force visqueuse instantanée et celle qu'exercerait sur l'obstacle l'écoulement établi correspondant. Cette différence est appelée force d'histoire ou de Basset. C'est en quelque sorte la mémoire des accélérations relatives passées entre la particule et le fluide. Et, d'après le principe fondamentale de la dynamique, s'il y a accélération pour une masse de fluide, alors il en résulte une force. La force s'écrit donc sous la forme d'un produit de convolution :

$$\vec{F}_H(t) = 3\pi\mu_f d \int_0^t K(t-\tau) \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial \tau} - \frac{\partial \vec{V}}{\partial \tau} \right) d\tau \quad \text{eq. II-47}$$

$K(t-\tau)$ est le noyau de convolution et dépend de la nature de la particule.

Pour conclure, malgré son existence, cette force qui nécessite la connaissance des accélérations relatives entre la particule et le fluide est bien souvent négligée. Si l'on note : $\Phi_\mu = \mu_p / \mu_f$ (nombre adimensionnel, rapport des viscosités dynamiques), la force d'histoire ne serait négligeable que si ce nombre tendait vers 0 (bulle d'air dans de l'eau par exemple). Nous supposons ici que le temps d'adaptation d'une particule à une variation de l'écoulement est négligeable devant l'échelle de temps caractérisant cette variation. En conséquence, le terme de Basset est négligé. Notons cependant qu'il existe au moins une situation dans laquelle ce terme peut devenir dominant : le contournement de l'obstacle. Ce sera le cas lorsque nous étudierons le phénomène de dépôt sur une feuille.

• F_{MA} / Effets d'inertie - Force de masse ajoutée

Nous allons maintenant déterminer les effets liés à l'inertie du fluide en situation instationnaire. Considérons pour cela, une particule sphérique se déplaçant à la vitesse $\vec{V}(t)$ dans un fluide parfait au repos. En appliquant le théorème de Bernoulli en instationnaire, connaissant le potentiel des vitesses et intégrant la pression du fluide sur la surface de la sphère, on obtient la force de masse ajoutée. Notons :

$$\phi(t) = -V(t) \frac{d^3}{16 r^2} \cos \theta \quad \text{eq. II-48}$$

le potentiel des vitesses autour d'une sphère,

la pression a pour expression, d'après Bernoulli :

Chapitre II : matériel et méthode

$$p_f(r, \theta, t) = p_\infty - \rho_f \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho_f u_f^2 = p_\infty - \rho_f \left[\frac{dV}{dt} \frac{d^3}{16r^2} \cos \theta + V^2 \frac{d^6}{64r^6} \left(1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta \right) \right] \quad \text{eq. II-49}$$

la force s'exprime donc de la façon suivante :

$$\vec{F}_f = \int_{\text{Surface de la particule}} -p_f(r, \theta, t) \vec{n} dS = -\frac{1}{12} \rho_f \pi d^3 \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{2} m_f \frac{d\vec{V}}{dt} \quad \text{eq. II-50}$$

où $m_f = \rho_f V_p$ (ρ_f masse volumique du fluide et V_p volume de la particule).

Cette force n'apparaît que lorsque le mouvement de la particule est accéléré c'est à dire qu'elle est nulle en situation stationnaire. On a donc :

$$m_p \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{2} m_f \frac{d\vec{V}}{dt} + \Sigma \text{Autres } \vec{F} \quad \text{eq. II-51}$$

En faisant passer cette force dans le premier membre, on constate que ce terme augmente l'inertie de la particule qui se comporte en fait comme si elle avait une masse équivalente $m_p + m_f/2$. C'est la raison pour laquelle cette force est appelée force de masse ajoutée. Lorsqu'un corps se déplace, il met en mouvement autour de lui un certain volume de fluide. La force de masse ajoutée résulte de l'accélération transmise à ce volume de fluide lorsque l'écoulement est instationnaire : ce n'est pas seulement la particule qui est accélérée mais la particule et la masse $m_f/2$ de fluide. On rappelle que m_f correspond à la masse de fluide de même volume que la particule. Cette force a par conséquent un effet mineur lorsque $m_p \gg m_f$ (particule dense dans de l'air), mais elle est prépondérante dans le cas contraire (bulle de gaz dans un liquide).

• F_{TCHEN} / Généralisation à un fluide qui n'est plus au repos - La force de TCHEN

Dans la configuration générale d'une particule qui se déplace à la vitesse $\vec{V}(t)$ au sein d'un écoulement uniforme visqueux $\vec{U}(t) \neq \vec{0}$ (l'air n'est plus au repos), l'expression de la force instationnaire précédente traduisant les transferts d'accélération entre la particule et le fluide devient :

$$\vec{F} = \underbrace{m_f C_M \left[\frac{d\vec{U}}{dt} - \frac{d\vec{V}}{dt} \right]}_{\text{Force de masse ajoutée}} + \underbrace{m_f \frac{d\vec{U}}{dt}}_{\text{Force de Tchen}} \quad \text{eq. II-52}$$

où la force de masse ajoutée s'ajoute à une contribution supplémentaire appelée force de Tchen.

Sans rentrer de nouveau dans les détails, à l'aide d'un même raisonnement en intégrant la pression du fluide sur la surface de la sphère, on retrouve le terme de Tchen qui représente la

Chapitre II : matériel et méthode

force que subirait le même volume de fluide en l'absence de la particule. C'est pour cela que n'entrent en compte que $\vec{U}(t)$ et m_f dans cette force.

Remarquons que le coefficient de masse ajoutée C_M a la propriété de ne dépendre que de la forme de la particule. Il vaut ainsi pour une particule sphérique :

$$C_M = 1/2 \quad \text{eq. II-53}$$

quelque soit le nombre de Reynolds, le type d'accélération et la nature de la particule (bulle, goutte ou sphère solide).

- F_L / Force de portance

Elle garde la même expression, sauf que la vitesse de l'air est instationnaire

II.2.2.3.2.1.3 Récapitulatif (écoulement quelconque)

Pour un écoulement quelconque, les forces de flottabilité F_g , la traînée stationnaire F_D , la force d'histoire F_H et la force de portance F_L gardent la même expression que précédemment, que ces forces existent ou non.

Pour ce qui est des forces de masse ajoutée F_{MA} et de TCHEN F_{TCHEN} , leurs expressions peuvent être généralisées par :

$$\vec{F}_{MA} = m_f C_M \frac{D\vec{U}}{Dt} \Big|_p - m_f C_M \frac{d\vec{V}}{dt} \quad \text{eq. II-54}$$

et,
$$\vec{F}_{TCHEN} = m_f \frac{D\vec{U}}{Dt} \Big|_p \quad \text{eq. II-55}$$

où les forces sont exprimées, cette fois-ci, en fonction de la dérivée particulaire :

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} \Big|_p = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \Big|_{x = x_p} \quad \text{eq. II-56}$$

qui tient compte à la fois des termes instationnaires en $\partial/\partial t$ et des termes de non uniformité du champ de vitesse $\vec{U} \cdot \nabla \vec{U}$.

Toutes les forces que nous avons mentionnées, sont bien intégrées dans le modèle de CFX. Elles peuvent cependant apparaître sous une autre forme.

Chapitre II : matériel et méthode

- $\vec{F}_g, \vec{F}_D, \vec{F}_H, \vec{F}_L$ et \vec{F}_{MA} gardent le même intitulé .
- Par contre, la force de TCHEN est plus communément appelée « force due au gradient de pression ».

II.2.2.3.2 Forces supplémentaires dues à l'écoulement porteur turbulent

Cette partie essentielle ne sera pas présentée ici, puisqu'il s'agit de l'étude du chapitre III sur l'adaptation des équations générales à notre cas. Une discussion sera effectuée entre le modèle de dispersion des gouttes et le mouvement brownien.

II.2.3 Formulation discrète des équations générales

II.2.3.1 Présentation de la méthode des volumes finis

Chaque équation aux dérivées partielles est intégrée au sein d'un volume de contrôle ou maille de calcul, afin d'obtenir une équation discrète qui relie la valeur de la variable au centre, aux variables voisines. La maille de calcul est un volume dont la longueur caractéristique est le pas de discrétisation spatiale. Une fois la formulation mathématique du problème réalisée, ce pas de discrétisation est fixe de manière à assurer la précision des calculs et tient compte, en particulier, des conditions de stabilité numérique imposées par la valeur des gradients.

Toutes les équations à résoudre, mis à part l'équation de continuité, ont la même forme générale :

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \text{div} (\rho \bar{U} \phi) - \text{div} (\Gamma \nabla \phi) = S \quad \text{eq. II-57}$$

où Γ est la diffusivité effective pour la quantité générique ϕ . Il s'agit ici de calculer le transport de la quantité ϕ , qui est un scalaire, connaissant le champ de vitesse \mathbf{U} . ϕ peut être une concentration en produit, une température, mais aussi une composante de la vitesse elle-même. Dans ce dernier cas, l'équation générale d'advection-diffusion n'est rien d'autre que l'équation de Navier-Stokes et la vitesse se calcule avec la pression.

Une intégration sur un volume de contrôle (CV) donne :

$$\iiint_{CV} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \iiint_{CV} \text{div} (\rho \bar{U} \phi) dV - \iiint_{CV} \text{div} (\Gamma \nabla \phi) dV = \iiint_{CV} S dV \quad \text{eq. II-58}$$

En utilisant le théorème de Gauss sur la divergence :

Chapitre II : matériel et méthode

$$\iiint_{CV} \text{div} \vec{a} \, dV = \iint_A \vec{a} \cdot \vec{n} \, dA \quad \text{eq. II-59}$$

avec A la surface fermée qui entoure le volume de contrôle, on obtient l'équation (58) transformée :

$$\iiint_{CV} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \, dV + \iint_A (\rho \vec{U} \phi) \cdot \vec{n} \, dA - \iint_A (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} \, dA + \iiint_{CV} S \, dV \quad \text{eq. II-60}$$

En ordonnant les termes, cela donne :

$$\iiint_{CV} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \, dV + \iint_A (\rho \vec{U} \phi) \cdot \vec{n} \, dA = \iint_A (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} \, dA + \iiint_{CV} S \, dV \quad \text{eq. II-61}$$

Cette équation représente l'équilibre du flux de ϕ à travers le volume de contrôle.

- Le membre de gauche représente l'accumulation temporelle et le flux convectif.
- Le terme de droite, le flux diffusif et la génération ou la destruction de la quantité ϕ , représentée par le terme source S. Si ϕ est une fraction massique, le terme source correspondra à un apport ou à une destruction de quantité de matière.

Pour des calculs en transitoire, il faut aussi intégrer par rapport au temps, ce qui donne l'équation générale de transport intégrée dans le volume de contrôle mais aussi dans le temps :

$$\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\iiint_{CV} \rho \phi \, dV \right) dt + \int_{\Delta t} \iint_A (\rho \vec{U} \phi) \cdot \vec{n} \, dA dt = \int_{\Delta t} \iint_A (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} \, dA dt + \int_{\Delta t} \iiint_{CV} S \, dV dt \quad \text{eq. II-62}$$

Nous devons maintenant passer de la formulation continue à l'écriture discrète de cette équation. Chacun des termes, dans l'ordre de l'équation (62), instationnaire, convectif, diffusif et source doit être réécrit de manière discrète, en appliquant la méthode des volumes finis dans un volume de contrôle.

Commençons d'abord par traiter les termes diffusif et source.

II.2.3.2 Traitement des termes diffusif et source

Prenons l'exemple d'un calcul en 2D ($\partial\phi/\partial z = 0$), avec uniquement un terme de diffusion et un terme source. On supposera aussi le problème stationnaire ($\partial\phi/\partial t = 0$).

L'équation (57) devient :

$$\text{div} (\Gamma \text{grad } \phi) + S = 0 \quad \text{eq. II-63}$$

Il faut donc appliquer cette équation, de manière itérative, à chaque volume de contrôle au sein du maillage. Une représentation d'une portion de ce maillage est présentée sur la figure n°9, plus loin.

Sur cette figure, le point **P** représente le centre d'une maille, ou d'un volume de contrôle. La valeur de la variable ϕ au centre **P** dépendra des valeurs dans les cellules voisines nord, sud, ouest et est, aux points **N**, **S**, **W** et **E**.

Le maillage en traits pointillés correspond aux *interfaces* des volumes de contrôle. Il est construit dans le pré-processeur. Un autre maillage en traits plein localise les centres de chaque maille, appelés *nœuds*. La variable ϕ sera calculée en chaque nœud.

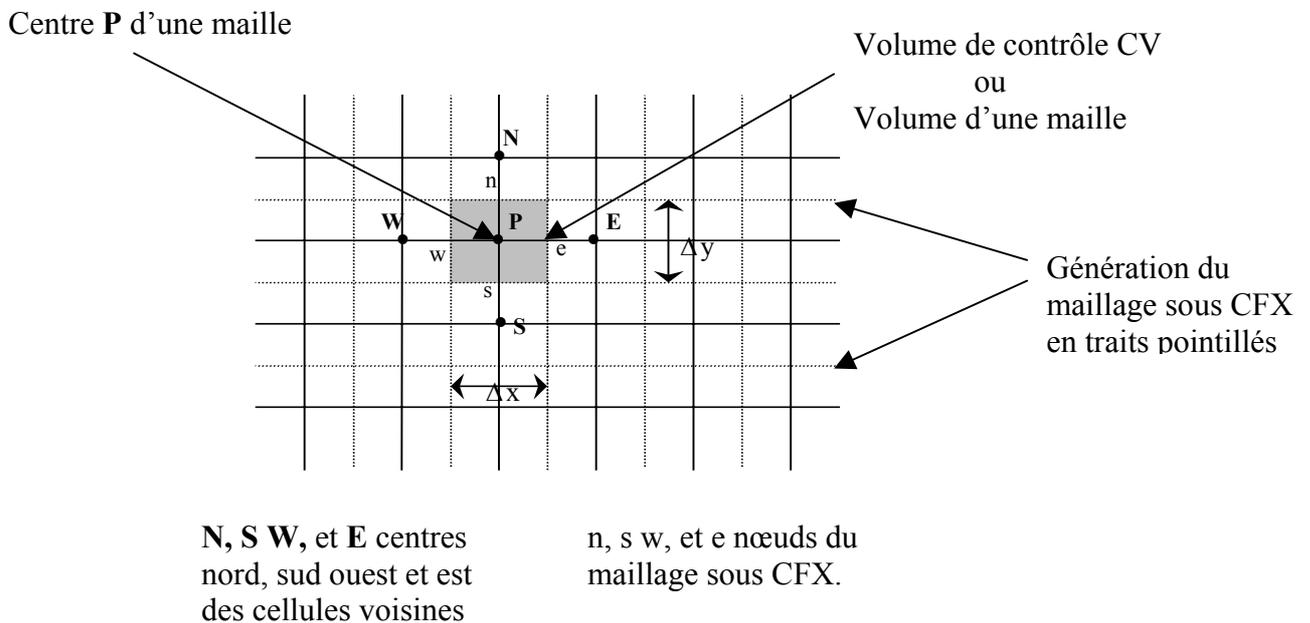


Figure II-9

Intégrons donc l'équation le long de la surface contour du volume de contrôle.

$$\int_{CV} (div (\Gamma grad \phi) + S) dV = 0 \quad \text{eq. II-64}$$

Comme nous sommes en 2D, $dV = dx dy$, il n'y a pas de dz , donc dV correspond à un élément de surface. Le contour dA ne sera pas un contour surfacique mais un contour curviligne de l'élément en gris sur la figure n°9.

L'équation 64 devient :

$$\oint_{\zeta} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl + \int_{CV} S dV = 0 \quad \text{eq. II-65}$$

où ζ représente le contour curviligne du domaine.

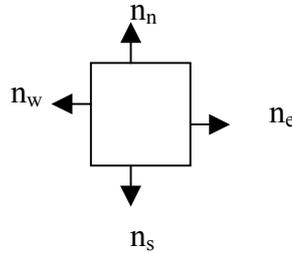


Figure II-10 : Contour ζ et normales au contour

On a, pour le terme diffusif :

$$\begin{aligned} \oint_{\zeta} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl &= \oint_{\zeta_w} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl + \oint_{\zeta_e} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl \\ &+ \oint_{\zeta_n} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl + \oint_{\zeta_s} \Gamma grad \phi \cdot \vec{n} \cdot dl \end{aligned} \quad \text{eq. II-66}$$

→ L'intégrale sur le contour est la somme des intégrales sur les 4 éléments curvilignes ouest, est, nord et sud $\zeta_w, \zeta_e, \zeta_n$ et ζ_s .

Prenons le cas de l'élément dl ouest de longueur $\Delta y = A_e$ comme usuellement noté.

Comme $grad \phi = \frac{\partial \phi}{\partial x} \vec{u}_x + \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{u}_y$, on a :

$$grad \phi \cdot \vec{n}_w = \frac{\partial \phi}{\partial x} \vec{u}_x \cdot \vec{n}_w + \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{u}_y \cdot \vec{n}_w = - \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_w \quad \text{eq. II-67}$$

Finalement, pour l'élément dl de w , on a :

$$\oint_{\zeta_w} \Gamma \text{grad } \Phi \cdot \vec{n} \cdot d\vec{l} = -\Gamma_w A_w \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \quad \text{eq. II-68}$$

On a effectué, pour Γ , une interpolation linéaire à l'interface w :

$$\Gamma_w = (\Gamma_w + \Gamma_p)/2 \quad \text{eq. II-69}$$

On fera la même chose aux autres interfaces e , n et s .

Pour l'équation complète de diffusion en stationnaire, on obtient, en ajoutant le terme source S :

$$\Gamma_e A_e \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e - \Gamma_w A_w \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w + \Gamma_n A_n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_n - \Gamma_s A_s \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_s + \bar{S} \Delta V = 0 \quad \text{eq. II-70}$$

où \bar{S} est la valeur moyenne du terme source au sein du volume de contrôle.

Approximation des termes source, gradient et coefficient de diffusion:

- On peut linéariser le terme source en écrivant :

$$\bar{S} \Delta V = S_u + S_p \Phi_p \quad \text{eq. II-71}$$

- Pour les gradients, on utilise le développement de Taylor :

$$\Phi(x + \Delta x) = \Phi(x) + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_x \Delta x + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_x \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad \text{eq. II-72}$$

Avec nos notations, cela donne :

$$\Phi_E = \Phi_P + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_P \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad \text{eq. II-73}$$

En réarrangeant, on obtient :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_P = \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\Delta x} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_P \frac{\Delta x}{2} - \dots = \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\Delta x} - \text{termes négligés} \approx \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\Delta x} \quad \text{eq. II-74}$$

Chapitre II : matériel et méthode

L'erreur sur la troncature de $\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x}{2}$ peut être réduite en diminuant la taille des mailles de largeur Δx . Pour un développement de Taylor, à de plus haut degrés, les termes tronqués s'écrivent en fonction de Δx^n , n étant l'ordre de l'approximation.

En écrivant :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad \text{eq. II-75}$$

→ notre approximation sera du 1^{er} ordre

On a donc fait une approximation du 1^{er} ordre, au point P, en tenant compte du terme Φ_E à l'EST.

Si l'on utilise Taylor à l'OUEST, on peut écrire :

$$\Phi(x - \Delta x) = \Phi(x) - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_x \Delta x + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_x \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad \text{eq. II-76}$$

ce qui donne de façon analogue :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\Phi_P - \Phi_W}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad \text{eq. II-77}$$

Les expressions (75) et (77) sont toutes deux du 1^{er} ordre. Elles font intervenir deux points seulement, le centre et un voisin EST, OUEST, NORD, ou SUD.

Voyons maintenant une approximation du second ordre :

En faisant la différence entre les valeurs de ϕ à deux points « cardinaux » de part et d'autre du centre, on passe à une discrétisation du second ordre comme suit :

$$\Phi(x + \Delta x) - \Phi(x - \Delta x) = 2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + 2 \left(\frac{\partial^3 \Phi}{\partial x^3}\right)_P \frac{\Delta x^3}{3!} + \dots = \Phi_E - \Phi_W \quad \text{eq. II-78}$$

et on obtient :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\Phi_E - \Phi_W}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad \text{eq. II-79}$$

Chapitre II : matériel et méthode

L'équation (79) représente la formule de différence centrée, qui est du second ordre. Lorsque l'on resserre le maillage, les erreurs du second ordre diminueront plus vite que celles du premier ordre.

Si l'on applique cette différence centrée à l'interface e du maillage CFX de la figure n°9, on a finalement :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_e = \frac{\Phi_E - \Phi_P}{2(\Delta x / 2)} \quad \text{eq. II-80}$$

Si l'on reprend le bilan de l'équation (70), en notant $A_e = A_w = \Delta y$ et $A_n = A_s = \Delta x$, on a :

$$\Gamma_e A_e \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta x_{PE}} - \Gamma_w A_w \frac{\Phi_P - \Phi_W}{\delta x_{WP}} + \Gamma_n A_n \frac{\Phi_N - \Phi_P}{\delta y_{PN}} - \Gamma_s A_s \frac{\Phi_P - \Phi_S}{\delta y_{SP}} + \bar{S} \Delta V = 0 \quad \text{eq. II-81}$$

avec, on le rappelle :

$$\bar{S} \Delta V = S_u + S_p \Phi_p$$

En posant :

a_w	a_E	a_s	a_N	a_p
$\frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}}$	$\frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}}$	$\frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}}$	$\frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}}$	$a_w + a_E + a_s + a_N$ - S_p

on peut écrire finalement l'équation de diffusion de départ

$$\int_{CV} (\text{div} (\Gamma \text{grad } \phi) + S) dV = 0$$

sous la forme discrétisée ou matricielle :

$$a_p \Phi_p = a_w \Phi_w + a_E \Phi_E + a_s \Phi_s + a_N \Phi_N + S_u \quad \text{eq. II-82}$$

a_p représente la diagonale de la matrice et S_u , les autres termes.

conclusion sur la diffusion et les termes sources

Le logiciel CFX utilise bien cette méthode-ci, avec les mêmes appellations. Il note exactement :

$$\int (\Gamma \text{ grad } \phi) \cdot \vec{n} dA = \frac{\Gamma A_w}{h_w} (\Phi_P - \Phi_W) \quad \text{eq. II-83}$$

$$= D_w (\Phi_P - \Phi_W)$$

où A_w est la surface ou l'élément de longueur à l'OUEST selon que l'on soit en 2D ou 3D, h_w la distance entre la face ouest et le centre P du volume de contrôle et D_w est le coefficient de diffusion.

Voyons maintenant comment sont traités les termes d'advection.

II.2.3.3 Approximation des termes de convection

Le terme convectif peut être exprimé de différentes façons selon la manière dont on traite les valeurs de Φ aux interfaces. On distingue, par exemple, le schéma aux différences centrées, le schéma upwind du premier ordre, le schéma upwind du second ordre, le schéma quadratique etc... .

Le schéma aux différences centrées $\phi_w = (\phi_W + \phi_P)/2$ n'est en fait pas bien adapté pour les termes de convection, dès lors que le flux moyen garde globalement le même sens. Si le flux va d'ouest (**W**) en est (**E**), la face **w** devrait dépendre plus du flux en amont qu'en aval, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on fait la moyenne au centre entre **W** et **P**. Le schéma upwind, quant à lui, serait mieux adapté, puisqu'il donnerait directement à la face **w**, la valeur en amont : $\phi_w = \phi_W$. En fait, strictement parlant, la solution d'une équation hyperbolique ne dépend que de ce qu'il y a en amont. On peut prendre en compte ce qui se passe en aval à condition que cela revienne à ajouter de la diffusion numérique.

Regardons maintenant, le schéma quadratique.

On rappelle la forme du terme convectif :

$$\iiint_{CV} \text{div}(\rho \vec{U} \phi) dV = \iint_A (\rho \vec{U} \phi) \cdot \vec{n} dA \quad \text{eq. II-84}$$

Si l'on prend l'exemple en 1D

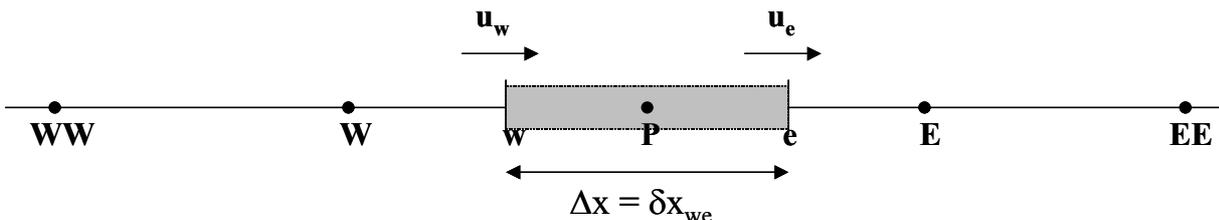


Figure II-11 : représentation en 1D du volume d'intégration

en intégrant on obtient :

$$\oint_A (\rho \bar{U} \phi) \cdot \vec{n} \cdot dA = (\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w \quad \text{eq. II-85}$$

Dans le schéma quadratique, du troisième ordre, les valeurs de ϕ , pour des flux ($F = \rho u$) positifs, sont exprimées de la sorte :

à l'est,
$$\phi_e = \frac{3}{8} \phi_E + \frac{6}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_W \quad \text{eq. II-86}$$

et à l'ouest
$$\phi_w = \frac{3}{8} \phi_P + \frac{6}{8} \phi_W - \frac{1}{8} \phi_{WW} \quad \text{eq. II-87}$$

On remarque que les coefficients des termes en amont sont plus forts qu'en aval.

Dans le cas de flux négatifs, on a :

$$\phi_e = \frac{3}{8} \phi_P + \frac{6}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_E \quad \text{eq. II-88}$$

$$\phi_w = \frac{3}{8} \phi_P + \frac{6}{8} \phi_E - \frac{1}{8} \phi_{EE} \quad \text{eq. II-89}$$

Là, les poids des coefficients sont inversés puisque le flux va dans l'autre sens. Mais on respecte la règle d'amont vers l'aval du flux.

→ Maintenant que nous avons donné un exemple d'approximation des termes de convection, donnons la matrice de résolution du système couplé de convection-diffusion.

Couplage entre les termes de diffusion et convection

Lorsqu'on assemble, en 1D par exemple, les termes de diffusion et de convection, en utilisant le schéma du troisième ordre, pour les termes de convection et une approximation du deuxième ordre (différence centrée) pour les termes de diffusion, on obtient la matrice de résolution suivante:

$$\underline{a_p \Phi_P = a_W \Phi_W + a_E \Phi_E + a_{WW} \Phi_{WW} + a_{EE} \Phi_{EE}}$$

eq. II-90

sans les termes sources pris en compte ici, avec, les coefficients centraux a_p , tels que :

$$\underline{a_p = a_W + a_E + a_{WW} + a_{EE} + (F_e - F_w)}$$

eq. II-91

Chapitre II : matériel et méthode

et les coefficients voisins :

a_w	a_{ww}	a_E	a_{EE}
$D_w + \frac{6}{8}\alpha_w F_w + \frac{1}{8}\alpha_e F_e + \frac{3}{8}(1-\alpha_w)F_w$	$-\frac{1}{8}\alpha_w F_w$	$D_e - \frac{3}{8}\alpha_e F_e - \frac{6}{8}(1-\alpha_e)F_e - \frac{1}{8}(1-\alpha_w)F_w$	$\frac{1}{8}(1-\alpha_e)F_e$

en rappelant que $F = \rho U$ et $D = \Gamma/\delta x$
avec $\alpha_i = 1$ lorsque $F_i > 0$ et $\alpha_i = 0$ lorsque $F_i < 0$

Nous avons donc vu les méthodes d'intégration des termes diffusifs, source et convectifs.

Il reste, pour l'équation de Navier-Stokes, à discrétiser les termes de pression.

II.2.3.4 Approximation des termes de pression

Pour ce qui est des termes de pression, on écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_p - p_w}{\delta x_u} = \frac{\left(\frac{p_E + p_P}{2}\right) - \left(\frac{p_P + p_W}{2}\right)}{\delta x} = \frac{p_E - p_W}{2\delta x} \quad \text{eq. II-92}$$

Pour assurer un bon conditionnement de la matrice discrète, on utilise un maillage décalé (Harlow and Welch, 1965).

Ainsi, la pression et les scalaires, mis à part les composantes de la vitesse, sont calculés aux nœuds représentés par les points (•) au centre des volumes de contrôle. Quant aux vitesses, elles sont définies aux interfaces.

Nous allons donc construire un nouveau système de notation, pour discrétiser les équations de la conservation de la quantité de mouvement (cf figure n° 12) :

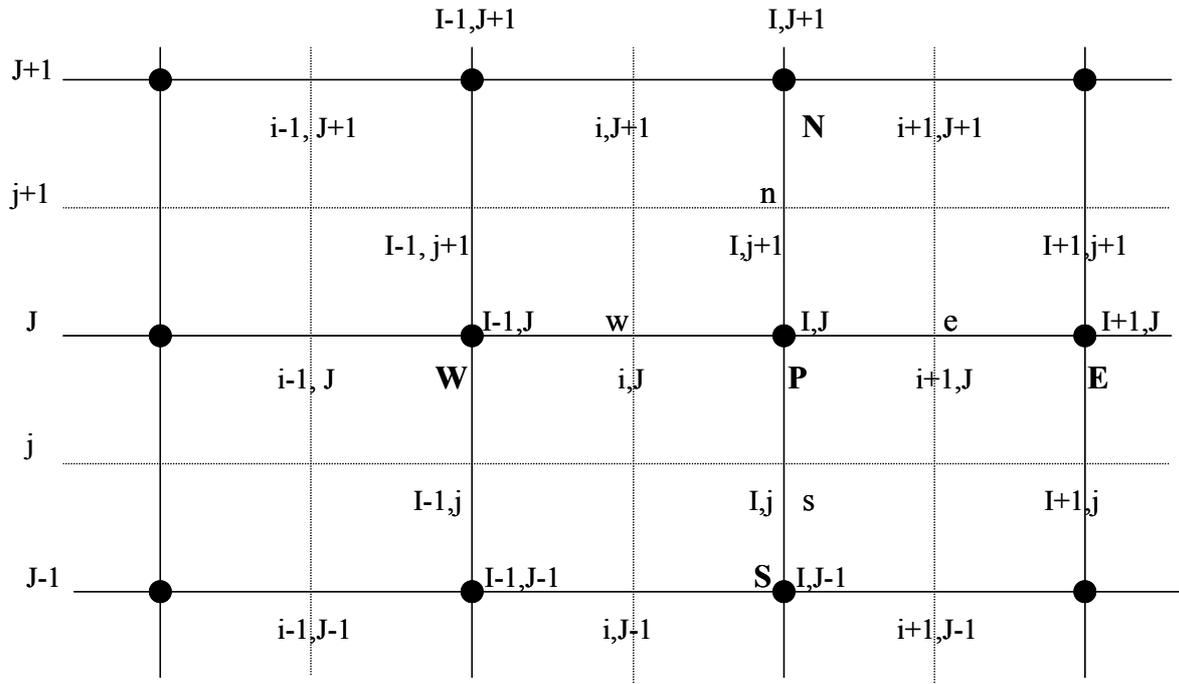


Figure II-12 : double maillage pour la pression et la vitesse

Les équations de la quantité de mouvement sont représentées par la matrice suivante pour la composante u de la vitesse :

$$a_{i,J}u_{i,J} = \sum a_{nb}u_{nb} + (p_{I-1,J} - p_{I,J})A_{i,J} + b_{i,J} \quad \text{eq. II-93}$$

où $b_{i,j} = \bar{S}\Delta V_u$ est le terme source de quantité de mouvement,
 ΔV_u le volume de contrôle,

et $A_{i,J}$ l'aire de la face ouest ou est du volume de contrôle.

Dans cette nouvelle numérotation, les nœuds **E**, **W**, **N** et **S** pour la détermination de $\sum a_{nb}u_{nb}$ sont aux positions respectives $(i-1,J)$, $(i+1,J)$, $(i,J+1)$ et $(i,J-1)$.

Sans rentrer plus loin dans les détails, on peut simplement conclure que les coefficients $a_{i,j}$ et a_{nb} doivent être calculés suivant différentes méthodes adaptées pour les problèmes de diffusion-convection.

II.2.3.5 Discrétisation de l'équation de continuité

$$\text{div } \vec{U} = 0 \quad \text{eq. II-94}$$

On applique de la même façon la méthode des volumes finis :

$$\int_{CV} \text{div } \vec{U} dV = 0 \quad \text{eq. II-95}$$

que l'on transforme, à partir du théorème de Gauss :

$$\iiint_{CV} \text{div } \vec{U} dV = \iint_A \vec{U} \cdot \vec{n} dA \quad \text{eq. II-96}$$

Par exemple, pour un calcul en 1D, cela donne en s'appuyant sur la figure 11 précédente :

$$(\rho UA)_e - (\rho UA)_w = 0 \quad \text{eq. II-97}$$

Il reste à voir en quelques mots, comment sont couplées ces équations.

II.2.3.6 Algorithme

Le « SIMPLER » algorithme est une méthode du traitement de ces équations :

1^{ère} étape : En imposant des conditions initiales sur les vitesses, la pression et les scalaires, une première résolution donne les valeurs des vitesses u^* , v^* .

2^{ème} étape : On résout les équations discrétisées pour la pression, pour sortir la variable p^* .

3^{ème} étape : Puis vient l'étape de correction des pressions et des vitesses, pour donner u, v, p et ϕ^* .

4^{ème} étape : On calcule les quantités scalaires à partir des équations d'advection diffusion.

→ S'il y a convergence de la solution on s'arrête, sinon on recommence.

Il reste un dernier terme à discrétiser, le terme instationnaire si l'écoulement est non permanent. Il correspondra à une étape supplémentaire de l'algorithme.

II.2.3.7 Discrétisation temporelle

Dans CFX, par défaut, le schéma de discrétisation temporelle est implicite. Les variables ϕ^{n+1} au nœud P, se calculent à partir des variables ϕ^n , déjà existantes au même nœud, l'indice n représentant le numéro de pas de temps. Elles s'expriment aussi en fonction des nœuds voisins au temps $n+1$.

On a, sous forme continue :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad \text{eq. II-98}$$

sous forme discrétisée :

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^n) \quad \text{eq. II-99}$$

et sous forme matricielle, cela donne, en 1D :

$$a_P^{n+1} \phi_P^{n+1} = a_W^{n+1} \phi_W^{n+1} + a_E^{n+1} \phi_E^{n+1} + a_P^n \phi_P^n + S_u^{n+1} \quad \text{eq. II-100}$$

Chaque paramètre sera calculé à chaque pas de temps en fonction de sa valeur au pas de temps précédent, mais aussi à partir des valeurs au nœuds voisins, au pas de temps considéré.

Sans rentrer dans les détails des autres schémas, on peut citer le schéma explicite où les variables sont exprimées uniquement en fonction des variables déjà existantes.

Pour clore sur la partie discrétisation de l'écoulement, il reste à préciser qu'un traitement particulier est à effectuer au niveau des limites du domaine de calcul, où des conditions sur les variables et les gradients sont imposées. Ce sont des conditions de type Neumann ou Dirichlet.

La partie calcul de la phase continue étant terminée, il reste l'étude de la phase dispersée.

II.2.3.8 Discrétisation du transport des gouttes

Pour calculer la trajectoire des gouttes, il faut résoudre deux équations.

- La première pour le calcul des **vitesse**s :

$$\frac{dv_i}{dt} = C_D \frac{\pi d^2}{8 m_p} \rho_f \|\vec{u} - \vec{v}\| (u_i - v_i) + \frac{F_i}{m_p} + \frac{(m_p - m_f)}{m_p} g_i \quad \text{eq. II-101}$$

F_i correspond aux termes de Basset, de portance, de masse ajoutée et de TCHEN, pour la composante i .

En supposant que les termes de force volumique restent constants durant chaque intervalle de temps suffisamment petit, et en linéarisant les autres forces agissant sur la particule, on pose :

$$\frac{(m_p - m_f)}{m_p} g_i = f_{g_i} \text{ (constant)} \quad \text{eq. II-102}$$

$$\frac{F_i}{m_p} = \gamma(u_i - v_i) \text{ (linéarisation)} \quad \text{eq. II-103}$$

on obtient :

$$\frac{dv_i}{dt} = \underbrace{\left[C_D \frac{\pi d^2}{8 m_p} \rho_f \|\vec{u} - \vec{v}\| + \gamma \right]}_{\frac{1}{\tau_p}} (u_i - v_i) + f_{g_i} \quad \text{eq. II-104}$$

soit, finalement, l'équation 105 :

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u_i - v_i) + f_{g_i} \quad \text{eq. II-105}$$

où u est la vitesse instantanée de l'air, v celle de la particule, et τ_p , le temps de relaxation de la goutte. Il correspond au temps de réponse à une perturbation extérieure. Si la particule est soumise à un champ de vitesse d'air, elle mettra un certain temps pour atteindre la même vitesse.

- La seconde calcule la **trajectoire** :

$$\frac{dx_i}{dt} = v_i \quad \text{eq. II-106}$$

D'un point de vue discrétisation, les calculs sont effectués à chaque pas de temps d'intégration.

Il existe différents schémas d'intégration. CFX ne spécifie pas sa méthode, mais on peut présenter la méthode des trapèzes :

On aura donc, pour ce schéma :

$$\frac{v_i^{n+1} - v_i^n}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_p} (u_i^* - v_i^{n+1}) + \dots \quad \text{eq. II-107}$$

- où n représente le numéro d'itération

- u_i^* tel que :

$$u_i^* = \frac{1}{2} (u_i^n + u_i^{n+1}) \quad \text{eq. II-108}$$

-et u_i^{n+1} qui s'écrit :

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \Delta t v_i^n \cdot \nabla u_i^n \quad \text{eq. II-109}$$

Nous obtenons donc, après le calcul, la vitesse de la particule en fonction du temps.

La trajectoire se déduit simultanément selon :

$$\frac{x_i^{n+1} - x_i^n}{\Delta t} = v_i^n \quad \text{eq. II-110}$$

II.2.4 Conclusion

Nous venons de présenter le modèle général, de manière classique. Ce rappel permettra de comprendre les termes complémentaires ou modifiés dans le modèle adapté à notre problème, lors du troisième chapitre. Avant de les décrire, la première étape de cette étude a consisté à définir une première approche de modélisation du processus de pulvérisation et de dépôt. Il s'agit du « modèle aux concentrations ».

II.3 Choix d'une approche de modélisation

II.3.1 Le modèle aux concentrations

Une première approche de modélisation, introduite dans la partie II.2, consiste à représenter le liquide pulvérisé par un constituant de concentration C_a . L'absorption de ce liquide est alors représentée par un coefficient de reprise, dans l'équation aux concentrations. Une autre approche consiste à représenter le liquide par le transport réel des gouttelettes. Pour faire le choix de passer au modèle lagrangien, il convient d'abord de discuter, dans ce qui suit, des résultats obtenus avec le modèle aux concentrations. Pour cela, il conviendra, même si ce n'est pas l'objet de ce chapitre, de présenter des résultats de calcul de dépôt, uniquement pour ce modèle.

II.3.2 Méthodologie

La première étape consiste à acquérir les données expérimentales qui serviront à caler les paramètres de calcul.

On rappelle que le matériel utilisé pour les expériences en laboratoire est le laser qui détermine deux composantes de vitesses et les diamètres des particules. S'il s'agit de

Chapitre II : matériel et méthode

particules non visibles comme l'air, un nuage de fumée est envoyé dans la zone de mesure. Pour l'analyse du flux d'air à travers la végétation, on reprendra les essais réalisés au Cemagref (*Vanhiesbecq, 2000*). Cette végétation est différente d'une vigne réelle mais intéressante car il a été tiré profit des résultats pour vérifier la relation empirique entre indice foliaire et force de traînée, et pour caler la valeur de la résistance du feuillage à entrer dans le modèle (cf chapitre III).

Pour les mesures de dépôts, les données en annexe 1 permettront de caler les valeurs du coefficient d'absorption.

Une deuxième étape consiste à réaliser une représentation géométrique du maillage permettant le calcul numérique.

L'outil principal est, comme déjà cité, le logiciel de Mécanique des Fluides CFX, qui permet de faire des calculs monophasiques ou polyphasiques. La géométrie 3D utilisée pour l'analyse du dépôt est présentée dans les deux figures 13 et 14 suivantes :

Figure II-13 : vue de dessus

La vigne, d'une épaisseur de 75 cm est placée à 10 cm de l'entrée du flux d'air. Il est dirigé dans le sens de l'axe [Oy), avec une vitesse initiale de 7 m/s, ce qui correspond aux valeurs usuelles de vitesse de pulvérisation. Le maillage est très serré entre l'entrée du domaine et la vigne (zone apparaissant en noir).

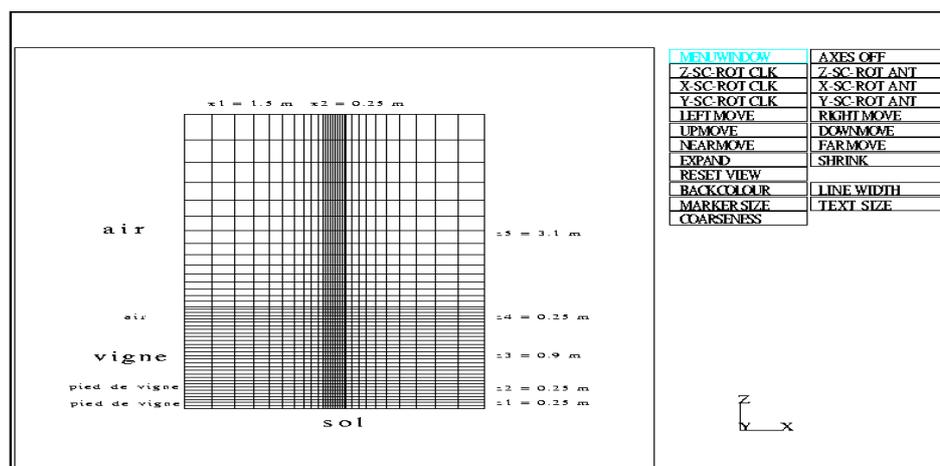


Figure II-14 : vue de côté

Vue de côté (fig 14), la vigne a une hauteur de 1.4 m en comptant les pieds. Une bande noire centrale représente la zone raffinée où passe la plus grande partie du flux d'air centré. Les conditions aux limites sont des pressions relatives nulles sur les bords éloignés pour ne pas gêner le calcul.

II.3.3 Modèle

II.3.3.1 Régime d'écoulement

L'étude du modèle aux concentrations est faite en régime stationnaire. Le pulvérisateur reste fixe face à la végétation.

Pour l'évaluation du nombre Reynolds, on peut prendre pour longueur caractéristique, l'espacement entre les feuilles de l'ordre de 10 cm. Pour une vitesse de l'ordre de 5 m/s, on calcule :

$$Re = \rho_{\text{air}} U L / \eta_{\text{air}} = 1.29 \times 5 \times 0.1 / 1.5 \text{ E}^{-5} = 43\ 000 \quad \text{eq. II-111}$$

Le régime d'écoulement est pleinement turbulent. Un modèle de turbulence, du type k- ϵ , est donc introduit. Ce choix n'est pas très bien adapté au cas de l'écoulement au travers d'un milieu poreux. Des termes sources de turbulence doivent donc être intégrés dans les équations en énergie turbulente et de dissipation.

II.3.3.2 Les équations mises en jeu

Le modèle est régi par les équations générales présentées lors du premier chapitre, à savoir :

-l'équation de continuité

-les 3 équations moyennées de la quantité de mouvement avec un facteur de résistance appelé « R_f », relié au LAD (surface des feuilles par unité de volume). Il s'agit du terme a_{2U} de

Chapitre II : matériel et méthode

l'équation I-11, à un facteur ρ , près. Nous ne parlerons pas ici des résultats sur les mesures de résistance faites lors des essais expérimentaux face à une végétation artificielle puisqu'ils sont communs avec le modèle lagrangien final (cf eq. III-7).

-les équations pour k et ε : pour le modèle aux concentrations, les anciens résultats n'avaient pas tenu compte des termes sources de turbulence due à la végétation. En revanche, cette modification est apportée lors de l'application du modèle lagrangien.

-l'équation d'advection-diffusion pour le produit de concentration Ca avec un terme d'absorption : si l'on suppose que les vitesses d'air et des gouttelettes sont les mêmes, pour des particules relativement fines, l'analyse des dépôts peut se faire à partir de la diminution de la concentration en produit, lors de sa pénétration dans le feuillage. Pour modéliser cette perte en concentration, il suffit de rajouter un terme source négatif dans l'équation d'advection-diffusion, en régime turbulent.

II.3.4 Méthode de mesure du dépôt

Des essais de pulvérisation avec le turbocoll ont été effectués au champ.

La démarche consiste à reprendre les mesures de dépôt déjà existantes, et à caler les paramètres d'absorption, pour retrouver les mêmes tendances, à savoir une décroissance exponentielle de la quantité de produit déposé. Pour cela, la géométrie utilisée est celle des figures 13 et 14 déjà mentionnées. L'air est projetée dans la direction y .

$y_1 = 0.1$ m correspond à la zone libre entre l'entrée et la vigne, maillée très finement.

$y_2 = 0.75$ m désigne l'épaisseur de la vigne caractérisée comme un milieu particulier de résistance R_f , avec $R_f = 0$ dans le reste du domaine.

Le terme source S_p (cf eq. II-31) est une valeur constante non nulle choisie, de telle sorte que le dépôt initial, dans la première tranche de végétation, corresponde au dépôt expérimental. En dehors de la vigne, $S_p = 0$.

Compte tenu des indications sur le terrain, les dépôts ont été mesurés en $\mu\text{L}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour différentes zones de la végétation. Chaque rang a été divisé par tranches de 50 cm de 0 à 200 cm, dans la direction x , celle du sens d'avancement du tracteur. Dans le sens de la pénétration y , les valeurs ont été prises tous les 25 cm de 0 à 125 cm. Et pour z , tous les 25 cm de 0 à 200 cm. Pour chaque cube de mesure, une surface foliaire a été déterminée, comme dans le tableau n°1 en annexe 1.

Etant donné que le travail consiste ici à étudier l'évolution de la concentration en fonction de la pénétration, tout l'espace représenté par le tableau n'a pas été gardé. La zone de mesure finalement retenue correspond au tableau n°2 en annexe 2, pour z compris entre 75 et 150 cm du sol.

Remarques: La partie $Y = 0$ à 25 cm n'a pas été prise en compte car la surface foliaire y est quasiment nulle. Il en est de même pour $Y = 100$ à 125 cm (revoir le tableau n°1).

Chapitre II : matériel et méthode

Si l'on suppose que la vigne fictive est située à 0.1 m de l'entrée (fig 13) et que la vigne réelle commence à $Y = 25$ cm dans le repère au champ, alors Y compris entre 0.25 et 0.5 m correspond à $Y_{\text{moy}} = 0.1 + (0.5 - 0.25)/2 = 0.225$ m, dans le repère de CFX, comme sur la figure n°15.

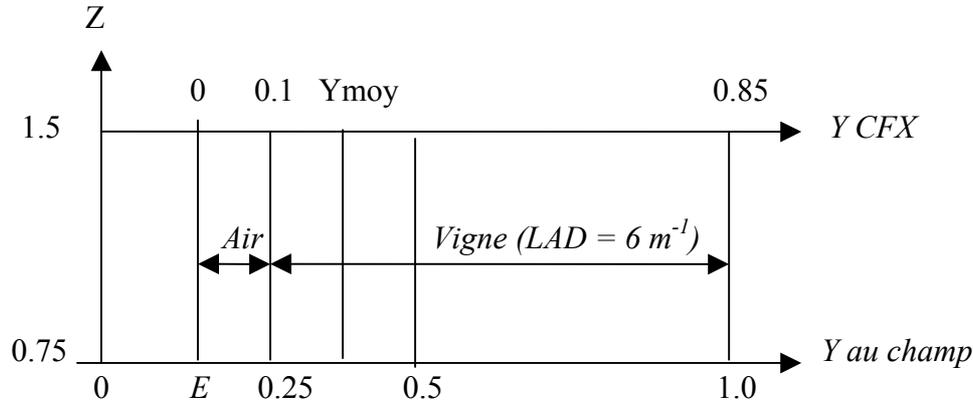


Figure II-15 : avec E : Entrée du flux d'air pour CFX

Pour un $LAD = 6.0$ et un coefficient de traînée $C_n = 0.3$, le R_f calculé est de : 2.2 kg.m^{-4} (les explications seront données dans le chapitre III).

Pour ce qui est de la fraction massique Y_a du produit phytosanitaire, elle a été calée à partir du dépôt initial d'une valeur de $0.48 \mu\text{L.cm}^{-2}$ à l'ordonnée $Y_{\text{moy}} = 0.225$ m.

La correspondance entre la fraction massique Y_a , la concentration C_a , et le dépôt est donnée par :

$$C_a = \rho * Y_a \quad \text{eq. II-112}$$

Le terme source S s'écrit : $S = S_u + S_p * Y_a$ et S_p a pour dimension $\text{ML}^{-3}\text{T}^{-1}$ ($S_u = 0$).

Lorsque Y_a varie d'une quantité $d(Y_a)$, C_a varie de :

$$d(C_a) = \rho * d(Y_a) + d\rho * Y_a \quad \text{eq. II-113}$$

ρ étant la masse volumique de l'ensemble air-produit.

Le dépôt numérique D_y en kg.m^{-2} calculé en $y = (y_{i-1} + y_i)/2$ avec y_i position dans la direction y du nœud i dans le repère topologique, a pour expression suivante :

$$D_y = (C_{a_{y_i}} - C_{a_{y_{i-1}}})/a \quad \text{eq. II-114}$$

$C_{a_{y_i}}$, exprimé en kg.m^{-3} , étant la concentration en produit phytosanitaire à la distance y_i ,

Chapitre II : matériel et méthode

et a, le LAD égal à 6 m^{-1} qui permet d'effectuer la correspondance entre dépôt par unité de volume et dépôt surfacique.

Si l'on veut exprimer ce dépôt en $\mu\text{L}\cdot\text{cm}^{-2}$, on obtient :

$$D_y' = D_y \times 10^2 \times V_m \quad \text{eq. II-115}$$

où V_m est le volume massique de l'eau égale à $1 \text{ L}\cdot\text{kg}^{-1}$.

II.3.5 Résultats-Discussion

Lorsqu'une valeur numérique de Y_a est entrée, elle diminue au fur et à mesure qu'elle pénètre dans le feuillage, et aussi dans le temps, puisque le terme source S_p est négatif et défini par unité de temps (figure n°16).

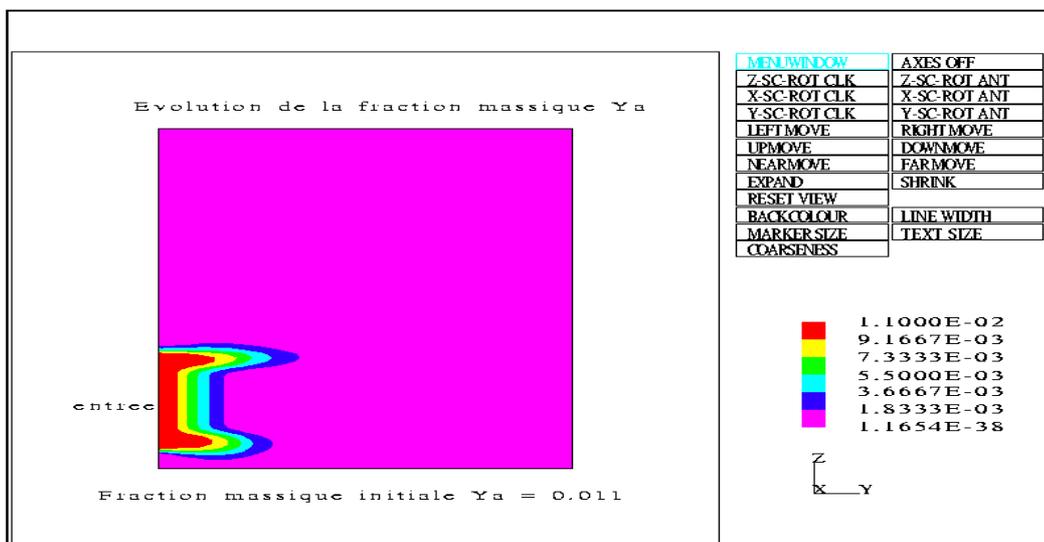


Figure II-16 : simulation de l'évolution de la fraction massique lors de la pénétration dans le feuillage

Dès lors que le dépôt numérique est connu pour tout y , et que trois mesures expérimentales existent, dans le tableau n°2, pour $Y = 0.225, 0.475$ et 0.725 m par rapport au repère de CFX, théorie et expérience peuvent être comparées dans la figure n°17 (Da Silva, 2001) qui suit, pour lequel le calcul a été effectué en régime transitoire, après avoir obtenu le champ des vitesses d'air en régime stationnaire, en l'absence de produit.

La vigne est comprise entre les ordonnées $y = 0.1 \text{ m}$ et 0.85 m , ce qui donne une épaisseur de végétation égale à 75 cm .

Chapitre II : matériel et méthode

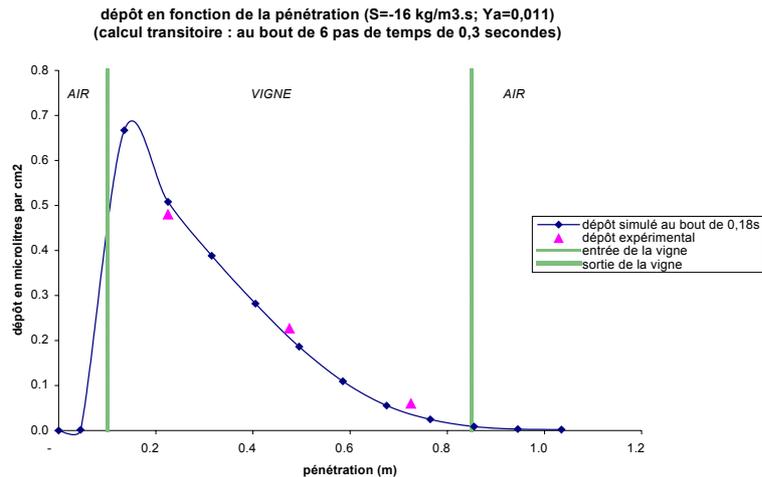


Figure II-17 : dépôt en fonction de la distance de pénétration

Comme expliqué plus haut, le point de repère pour caler S_p et Y_a est le triangle de gauche correspondant à un dépôt expérimental de $0.48 \mu\text{L}.\text{cm}^{-2}$ à la distance de 0.225 m. Ensuite, les trois points de mesure épousent relativement bien la courbe. Le dépôt décroît très rapidement en fonction de la pénétration, il s'agit donc d'une "mauvaise" pulvérisation qui favorise la partie avant de la vigne. L'idéal serait d'avoir une répartition de produit uniforme dans toute la végétation, ce qui correspondrait à une courbe horizontale. Quelles sont donc les paramètres physiques à moduler pour optimiser le taux de rétention ?

L'énergie turbulente k laisse penser que plus les fluctuations de vitesse à l'intérieur du feuillage sont importantes, plus les gouttelettes pénètrent facilement dans la végétation. La vitesse du mouvement moyen joue aussi un rôle essentiel. Quand le flux d'air est trop rapide, les feuilles n'ont pas le temps d'être "vues".

Il est alors intéressant de voir dans ce cas-ci, comment ces deux paramètres évoluent numériquement en fonction de la pénétration. Il faut préciser qu'ils n'ont pas encore été mesurés expérimentalement, à l'intérieur même de la végétation, ce qui devrait être fait à l'avenir.

Les logarithmes k et V sont représentés sur la figure n°18 :

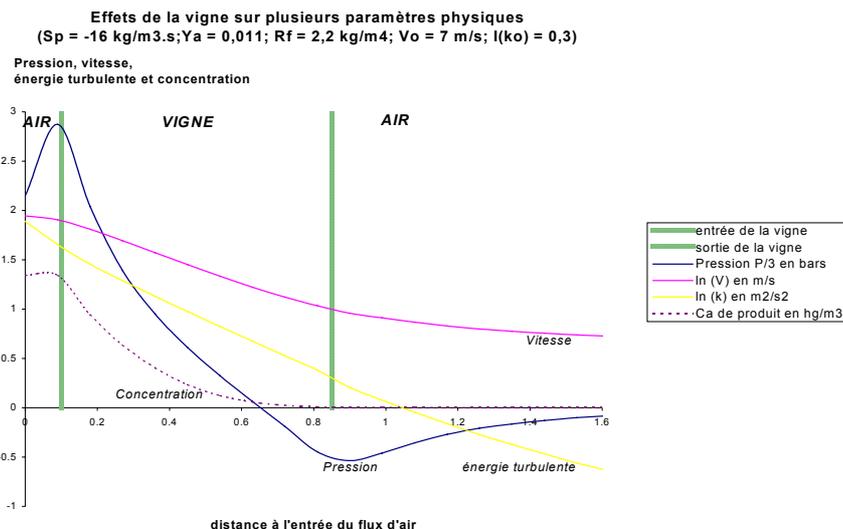


Figure II-18 : Evolution des paramètres physiques au travers de la végétation

Le logarithme de l'énergie turbulente et de la vitesse décroît linéairement à l'intérieur de la végétation. Mais il convient de souligner que ce premier modèle n'a pas tenu compte de termes sources d'énergie turbulente. Ce problème sera traité dans le troisième chapitre. Si l'énergie turbulente était uniforme, le produit serait probablement mieux distribué. Mais la question se pose de savoir comment générer une turbulence constante dans le domaine du feuillage, avec les appareils utilisés à l'heure actuelle. Peut-être faudrait-il créer un remou supplémentaire entre les feuilles, non généré par le flux principal ?

Pour conclure sur cette partie, il faut reconnaître qu'une seule comparaison avec l'expérience n'est pas suffisante, et que des mesures répétées sur une végétation même artificielle seraient bien utiles à la compréhension de l'évolution des paramètres. Aussi, un certain nombre de questions sont soulevées.

- D'une part, la masse volumique de l'ensemble air-produit dans l'équation d'advection-diffusion est différente de la masse volumique de l'air seul. L'hypothèse forte du modèle rejoint celle admise pour les gouttes, à savoir que les espèces ajoutées ont la même vitesse que le mélange fluide-eau, ce qui n'est en réalité pas le cas pour de trop grosses gouttes.
- D'autre part, le modèle comprenant un coefficient de rétention semble convenir pour l'analyse de l'absorption du produit par la vigne, puisqu'une première correspondance a été faite entre dépôt simulé et dépôt expérimental. Cependant, S_p doit être calé arbitrairement à partir de la première valeur du dépôt. Par contre, il n'est pas modifié pour le reste de la végétation et donne des résultats corrects.

II.3.6 Modifications du modèle aux concentrations et nouveaux résultats

Il a été décidé de faire varier le coefficient S_p en fonction du LAD et de voir s'il n'y aurait pas une corrélation entre ces deux paramètres. C'est ce qui a fait l'objet de la seconde publication (Da Silva, 2002).

Pour reprendre très succinctement les résultats de Carole Sinfort, il semblerait que le dépôt ait une évolution quasi-linéaire avec le LAD, comme présenté sur la figure n°19 suivante :

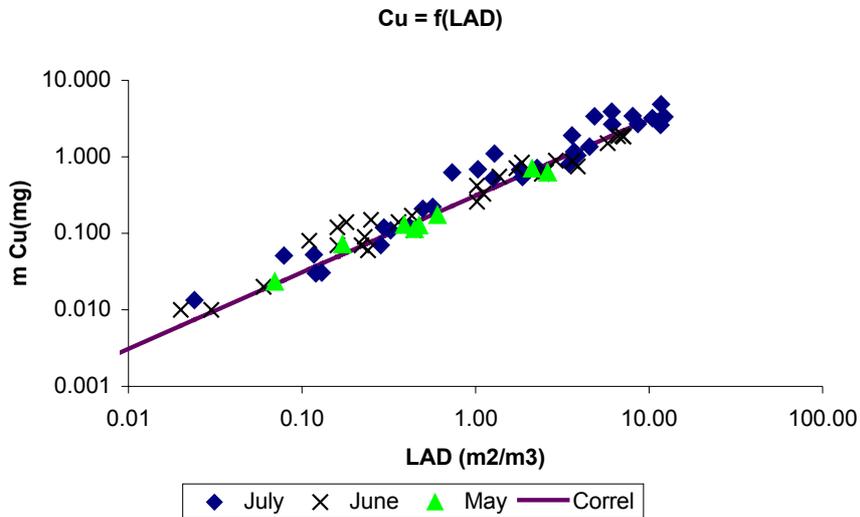


Figure II-19 : dépôt de cuivre en fonction du LAD

De mon côté, pour remettre en question l'idée d'un coefficient d'absorption constant au sein de la végétation, une nouvelle simulation a été effectuée en divisant la végétation en 5 tranches verticales, avec l'introduction d'une force de résistance fonction du LAD et d'un terme d'absorption pour modéliser le dépôt, comme représenté sur la figure n°20.

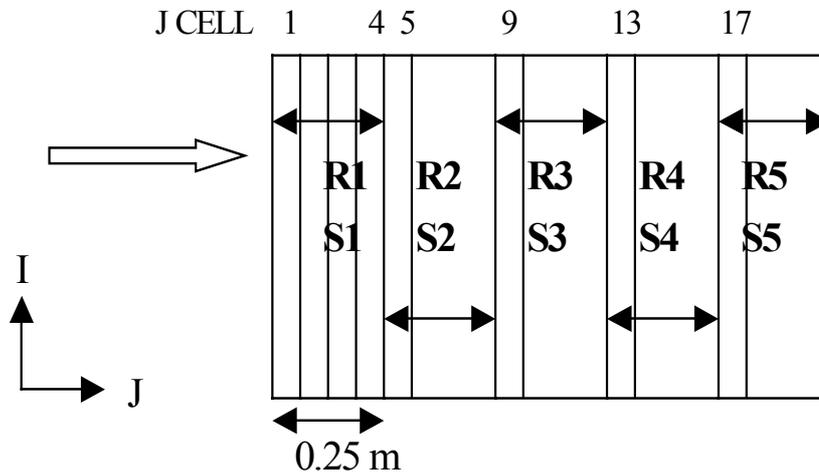


Figure II-20 : Echantillonnage de la végétation

Les valeurs de S_p ont été calées par une méthode parabolique de telle sorte que le dépôt simulé soit égal au dépôt expérimental comme sur la figure n°21. La méthode consiste à déterminer S_p de tranches en tranches. Pour la première tranche, par exemple, on calcule la concentration initiale, avec $S_1=0$. On relance le calcul avec $S_1 \neq 0$ et les autres coefficients

Chapitre II : matériel et méthode

mis à 0. On en déduit le dépôt dans la première tranche en faisant la différence entre les concentration initiale et finale. De même, on lance un nouveau calcul, avec $S_1 \neq 0$, pour avoir la concentration initiale dans la seconde tranche, les autres coefficients restant à 0. Ensuite en imposant S_1 et $S_2 \neq 0$, et les autres coefficients toujours à 0, on détermine le dépôt dans la deuxième tranche. On continue le processus jusqu'à la dernière tranche.

On obtient ainsi le dépôt expérimental et calculé pour chaque tranche :

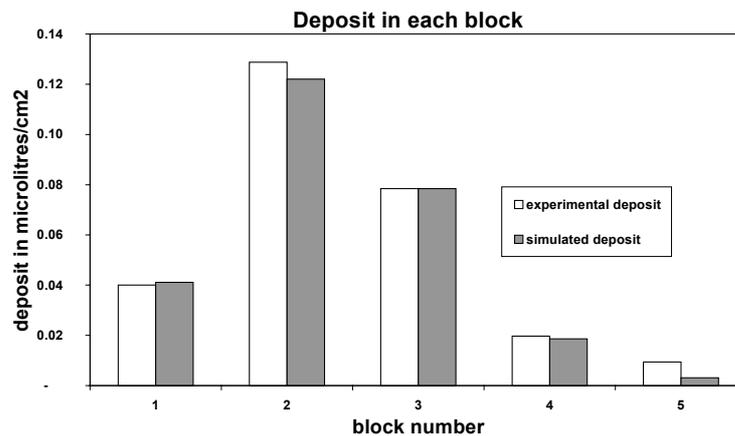


Figure II-21 : Comparaison entre dépôt expérimental et dépôt simulé dans chaque tranche de végétation

Ceci a été obtenu avec le tableau n°3 en annexe. La correspondance est très bonne car nous avons imposé un terme source jusqu'à obtenir le bon dépôt expérimental, le but final étant de voir l'évolution de S_p en fonction du LAD.

Dans ce tableau, pour les trois block centraux, le coefficient d'absorption est proportionnel au LAD, tout comme le dépôt l'est expérimentalement...

Mais il est bien entendu difficile de faire des conclusions avec si peu d'essais et donner une loi d'évolution de S_p en fonction du LAD serait un peu rapide.

II.3.7 Décision de passage à un modèle lagrangien

Il n'est pas évident de déterminer un coefficient d'absorption ne connaissant pas le processus de dépôt des gouttes. Pour palier à ce problème, l'idée retenue est d'introduire un modèle d'efficacité d'impact des gouttes face à un obstacle (modèle de Zhu présenté dans l'état de l'art). Le produit est désormais représenté par des gouttes comme dans la réalité. Il s'agit d'une phase dispersée dans une phase porteuse, l'air : c'est un modèle euler-lagrange, euler pour le calcul du champ de vitesse d'air et lagrange pour le transport des particules. Nous allons donc tenir compte de la dynamique des particules pour en déduire un modèle de dépôt.

Cette approche a aussi l'avantage de ne plus faire la supposition que les particules ont la même vitesse que l'air émis par le pulvérisateur.

Nous allons donc étudier ce cas dans le chapitre suivant.

II.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les données expérimentales, les outils de calcul et les modèles généraux pour l'écoulement d'air et le transport des particules. Un terme de résistance due à la végétation a été introduit dans les calculs. Pour modéliser le dépôt, une première approche dite, « modèle aux concentrations » a été mise en œuvre. Elle se base sur l'introduction d'un coefficient d'absorption dans l'équation d'advection-diffusion.

La difficulté à déterminer ce coefficient dirige notre étude vers un modèle lagrangien.

Chapitre III :

Adaptation des modèles généraux à notre problème

III Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème et phase de calcul numérique des champs de vitesse d'air et du transport des particules

Dans le dernier chapitre, nous avons rappelé les équations générales régissant l'écoulement d'air et le transport de particules et fait le choix de travailler avec un modèle lagrangien. Désormais, il faut apporter les modifications nécessaires au traitement de notre problème, au cours de ce chapitre. Tout ce qui suivra ne concerne que la partie : « étude de l'écoulement d'air et du transport des particules » au travers d'une végétation.

La figure n°1, ci dessous, représente le traitement de vignes par un pulvérisateur en mouvement. Nous étudierons le processus à l'échelle globale (celle de la vigne), puis à l'échelle locale (celle d'un volume élémentaire représentatif de végétation).

III.1 Le modèle global (à l'échelle de la vigne)

III.1.1 Introduction et Géométrie



Figure III-1 : pulvérisation au sein d'un champ de vigne

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Le modèle global correspond à une portion d'un rang de vigne. L'idée est de modéliser le processus de pulvérisation agricole de manière générale. Il s'agit donc de décrire l'écoulement d'air au travers d'une portion de végétation, avec le transport de particules. Puisque le tracteur se déplace, il faut réaliser un calcul en transitoire pour permettre des lâchers de particules à différents pas de temps et à divers points d'émission. Ensuite, nous pourrions traiter le problème dynamique au niveau local, dans la partie III.2.

La pulvérisation est réalisée sur un rang de vigne de 3 mètres de long. La zone de feuillage a une hauteur de 0.9 m et une profondeur de 1.25 m. Elle appartient au domaine $\delta\Omega$ comme indiqué sur la figure n°2.

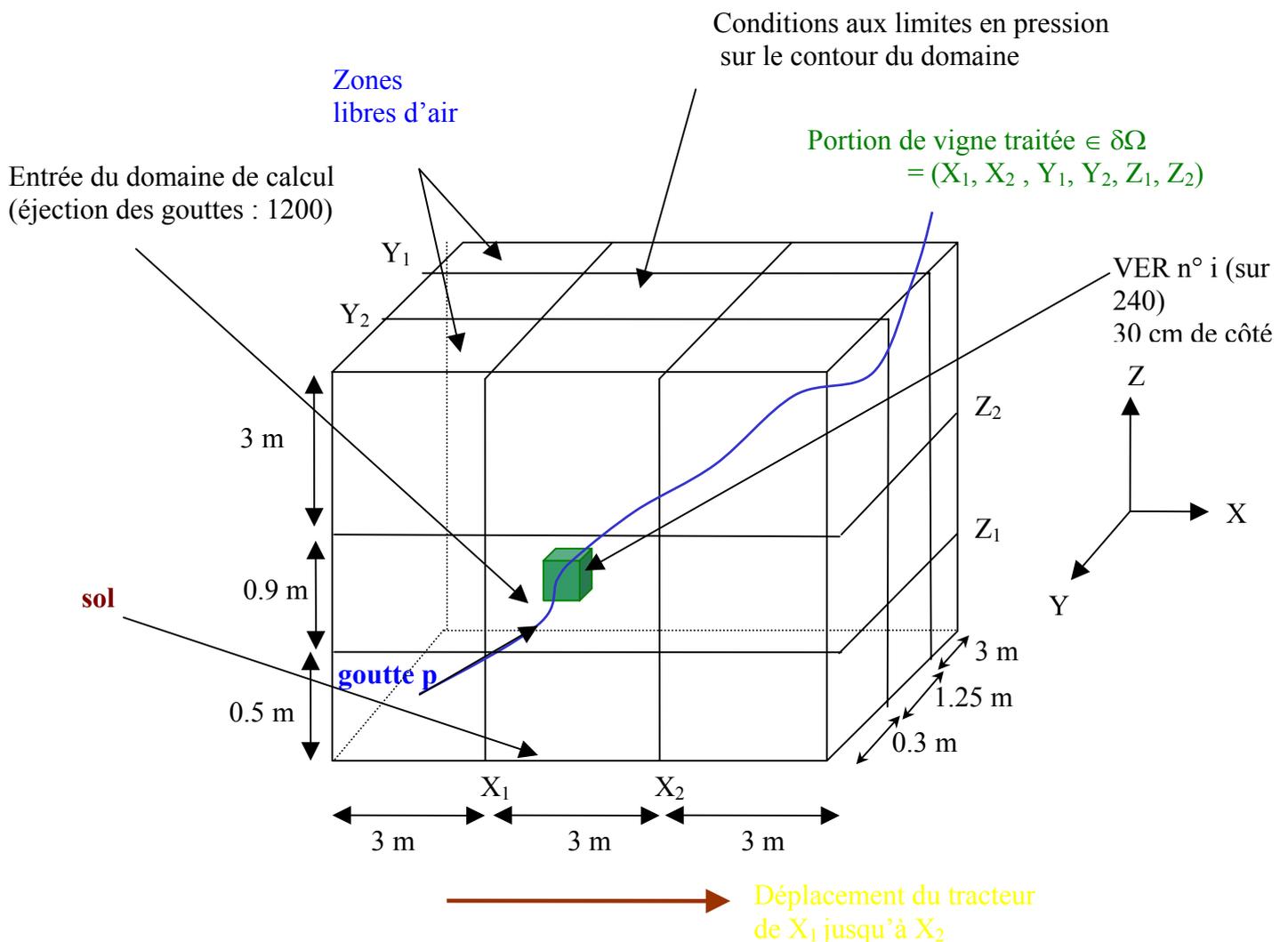


Figure III-2 : vision générale de la géométrie

III.1.2 Adaptation des équations générales à notre problème

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

III.1.2.1 Ecoulement porteur de notre problème

Le régime d'écoulement est turbulent (cf eq. II 108). Du fait du déplacement du tracteur, les équations générales contiennent des termes instationnaires. Le flux d'air généré par le pulvérisateur à jet porté est supposé horizontal et uniforme à l'entrée du domaine de calcul, dans une zone d'émission évoluant au cours du temps. Il est ensuite ralenti par le feuillage, d'où l'ajout d'un terme de résistance, dans l'équation de la quantité de mouvement. Cette résistance est une modélisation de l'effet du feuillage et ne peut être déterminée que par la résolution du problème local. Ce point sera abordé dans la section II-2. Des termes sources de turbulence seront aussi injectés dans le modèle à deux équations k-ε.

III.1.2.1.1 Ajout d'une force de résistance

On reprend l'équation n° II.6 à laquelle on rajoute une force de résistance dans le membre de droite :

$$\vec{F} = -\rho_{air} a_{2U} \|\vec{U}\| \vec{U} \quad \text{eq. III-1}$$

Cette force est de sens opposé à la vitesse et proportionnelle au carré de la vitesse. $a_{2U} = a \times C_n$ est le produit du coefficient de traînée de la végétation et du LAD, a , ρ_{air} est la masse volumique de l'air.

Dans le logiciel CFX, cette force est intitulée « Body Force » : \mathbf{B} tel que :

$$\vec{B} = \vec{B}_f - (R_c + R_f \|\vec{U}\|) \vec{U} \quad \text{eq. III-2}$$

\mathbf{B}_f représente une force volumique, \mathbf{R}_c une force de résistance à la vitesse, et \mathbf{R}_f une force de résistance au carré de la vitesse, dont l'expression est proportionnelle au coefficient de traînée C_n et à la densité de surface foliaire, a . L'équation de Navier-Stokes prend la forme suivante, en écoulement turbulent instationnaire :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial U_j U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_e \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial P}{\partial x_i} - R_j U_i \quad \text{eq. III-3}$$

où ρ est la densité de l'air et μ_e la viscosité effective ($\mu_e = \mu_l + \mu_t$), μ_t est la viscosité turbulente du modèle k-epsilon et μ_l , la viscosité propre de l'air.

D'après Walklate (1996), R_{ij} , le tenseur de résistance, a pour expression :

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

$$R_{ij} = a C_n (U_k U_k)^{1/2}, \text{ avec } R_{ij} = 0 \text{ pour } i \neq j \text{ (résistance isotrope)} \quad \text{eq. III-4}$$

Mais pour respecter l'analyse dimensionnelle qui suit, ρ doit être rajouté, soit :

$$R_{ij} = \rho a C_n (U_k U_k)^{1/2} \quad \text{eq. III-5}$$

Le « R_f » introduit par CFX a pour expression :

$$R_f = R_{ij} / (U_k U_k)^{1/2} \quad \text{eq. III-6}$$

$$\text{soit,} \quad R_f = \rho a C_n \quad \text{eq. III-7}$$

Analyse dimensionnelle : $[R_{ij}] = ML^{-3}T^{-1}$ d'après l'équation (5)

- $[R_f] = [B_f] / [V]^2 = ML^{-4} = [R_{ij}] / [U_k] = [\rho][a]$
 $[a] = L^{-1}$: a est la surface foliaire S par unité de volume V

Connaissant la densité de surface foliaire de la végétation, son coefficient de traînée, nous pourrions, dans le modèle local, caler la valeur de cette résistance, pour chaque volume élémentaire représentatif de végétation.

III.1.2.1.2 Termes sources d'énergie turbulente et de dissipation

La présence du feuillage doit être introduite dans le modèle de turbulence. Pour cela, nous nous appuyons sur le modèle de Walklate. Dans le cas d'un calcul en 2D, et dans l'hypothèse d'un écoulement de couche limite, l'équation de transport pour l'énergie k s'écrit comme suit :

$$\frac{dk}{dt} = -a_{2k} \|\vec{U}\| k + \sigma_v l_{kv} \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \quad \text{eq. III-8}$$

où $\sigma_v = [\nu\nu]^{1/2}$ est homogène à une vitesse fluctuante,

l_{kv} , l'échelle de longueur de turbulence

et a_{2k} tel que :

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

$$a_{2k} = \left([uv] \frac{\partial U}{\partial y} + \varepsilon \right) / \left(\|\vec{U}\| k \right) + c_{fk} a \quad \text{eq. III-9}$$

où c_{fk} est une constante et a , le LAD. Nous reviendrons sur cette constante juste après.

Si l'on reprend l'équation II-16 de transport de l'énergie k , en faisant une comparaison avec l'écriture de Walklate, on obtient :

$$a_{2k} \|\vec{U}\| k = -C_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \varepsilon + c_{fk} a \|\vec{U}\| k \quad \text{eq. III-10}$$

Finalement, le terme supplémentaire source S_k est le suivant :

$$S_k = c_{fk} a \|\vec{U}\| k \quad \text{eq. III-11}$$

Il est tout a fait analogue au terme source de résistance pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$S_U = C_n a \|\vec{U}\| U = c_{fU} a \|\vec{U}\| U \quad \text{eq. III-12}$$

En fait, le terme constant c_{fk} ou c_{fU} n'est rien d'autre que le coefficient de traînée de la végétation.

On peut donc généraliser cette approche en l'appliquant à la deuxième équation pour la dissipation d'énergie, dans laquelle on rajoute un terme source S_{ε} tel que :

$$S_{\varepsilon} = c_{f\varepsilon} a \|\vec{U}\| \varepsilon \quad \text{eq. III-13}$$

où $c_{f\varepsilon} = C_n$

Pour conclure sur l'écoulement porteur, les équations incluses dans le solveur de CFX seront ajustées par des routines fortran annexes, dans lesquelles seront ajoutés les termes source en quantité de mouvement, en énergie turbulente et de dissipation.

III.1.2.2 Transport des gouttes

III.1.2.2.1 Forces négligées dans notre cas et force due à la turbulence

Nous avons, au cours du premier chapitre, traité le transport des gouttes, dans un cas général. Mais il faut l'adapter à notre problème, puisque **l'écoulement est turbulent, instationnaire et non uniforme.**

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Seront négligées les forces de gravité, de masse ajoutée, de Tchen et les forces de portance car $m_f \ll m_p$.

→ La force principale est donc la traînée, à laquelle on doit ajouter une force due à la turbulence.

Pour modéliser cette force, deux cas peuvent se présenter :

- On représente toutes les particules, et dans ce cas, on applique un modèle de dispersion turbulente. Il se base sur le fait que la vitesse d'air est décomposée en une composante moyenne et une composante fluctuante proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente. De ce fait, la force de traînée ne sera plus déterminée mais aléatoire. En conséquence, deux particules de même diamètre, émises en un même point, pourront avoir des trajectoires différentes. Cette approche est descriptive, puisqu'elle individualise les particules.

- Si le nombre de gouttes numériques n'est pas représentatif de la réalité, il faut se tourner vers un modèle stochastique, la trajectoire d'une particule représentant alors la trajectoire moyenne des gouttes qui la compose. Dans ce cas, on se dispensera du terme de force de dispersion turbulente, individualisée. Autour de chaque trajectoire moyenne, on associe un mouvement brownien, pour représenter un nuage de particules.

Le traitement général utilisé par le logiciel, consiste à inclure une force de dispersion turbulente, comme dans le premier cas. Nous allons proposer une modification de ce traitement, en incluant un modèle de mouvement brownien.

III.1.2.2.2 Le traitement de la dispersion turbulente par CFX

La turbulence du fluide agit sur la trajectoire de la particule de manière aléatoire. Les fluctuations de vitesses d'air agissent sur la particule en modifiant la force de traînée qui devient aléatoire, elle-même. La variance de vitesse valant $2k$, la durée de vie d'un petit tourbillon est :

$$t_E = 1.5^{1/2} C_\mu^{3/4} k/\varepsilon \quad \text{eq. III-14}$$

et l'échelle de longueur de la fluctuation vaut :

$$l_E = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \varepsilon \quad \text{eq. III-15}$$

En fait, dans notre modèle, la dispersion des gouttes traitée par le logiciel est omise, puisque remplacée par un modèle de mouvement brownien. Nous allons décrire ce modèle stochastique, dans ce qui suit.

III.1.2.2.3 Modification : mouvement brownien

III.1.2.2.3.1 Introduction

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Dans le modèle de dispersion turbulente, on calcule une trajectoire aléatoire, alors que dans le cas d'un mouvement brownien, on enlève la composante de force aléatoire individualisée. Tout se passe comme si, vu d'une grande échelle, très supérieure à l'échelle de la turbulence, chaque particule avait un mouvement brownien autour d'une trajectoire moyenne de référence. Elles forment un nuage autour d'une trajectoire moyenne.

Voyons donc comment justifier l'approche du type mouvement brownien. Ensuite, nous ferons une analogie entre l'équation de Langevin et notre situation.

III.1.2.2.3.2 Justification de l'analogie avec un mouvement brownien

Reprenons l'équation de la dynamique des particules :

$$m_p \frac{d\vec{V}}{dt} = \sum \text{Forces} \quad \text{eq. III-16}$$

La principale force est la traînée telle que :

$$\vec{F}_D = C_D \frac{\pi d^2}{8} \rho_f \|\vec{U} - \vec{V}\| (\vec{U} - \vec{V}) \quad \text{eq. III-17}$$

Quant à l'équation de Langevin elle est de la forme :

$$m_p d\vec{V} = -\gamma \vec{V} dt + d\vec{F}(t) \quad \text{eq. III-18}$$

$\mathbf{F}(t)$ est une force aléatoire, dont la moyenne est nulle ($\langle \mathbf{F}(t) \rangle = \mathbf{0}$) et γ , le coefficient de friction, qui, d'après la formule de Stokes, pour un fluide continu, a pour expression :

$$\gamma = 6\pi\mu R \quad \text{eq. III-19}$$

avec μ , la viscosité dynamique du fluide et R , le rayon de la particule.

Le nombre γ est l'inverse de la mobilité des particules de rayon R . Les grosses particules seront moins mobiles que les petites. Nous reviendrons sur la résolution de l'équation de Langevin, un peu plus tard.

En fait, l'idée d'un mouvement brownien proviendrait de la possibilité de décomposer la force de traînée en une force moyenne à laquelle on ajoute un terme aléatoire de contribution turbulente.

Nous allons donc faire cette démonstration :

Pour la composante i de la vitesse, si l'on ne tient compte que du terme de traînée, on a :

$$\frac{dv}{dt} = C \left\| \vec{u} - \vec{v} \right\| (u_i - v_i) \quad \text{eq. III-20}$$

avec C une constante qui dépend du coefficient de traînée, en régime turbulent, u et v, les vitesses de l'air et de la particule.

- en faisant la décomposition $u(t) = \bar{U} + u'$ pour la vitesse de l'air tout comme on le fait pour écrire les équation de Navier Stokes moyennées,
- en calculant la norme $\left\| \vec{u} - \vec{v} \right\|$ en fonction des composantes i, j et k de la vitesse,
- en élevant au carré,
- et en négligeant les termes d'ordre 2 pour les fluctuations de vitesse,

il nous reste :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dv_i}{dt} \right)^2 &= C^2 \sum_j \bar{u}_i^2 \bar{u}_j^2 \left[1 + \frac{v_i^2}{u_i^2} + 2 \frac{u'_i}{u_i} - 2 \frac{v_i}{u_i} - 2 \frac{v_i}{u_i^2} u'_i + \frac{v_j^2}{u_j^2} + \frac{v_i^2 v_j^2}{u_i^2 u_j^2} + (\dots) \right] \\ &= C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j)^2 (\bar{u}_i - v_i)^2 + 2C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j)^2 (\bar{u}_i - v_i) u'_i \\ &\quad + 2C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j) (\bar{u}_i - v_i)^2 u'_j \\ &= C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j)^2 (\bar{u}_i - v_i)^2 + 2C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j)^2 (\bar{u}_i - v_i) u'_i \\ &\quad + 2C^2 \sum_j (\bar{u}_j - v_j) (\bar{u}_i - v_i)^2 u'_j \end{aligned}$$

eq. III-21 : *expression de l'accélération quadratique de la particule*

en posant :

* $v_{ri} = \bar{u}_i - v_i$ (vitesse relative de l'air par rapport à la goutte)

*et $u'^2_i = u'^2_j = u'$ (turbulence isotrope)

on obtient :

$$\left(\frac{dv_i}{dt} \right)^2 = C^2 \left[2 \sum_j v_{rj} v_{ri} (v_{rj} + v_{ri}) u' + \left\| \vec{v}_r \right\|^2 v_{ri}^2 \right] \quad \text{eq. III-22}$$

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Ensuite, on peut prendre la racine carrée des membres de gauche et droite de l'équation (22). Pour se débarrasser des termes non linéaires, on effectue alors un développement limité de la racine carrée, au premier ordre : $(1+\varepsilon_F)^{1/2} = 1+0.5 \varepsilon_F$

On pose pour cela, ε_F , tel que :

$$\varepsilon_F = 2 \sum_j \frac{v_{rj}}{\|\vec{v}_r\|^2} \frac{v_{ri} + v_{rj}}{v_{ri}} u' \quad \text{eq. III-23}$$

ε_F est négligeable si et seulement si $v \gg u'$ (la force de traînée reste importante) cela donne donc :

$$\frac{dv_i}{dt} = C \|\vec{v}_r\| v_{ri} + C \|\vec{v}_r\| u' + C \sum_j \frac{v_{ri} v_{rj}}{\|\vec{v}_r\|} u' \quad \text{eq. III-24}$$

en posant ensuite :

$$\tau_{ij} = v_{ri} v_{rj} \quad \text{eq. III-25}$$

on obtient :

$$\frac{dv_i}{dt} = \underbrace{C \|\vec{v}_r\| v_{ri}}_{F_i / m_p \text{ (force de traînée moyenne par unité de masse)}} + \underbrace{C \|\vec{v}_r\| \left[1 + \sum_j \frac{\tau_{ij}}{\|\vec{v}_r\|^2} \right]}_{F_i / m_p \text{ (force aléatoire par unité de masse)}} u'$$

eq. III-26 : *Décomposition de la force de traînée en une force moyenne et une force aléatoire*

On peut donc décomposer la force de traînée au départ aléatoire en deux termes. L'un déterministe, que l'on appellera « force de traînée moyenne » et l'autre terme que l'on peut nommer « force aléatoire ».

Tout se passe donc comme si, dans une simplification au premier ordre, et dans l'hypothèse d'une force de traînée non négligeable, la particule subissait une action moyenne de la force de traînée, à laquelle s'ajouterait une force aléatoire, proportionnelle à u' , donc dépendante de l'énergie cinétique turbulente.

Plutôt que de considérer les particules d'un point de vue individuel, leur position sera caractérisée par une trajectoire moyenne, à laquelle on associe une probabilité de présence autour de cette trajectoire.

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

On va donc parler de diffusion brownienne due à la turbulence. Il reste à exprimer ce terme de diffusion.

Reprenons donc l'équation Langevin :

$$m_p d\vec{V} = -\gamma \vec{V} dt + d\vec{F}(t) \quad \text{eq. III-27}$$

pour ensuite faire une analogie.

La résolution de cette équation donne :

$$v(t) = v(0) e^{-\gamma t / m} + 1 / m \int e^{-\gamma(t-\tau) / m} F(\tau) d\tau \quad \text{eq. III-28}$$

puis, en intégrant de nouveau, on obtient :

$$x(t) = x(0) + \int v(\tau) d\tau \quad \text{eq. III-29}$$

pour enfin trouver l'expression de la variance σ_x^2 , lorsque $t \rightarrow \infty$:

$$\sigma_x^2 = 2 D_f t \quad \text{eq. III-30}$$

où D_f est un coefficient de diffusion moléculaire ($D_f = k_B T / \gamma$).

Il reste donc maintenant à faire l'analogie avec diffusion turbulente. Le terme de diffusion turbulente dû aux fluctuations des vitesses d'air est, en fait, la viscosité turbulente μ_T , que nous avons souvent mentionnée :

$$\mu_T = C_\mu \rho_f k^2 / \varepsilon \quad \text{eq. III-31}$$

d'après le modèle k- ε

On définit la diffusivité turbulente Γ_T comme le rapport de la viscosité turbulente sur le nombre de Prandtl turbulent, σ_T , mais si l'on parle en terme de coefficient de diffusion turbulente D_T , son expression sera :

$$D_T = \mu_T / \rho_f \sigma_T = C_\mu k^2 / \sigma_T \varepsilon \quad \text{eq. III-32}$$

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Ensuite, pour respecter le calcul 1D et la conservation de l'énergie, on ne devrait prendre que le tiers de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation, d'où l'intervention d'un facteur 1/3 tel que :

$$D_{Tx} = 1/3 D_T \quad (\text{pour chaque composante de vitesse}) \quad \text{eq. III-33}$$

Ainsi la variance caractéristique d'une distribution gaussienne de position de la particule autour d'une trajectoire moyenne aurait pour expression, par analogie avec le modèle de Langevin :

$$\sigma_p^2 \cong 2 D_{Tx} t = 2 (C_\mu k^2/3\sigma_T \varepsilon) t_p \quad \text{eq. III-34}$$

Si l'on suppose que la turbulence est isotrope on aura :

$$\sigma_p^2 \cong \sigma_p^2 \cong \sigma_p^2 \quad \text{eq. III-35}$$

Le temps t_p sera pris comme le temps de vie de la particule dans un volume élémentaire (VE), où l'énergie turbulente et le taux de dissipation moyens sont connus.

Remarque : En réalité, les gouttes ne suivent pas instantanément les molécules d'air. Il existe donc un temps de réponse non négligeable à prendre en compte dans ce modèle.

Précisons que le VE est le volume élémentaire de base qui est utilisé pour synthétiser les résultats des mesures réalisées sur une vigne réelle. La longueur de référence associée à ce volume peut être déterminée selon les mêmes critères que ceux utilisés pour le VER, mais il y a néanmoins une différence importante : le procédé opératoire ne permet pas de localiser les feuilles à une échelle inférieure à celle du volume élémentaire et l'assimilation entre celui-ci, parfaitement défini « physiquement » et le VER, dont la définition est purement mathématique, n'est pas possible, tout au plus peut on dire que l'échelle de longueur qui le caractérise est aussi proche que possible de celle qui caractérise le VER. Les échelles de longueur du VE et du VER (30 cm) sont approximativement égales, alors que la maille de calcul est nettement plus petite (de l'ordre de 5 cm).

III.1.2.2.3.3 Temps de réponse des gouttes

Le temps de réponse des gouttes fait diminuer l'écart type σ_p . Il reste à l'évaluer. Pour cela, un certain nombre de simulations ont été effectuées pour calculer le temps de réponse de gouttes initialement au repos et soumises à un champ de vitesse d'air de 10 m/s.

Les résultats de ces simulations peuvent être déjà donnés sur la figure n° 3.

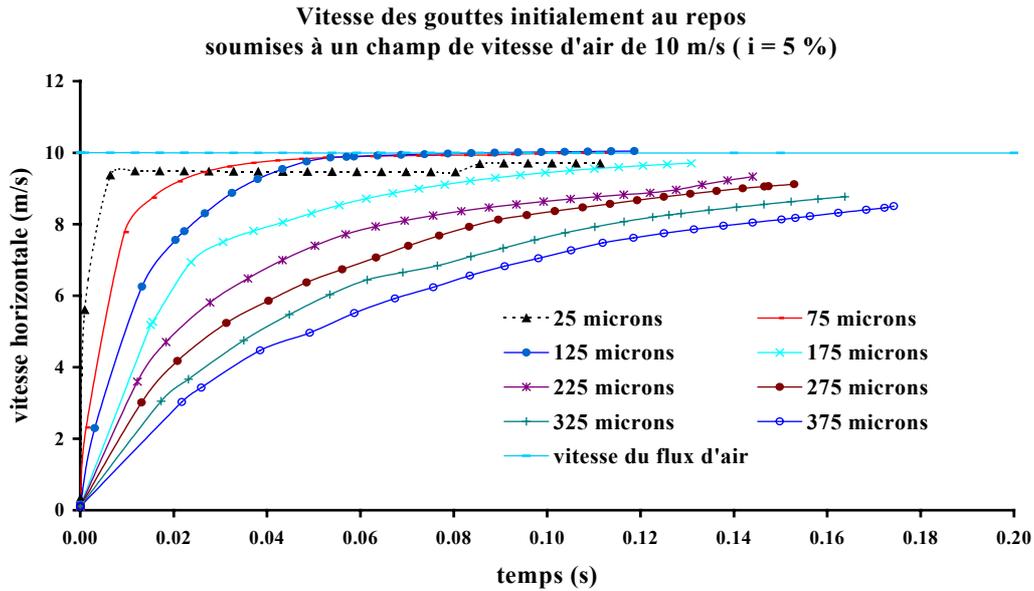


Figure III-3 : Evaluation du temps de réponse de différentes classes de gouttes.

Les petites gouttes atteignent leur vitesse limite beaucoup plus rapidement que les grosses. Il faut en effet moins de 20 ms pour des gouttes de 25 ou 75 microns pour atteindre la vitesse de l'air. En revanche, plus de 200 ms seront nécessaires aux particules de 375 microns, pour atteindre leur vitesse terminale.

III.1.2.2.3.4 Terme de correction pour la diffusion brownienne

Il faut affecter à l'écart type du nuage un coefficient du au temps de réponse des gouttes. Si l'on fait l'analogie avec l'électricité, pour la charge et décharge d'un condensateur soumis à une tension donnée, on peut approcher l'évolution de la fluctuation de vitesse de la particule selon une loi exponentielle :

$$V'(t) = u'(1 - e^{-t/\tau_p}) \quad \text{eq. III-36}$$

u' , la composante fluctuante de la vitesse de l'air, correspond à la composante fluctuante de la vitesse terminale des gouttes.

L'écart ou la distance maximale parcourue par les gouttes pendant un temps t_p , temps de passage dans un volume élémentaire de végétation, serait :

$$d'_p = \int_0^{t_p} u'(1 - e^{-t/\tau_p}) dt \quad \text{eq. III-37}$$

alors que la fluctuation maximale de déplacement d'une molécule d'air est :

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

$$d'_{air} = u' t_p \quad \text{eq. III-38}$$

il existe donc un coefficient α_c tel que :

$$\alpha_c = \frac{d'_P}{d'_{air}} \quad \text{eq. III-39}$$

Soit σ_p^* l'écart type réel du nuage de gouttes, il aura pour expression :

$$\sigma_p^* = \alpha_c \times \sigma_{air} \quad \text{eq. III-40}$$

On rappelle qu'à l'entrée de chaque volume élémentaire arrive une goutte numérique avec un nuage d'écart-type σ_p^* . Si σ_{air} est l'écart-type de la position d'une particule d'air, on peut définir :

$$\Delta\sigma = \sigma_{n+1} - \sigma_n \quad \text{eq. III-41}$$

comme l'expansion du nuage entre l'entrée et la sortie d'un VE (fig 4).

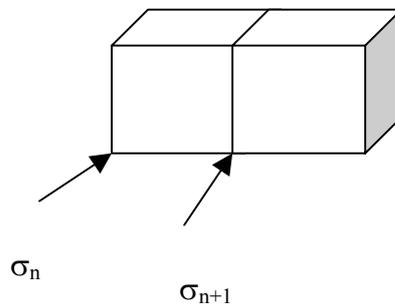


Figure III-4 : Ecart-type d'un nuage de gouttes à l'entrée et à la sortie d'un VE

Reprenant l'expression (40), on peut écrire que :

$$\sigma^*_{P_{n+1}} = \sigma^*_{P_n} + \alpha_c \times \Delta\sigma \text{ (air)} \quad \text{eq. III-42}$$

où $\sigma^*_{P_0} = \alpha_c \sigma_{0 \text{ (air)}}$, pour le premier VE.

Cette correction de l'écart-type du nuage est intégrée dans un programme MATLAB pour calculer le dépôt.

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Nous venons donc de décrire les modifications apportées aux équations générales, pour l'étude de notre cas. Nous devons ajouter une autre composante : le déplacement du tracteur qui transpose nos calculs en régime instationnaire.

III.1.3 Déplacement du tracteur

La pulvérisation correspond au transport de particules au sein d'un écoulement en régime instationnaire, puisque le tracteur se déplace le long des vignes à la vitesse de 1.5 m/s. Le diffuseur est situé à environ 30 cm de la végétation. Au lieu de forcer le modèle en plaquant l'entrée du domaine de calcul contre la végétation, on fait démarrer le flux d'air à 30 cm de la végétation. Le pulvérisateur utilisé n'est pas celui de la photo, puisque notre étude est faite avec le Turbocoll présenté précédemment.

On considère, pour ce dernier, pour simplifier le problème, que le flux d'air est une bande verticale parfaitement homogène. Le champ de vitesse sera donc uniforme, de l'ordre de 7 m/s, à l'entrée de notre domaine de calcul.

Pour ce qui est de la turbulence, à l'intérieur du jet, l'énergie cinétique turbulente k a été fixée à $2 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ et l'énergie de dissipation ε à $10.5 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, conditions initiales résultantes d'essais expérimentaux. Pour ce qui est des bords du jet, les valeurs de k et ε ont été fixées à $1\text{E}^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ et $1\text{E}^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, conditions correspondant au domaine ambiant peu perturbé.

Concernant le jet d'air et l'émission des particules en phase avec le déplacement du tracteur, deux questions se posent :

1/ pendant combien de temps et sur quelle longueur de végétation, simuler le phénomène, pour qu'il soit représentatif de la réalité ?

2/ Faut-il imposer ou non une vitesse latérale à l'air et aux gouttes, alors que le tracteur se déplace déjà ?

Pour ce qui est de la zone représentative de végétation, 1 m a semblé insuffisant, car des effets de bord se produisent aux limites du domaine de calcul. Par contre, sur une distance de 3 mètres, une zone centrale de 1 m est bien adaptée pour la mesure du dépôt.

Une vitesse latérale de 1.5 ms^{-1} sera imposée aux gouttes et à l'air, puisqu'elles n'arrivent pas perpendiculairement à la vigne.

Donc, faisant le choix d'une entrée de 3 mètres de long, le déplacement du tracteur sera caractérisé par une condition d'entrée en vitesse dépendant du temps.

On peut représenter la vitesse à l'aide de la superposition de fonctions de Heaviside u .

La vitesse à l'instant t au point $M(x, y_0, z)$ d'entrée du domaine de calcul qui voit passer le jet d'air de largeur L peut être définie par :

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 [u(t - t_1) - u(t - t_2)] \quad \text{eq. III-43}$$

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

où :

v_0 est la vitesse d'émission des particules d'air par le pulvérisateur dans le sens de y

u , la fonction de Heaviside

t_1 , le temps initial où le point M coïncide avec le bord du jet

et t_2 , l'instant où le jet ne couvre plus le point M.

$t_2 - t_1$ représente le temps de passage du jet d'air devant le point M d'émission.

Si V_{tract} est la vitesse de déplacement du tracteur

et L_{jet} , la largeur du jet, on aura : $t_2 - t_1 = L_{\text{jet}} / V_{\text{tract}}$

La partie suivante présente les méthodes de discrétisation, plus précisément, pour le déplacement du tracteur et l'émission des gouttes.

III.1.4 Discrétisation et solution algorithmique

III.1.4.1 Discrétisation des équations régissant l'écoulement de l'air

III.1.4.1.1 Maillage, coordonnées topologiques et conditions aux limites

Pour décrire l'écoulement du fluide, notre domaine de calcul est divisé en volumes élémentaires de forme cubique (maillage structuré), au sein desquels les lois de conservation de masse et de quantité de mouvement sont appliquées. Si l'on reprend la figure n°2, on peut, cette fois-ci, indiquer la correspondance entre coordonnées topologiques (maillage du pré-processeur) et coordonnées physiques (distances en mètres), sur la figure n°5 :

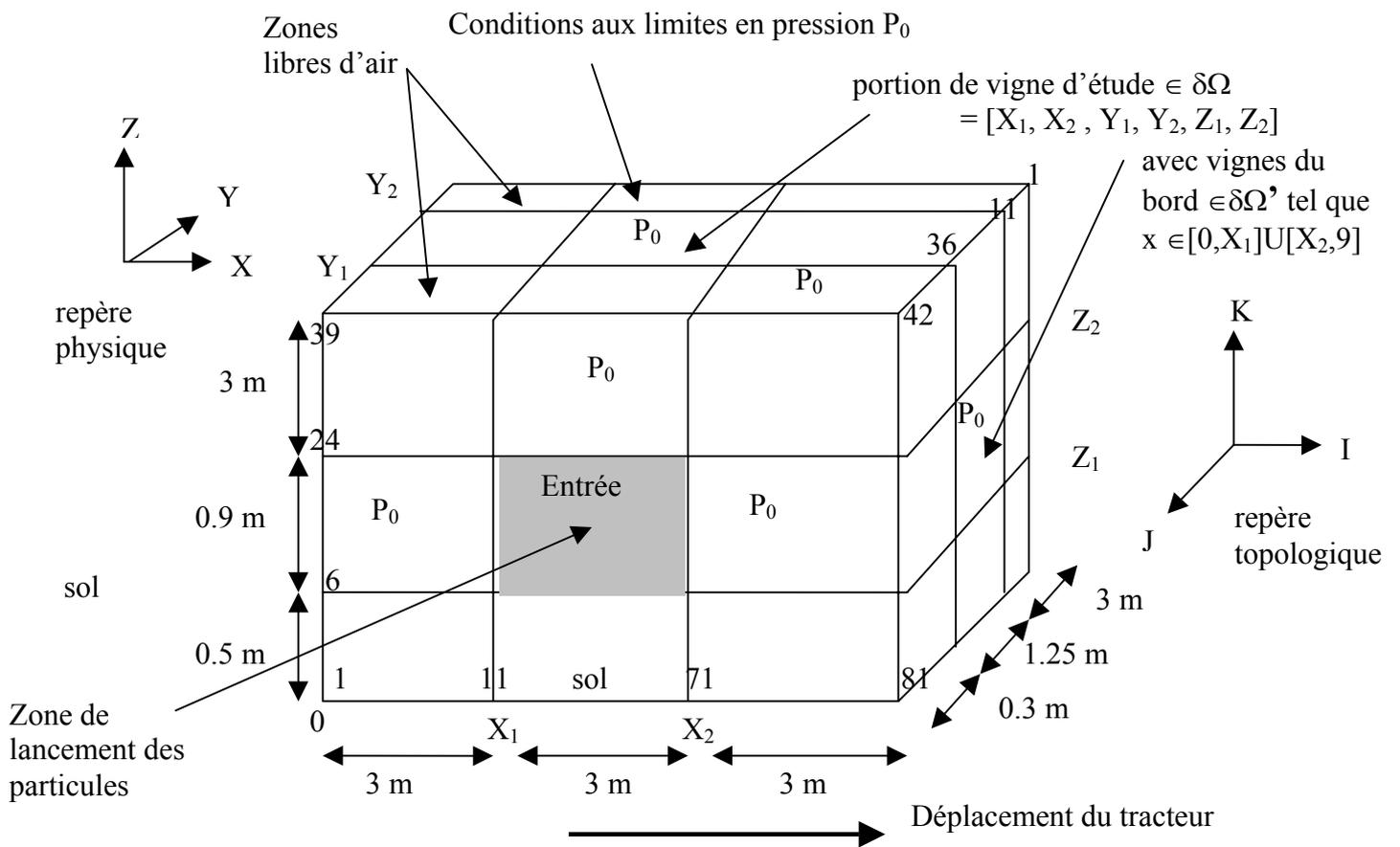
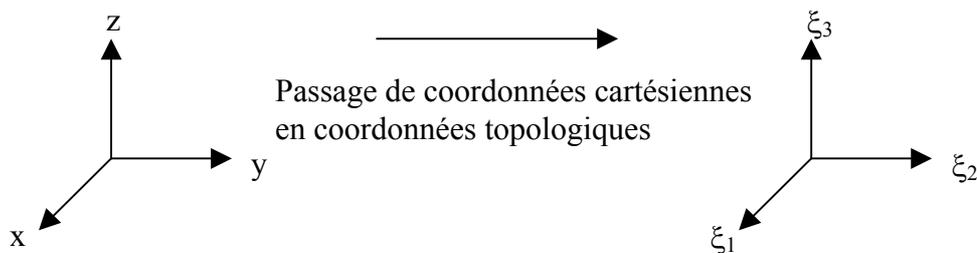


Figure III-5: repérage du domaine global en coordonnées topologiques

Des conditions aux limites en pression sont imposées sur tout le contour du domaine, mis à part l'entrée et le sol, pour lesquels des conditions en vitesses sont données pour le premier cas, et des conditions de paroi, dans le second cas. Les conditions aux limites en pression ont été placées loin du domaine de calcul. Une distance de 3 m a par exemple été laissée derrière la végétation.

On rappelle, comme mentionné dans le premier chapitre, que les calculs numériques se font en coordonnées topologiques :



Pour effectuer le passage de coordonnées cartésiennes en coordonnées topologiques, la matrice de passage est la matrice Jacobienne définie comme suit :

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

$$J_j^i = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^j} \quad \text{eq. III-44}$$

Pour passer dans le sens inverse, on utilise la matrice inverse, étant supposé que cette matrice est non singulière, de déterminant non nul, dans notre cas, puisque les deux systèmes de coordonnées utilisés sont cartésiens.

Pour une quantité physiques ϕ donnée, on aura donc :

$$\text{Dans un sens :} \quad \frac{\partial \phi}{\partial \xi^i} = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^i} \frac{\partial \phi}{\partial x^i} = J_i^j \frac{\partial \phi}{\partial x^j} \quad \text{eq. III-45}$$

$$\text{Dans l'autre sens :} \quad \frac{\partial \phi}{\partial x^i} = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi^j} = \bar{J}_i^j \frac{\partial \phi}{\partial \xi^j} \quad \text{eq. III-46}$$

Maintenant, pour l'aspect calcul numérique, le logiciel utilise la méthode des volumes finis présentée précédemment, pour l'intégration spatiale des quantités ϕ . Il ne sera donc pas utile d'y revenir.

III.1.4.2 Discrétisation du transport des gouttes et du déplacement du tracteur

Il faut reprendre le schéma de la figure n°5, pour suivre ce qui va être expliqué ici.

Le déplacement du tracteur peut-être représenté par un changement de conditions en vitesse d'air et de gouttes à l'entrée du domaine $\delta\Omega$. L'air et les gouttes sont injectés, en même temps, par la face avant ($X \in [3, 6]$; $Y = \text{cste} = 0$; $Z \in [0.5, 1.4]$: zone de lancement). Ils pénètrent dans la végétation dans le sens Y (cf repère cartésien).

III.1.4.2.1 Pour l'air

L'air est injecté depuis le turbocoll dont nous avons vu les caractéristiques au premier chapitre. On peut considérer qu'il émet une bande verticale de flux d'air de largeur l.

Cette bande verticale de flux d'air, de largeur modifiable, se déplace le long de l'entrée fixe du domaine de calcul. Les vecteurs vitesse aux interfaces du maillage CFX sont approchés par une interpolation linéaire.

Si v_p est la vitesse au centre d'un volume de contrôle ou d'une maille, en utilisant les mêmes notations que précédemment, on aura, à l'est par exemple :

$$v_e = \frac{v_p + v_E}{2} \quad \text{eq. III-47}$$

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Aux bords du jet, si la valeur du jet d'air est de 7 m/s dans le sens longitudinal, comme la dernière maille externe est à 0 m/s, les valeurs de vitesses aux interfaces externes vaudront 3.5 m/s. Par exemple, pour un jet de largeur 30 cm (divisé en 6 mailles), le profil de vitesse se présente comme ceci, sur une tranche dz :

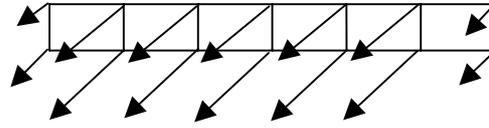


Figure III-6: Effets de bord pour un flux d'air

A chaque pas de temps τ , on définit une vitesse dans le maillage fixe. On rappelle (eq. III.43) que cette vitesse à l'instant t au point $M(x, y, z)$ d'entrée du domaine de calcul, qui voit passer le jet d'air de largeur L peut être définie par une fonction de Heaviside.

Dans une maille de calcul, la vitesse vaut v_0 pendant une durée $t_2 - t_1$ qui correspond au temps de passage du jet d'air. Dès que t n'appartient plus à l'intervalle $[t_1, t_2]$, la vitesse devient nulle. Une routine fortran permet de changer les conditions en vitesse au cours du temps. Les valeurs de k et ε sont traitées de la même façon que les vitesses.

III.1.4.2.2 méthode d'émission des particules

A chaque pas de temps τ , 20 particules de 5 classes sont envoyées depuis 4 positions distinctes d'une même colonne verticale de largeur 0.05 m, et ce, pendant tout le temps de parcours du tracteur pour faire 3 m, à la vitesse de 1.5 m/s, soit 2 s (fig. 7, page suivante) :

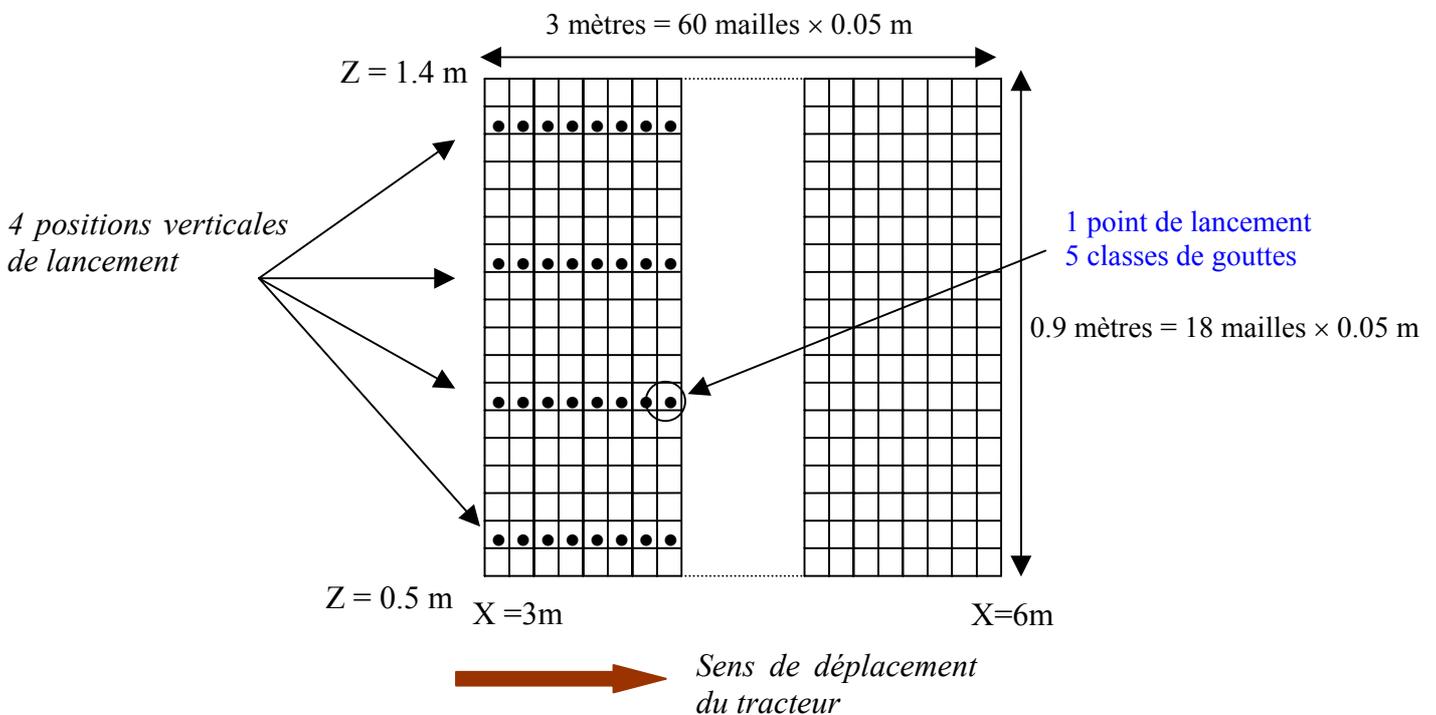


Figure III-7: maillage de l'entrée du domaine de calcul (zone de lancement)

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

situé à 30 cm de l'entrée de la vigne $\delta\Omega$ et points de lancement des gouttes éjectées depuis les 4 buses ouvertes du Turbocoll

Le pas de temps τ se calcule de la façon suivante :

$$\tau = (\text{dist parcourue par le tracteur}) / (\text{nb de mailles parcourues} \times \text{vitesse du tracteur}) \\ = (\text{temps de passage du tracteur devant une maille}) = t_2 - t_1 .$$

En tout, 1200 particules numériques seront éjectées pendant 2 s (60 pas de temps).

On précise qu'une particule numérique représente en fait un ensemble de particules de même diamètre. En fait, on définit la particule numérique par son diamètre virtuel pour représenter sa masse et son débit. On en déduit le nombre n_d de gouttes égal au rapport du débit et du volume d'une goutte numérique.

Quant au débit pour une classe de gouttes, il est déterminé connaissant le débit global et sa fraction volumique, à partir de données expérimentales.

III.1.5 Résultats de simulation

Maintenant que nous avons décrit l'écoulement d'air, l'émission des particules et le déplacement du tracteur, par une approche continue puis discrète, donnons de façon qualitative, l'allure des résultats de simulation, sachant que la partie exploitation sera entreprise dans le quatrième chapitre pour le calcul du dépôt.

La figure n°8 montre une vue de dessus de la grille de lancement. En violet, sont représentés les vecteurs vitesse d'air au premier et dernier pas de temps. En revanche, les trajectoires des particules ont été calculées pendant 2s.

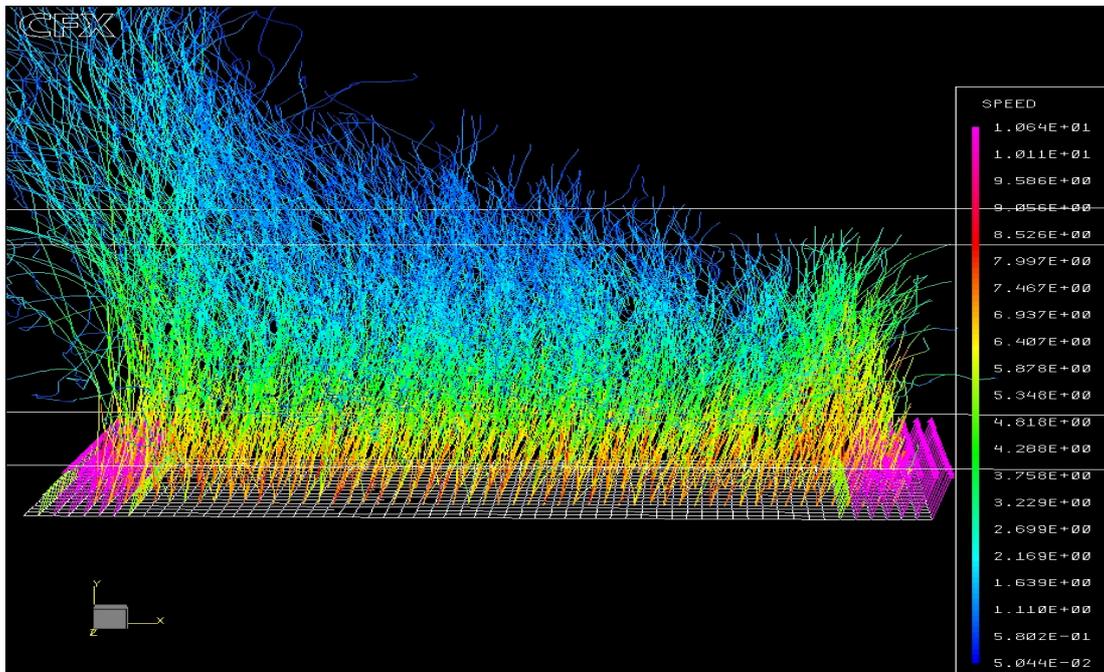


Figure III-8: vue de dessus du lancer de particules depuis une entrée quadrillée, décalée de 30 cm de la vigne

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

(représentation des trajectoires et vitesses des particules : échelle de 0.05 à 10 m/s)

Pour une distance d'environ 1 m ($X \in [4,5]$), la zone centrale reste homogène. C'est donc une portion de vigne d'une distance de 1 m qui sera significative pour le calcul de dépôt dans le chapitre IV. Dans cette zone, toutes les particules ont eu le temps de traverser la zone parallélépipédique de la vigne que l'on voit légèrement en traits blancs.

Nous avons choisi de placer l'entrée du domaine de calcul à 30 cm avant la végétation, comme dans la réalité. L'image suivante montre que sur 30 cm, le jet de gouttes depuis les 4 buses alignées verticalement subit une expansion (fig 9), qu'il faut prendre en compte.

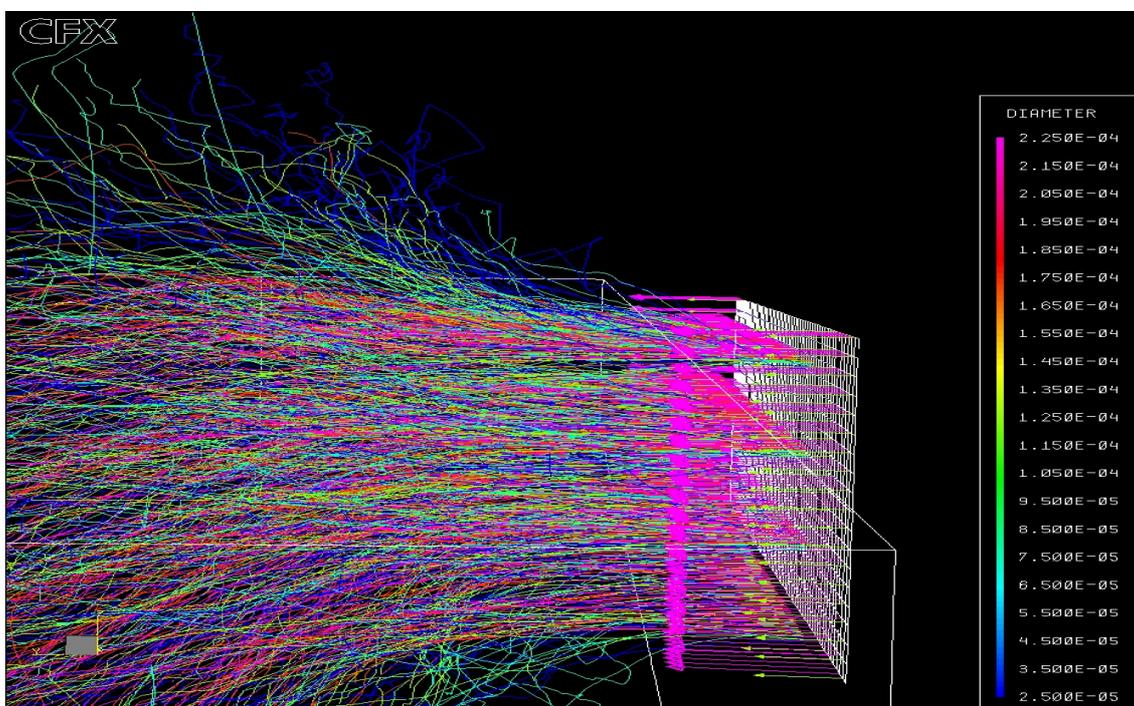


Figure III-9 : vue de côté du lancer de particules depuis une entrée décalée de 30 cm de la vigne (représentation des diamètres : échelle de 25 microns à 225 microns)

On note aussi une forte dérive pour les petites gouttes du à la présence de la végétation. Même si l'aspect dérive ne sera pas étudié, il est important de connaître la part de volume de fluide qui entre réellement dans la végétation.

Cette simulation a pris en compte un terme représentant la dispersion turbulente des gouttes, ce qui ne sera plus le cas dans le modèle de mouvement brownien, présenté, par la suite.

III.1.6 Conclusion

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

En résumé, nous avons construit un modèle qui représente le déplacement d'un tracteur et l'injection de produit phytosanitaire. L'air et les gouttes sont envoyés en phase avec l'avancement du tracteur, avec une composante latérale de vitesse, et les effets de bord sont pris en compte, non seulement pour le jet lui-même, mais aussi sur tout le domaine où une zone centrale de 1 m de long a été sélectionnée parmi les 3 mètres parcourus.

Le déplacement du tracteur, relativement simple, est en réalité fonction de beaucoup de paramètres, d'où son intérêt. En effet, la vitesse du tracteur, le débit des buses, la granulométrie, la vitesse d'éjection, la largeur du jet et la turbulence d'entrée sont des facteurs modifiant le dépôt sur la végétation. Une étude du dépôt en fonction des ces variables adimensionnées, par exemple (vitesse du tracteur) / (vitesse du jet), une fois ce modèle exploitable, serait intéressante. Mais elle ne sera pas entreprise dans ce premier travail.

La végétation est elle-même modélisée par un simple cube divisé en un grand nombre de petites cellules, dans lesquelles on affecte une force de traînée proportionnelle au LAD.

Il reste donc, dans une phase de Post-Traitement, à suivre les particules à travers le feuillage, pour y distribuer une quantité de produit, au passage. Pour cela, un modèle d'impact de gouttelettes sera proposé au chapitre IV.

Avant d'arriver à cette étape, il reste encore à décrire le problème d'un point de vue local. Au niveau d'une portion de végétation ou volume élémentaire de végétation, deux modèles statistiques et descriptifs sont présentés.

III.2 Le problème local (à l'échelle du VER)

III.2.1 Introduction

L'écoulement que nous étudions n'est pas libre puisque gêné par la végétation, ce que nous avons représenté par le tenseur de résistance $\underline{\underline{R}}_f$, avec $R_{ij} = 0$ pour $i \neq j$ et $R_{ii} = R_f$.

Pour évaluer ce tenseur, nous devons résoudre le problème local. Deux approches sont proposées ici. Dans la première, on utilise une méthode d'identification par comparaison des résultats numériques et expérimentaux. Dans la seconde, le problème local est résolu numériquement et la valeur du tenseur est déduite de sa solution. Le problème local doit être défini, et en particulier le domaine dans lequel il est résolu. Nous utilisons l'approche classique de volume élémentaire représentatif (VER). Notons enfin que le problème du dépôt sur les feuilles, qui fait l'objet du dernier chapitre, ne sera pas abordé ici.

III.2.2 Le modèle d'identification

III.2.2.1 Le problème aérodynamique → évaluation du facteur de résistance (R_f) d'une portion de feuillage

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Le modèle d'identification s'appuie, dans ce troisième chapitre, sur la notion de résistance due à la végétation, introduite dans le second chapitre, où seuls les résultats expérimentaux bruts ont été donnés. Il reste à voir comment en réaliser la modélisation numérique.

On rappelle que des essais de vélocimétrie ont été effectués au laboratoire du Cemagref, à l'aide du laser, devant et derrière une végétation artificielle. Les feuilles ont été prélevées de façon à mesurer la surface foliaire par analyse d'image. Il a été ainsi possible de déterminer la densité de surface foliaire. Voyons donc comment caler cette résistance pour des calculs numériques.

III.2.2.1.1 Essais de simulations

Des essais de simulations ont été effectués pour voir la vitesse de pénétration du flux d'air à travers la végétation en gardant la géométrie des figures n°13 et 14 du second chapitre. La vigne est modélisée par une zone de résistance R_f , que l'on déterminera un peu plus loin.

D'un point de vue discrétisation, une valeur de R_f est affectée à chaque volume de contrôle ou maille. Plusieurs mailles voisines peuvent avoir la même affectation en puits de quantité de mouvement, puisque la vigne sera, dans le modèle global, découpée en cubes de 30 cm de côté, dans lesquels le LAD restera constant, alors que la taille d'une maille n'est que de 5 cm. On fait en quelque sorte une moyenne sur un VER.

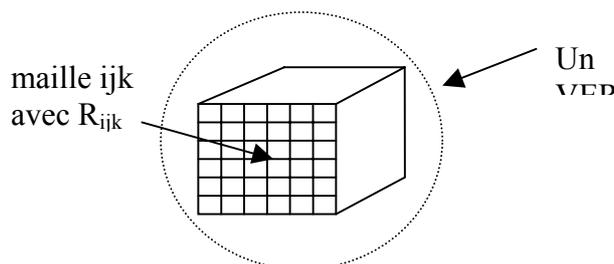


Figure III-10 : affectation d'une valeur de R_f dans chaque volume de contrôle ou maille, au sein d'un VER

III.2.2.1.2 Résultats et comparaison avec le modèle de Walklate

Nous allons donc présenter rapidement des « résultats test », résultats test, car il ne s'agit pas de la représentation géométrique du modèle global, mais d'une phase de calculs annexes, au vu de caler la résistance R_f .

Les résultats des tests sont réunis sur les figures n°11 et 12, pour différentes valeurs de la résistance R_f .

On a imposé $R_f = 0$ pour $y < 0.1$ et $y > 0.85$, en dehors de la végétation (y est le sens de la pénétration du flux d'air dans la végétation).

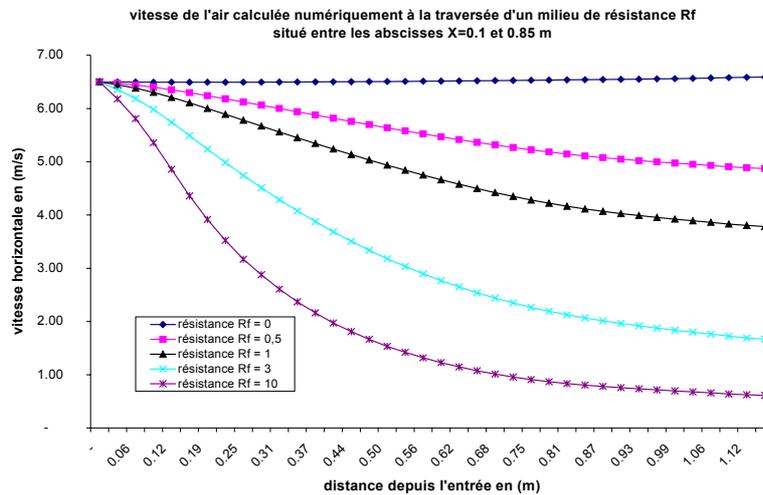
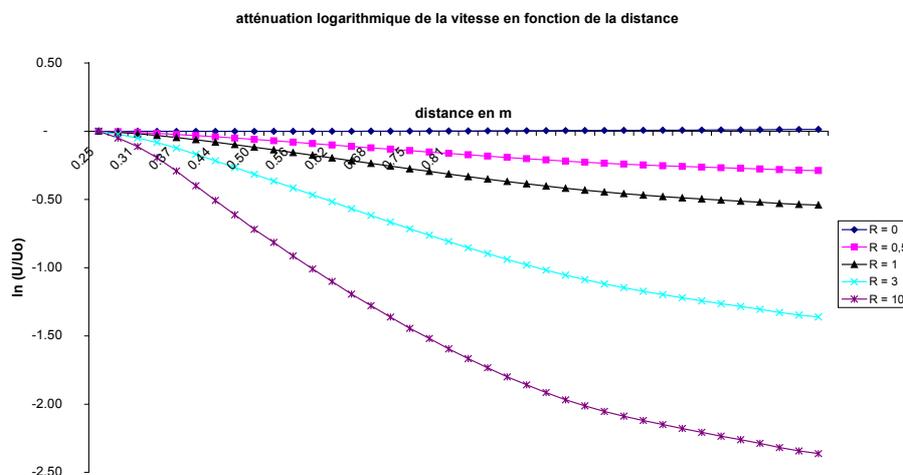


Figure III-11 : Absorption de quantité de mouvement à travers une végétation numérique

On constate que :

- Une partie de la quantité de mouvement est absorbée par le feuillage, qui constitue donc un puit de quantité de mouvement.
- Le logarithme de la vitesse décroît linéairement en fonction de la distance y sur le graphe dans la zone du feuillage, ce qui signifie que la décroissance de vitesse est exponentielle, du moins pour des valeurs de R_f pas trop élevées.



Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Figure III-12 : Décroissance exponentielle de la vitesse

Le modèle épouse donc bien la loi empirique de décroissance exponentielle (Walklate, 1995) :

$$U(y,0) = U(0) H(y) \exp(-yb) \quad \text{eq. III-48}$$

où $U(0)$ est la vitesse à l'entrée de la végétation, y l'ordonnée dans le sens de la pénétration et b qui se décompose comme suit :

$$b = a_{1U} + a_{2U} + a_{3U} \text{ et } H(y) = c + \sum_{n=1}^m (2/n\pi) \sin(n\pi c) \exp(-ya_{1U} n^2) \quad \text{eq. III-49}$$

$H(y)$ est quasiment constante si a_{1U} est petit. $c = \delta / \Delta$ est une constante inférieure à l'unité, désignant le rapport entre la largeur initiale et la largeur maximale du jet. a_{1U} représente la géométrie du jet : $a_{1U} = (2\pi c) R/\delta$ et R est le rapport entre le nombre de Reynolds turbulent et le nombre de Reynolds associé au jet.

a_{2U} est le paramètre qui correspond au produit du LAD par le coefficient de traînée.

$$a_{2U} = C_{fU} \times a = C_n \times a \quad \text{eq. III-50}$$

On rentre donc une valeur de résistance dans le modèle numérique, telle que :

$$R_f / \rho = C_n \times a \quad \text{eq. III-51}$$

avec, en rappel, ρ la masse volumique du fluide, a le LAD et C_n , le coefficient de traînée.

a_{3U} représente la variation de la densité de feuillage provoquée par le jet d'air.

En fait, b pourra se réduire à a_{2U} , d'après les expériences de Walklate.

III.2.2.1.3 Calcul de R_f

Suite aux essais devant une végétation artificielle, la surface totale des feuilles artificielles passées sous scanner a pu être déterminée à l'aide du logiciel Matlab pour l'analyse d'images. Le LAD ainsi mesuré est :

$$a = a_{\text{mes}} \approx 7 \text{ m}^{-1}$$

Sachant que $U(y,0) \approx U_0 \exp(-ya_{2U})$, le but est donc de vérifier si connaissant U à la sortie de la végétation et U_0 à l'entrée de la végétation, une valeur cohérente du coefficient de traînée C_n peut être retrouvée.

$y = L_v = 0.75 \text{ m}$ correspond à la largeur de la végétation, dans le sens de l'écoulement.

$U = U(\text{sortie}) \approx 1.3 \text{ m/s}$ (d'après les valeurs obtenues au laser)

$U_0 = U(\text{entrée}) \approx 7.2 \text{ m/s}$ (idem)

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

or
$$a_{2U} = (1/L_v) * \ln (U_o/U) \quad \text{eq. III-52}$$

application numérique : $a_{2U} \approx 2.3 \text{ m}^{-1}$

D'après l'équation (50), le coefficient de traînée est tel que: $C_n = a_{2U} / a_{mes} = 2.3/7 \approx 0.3$

Cette valeur semble tout à fait plausible, puisque dans la littérature, $0.1 < C_n < 0.5$ (*A.S Thom, 1967*) . La valeur 0.5 correspond au maximum, pour lequel la feuille est perpendiculaire au flux et isolée. La valeur 0.3 résulte d' un « effet de masquage » causé par le reste du feuillage.

Si l'on introduit la notion de coefficient de masquage p_n , on peut établir la relation suivante :

$$C_n = C_o / p_n \quad \text{eq. III-53}$$

où C_o est le coefficient de traînée sans effet de masquage.

Dans notre cas, $p_n = C_o/C_n = 0.5/0.3 = 1.66$

L'étape finale consiste à caler la valeur de la résistance R_f à partir de la valeur de a_{2U} :

$$R_f = \rho C_n * a = \rho * a_{2U} \approx 1.22 * 2.3 \approx 2.8 \text{ kg.m}^{-4}$$

2.8 est donc la valeur de R_f retenue pour cette végétation artificielle. Pour le modèle global, cette valeur sera calculée de la même façon, pour un LAD donné.

III.2.2.1.4 Conclusion

Connaissant les vitesses d'entrée et de sortie et l'épaisseur de la végétation, il est possible de déterminer un bon ordre de grandeur de a_{2U} . C_n se détermine alors connaissant le LAD mesuré, a_{mes} . De plus, il existe une correspondance parfaite entre la résistance R_f et la densité de surface foliaire, ce qui permet de rentrer une valeur cohérente du puits de quantité de mouvement. Ainsi, le calcul donnera les valeurs moyennes des vitesses, non seulement à l'extérieur mais aussi à l'intérieur de la végétation.

III.2.2.2 Simulations et données expérimentales

Pour réaliser les simulations, il a fallu coder la résistance due au feuillage à l'aide d'une routine fortran. L'équation de Navier-Stokes a été modifiée par addition d'une force volumique ou « body force », dans le second membre de l'équation. Des résultats assez satisfaisants ont été obtenus lors de la comparaison entre vitesses mesurées expérimentalement et vitesses calculées. La figure n°13 en est une illustration (*Da Silva, 2001*).

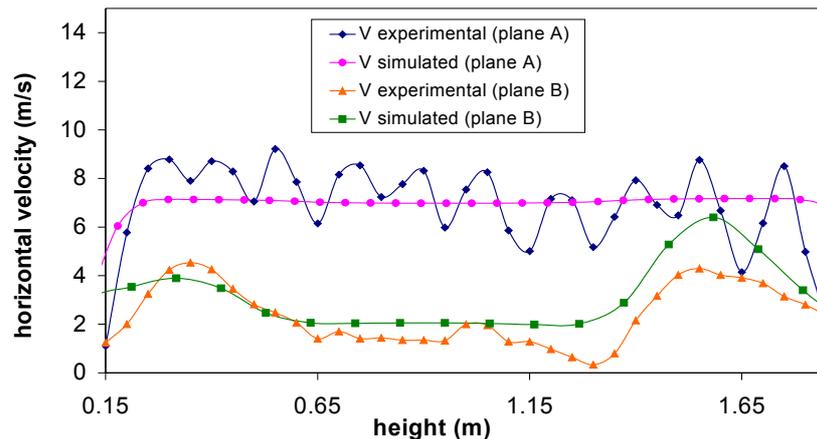


Figure III-13 : *Comparaison entre vitesses mesurées et calculées, devant et derrière une végétation artificielle.*

Les deux courbes du haut représentent le profil des vitesses devant la végétation. Ici, la hauteur est représentée sur l'axe horizontal. Les vitesses mesurées sont fluctuantes en raison de la turbulence générée par le pulvérisateur, alors que le profil est plus stable pour les vitesses calculées, car il s'agit de vitesses moyennées.

Les courbes du bas ont deux maximum de part et d'autre du graphe en raison des dimensions de la végétation. Vers 1.65 m, au-dessus de la végétation, le flux d'air n'est pas autant ralenti. La corrélation entre la vitesse calculée et la vitesse mesurée ici est plus difficile à obtenir en raison des effets de bord de la végétation.

Mais, d'un point de vue global, une approche moyennée donne une relativement bonne correspondance entre les vitesses, pour la partie arrière de la végétation, dans la zone centrale.

III.2.2.3 Conclusion

On peut donc conclure que notre application du modèle de Walklate, donne une bonne prédiction du champ de vitesses au sein de la végétation. Selon cet auteur, la végétation ne fait pas qu'absorber de la quantité de mouvement suivant une loi de décroissance exponentielle. En effet, l'énergie cinétique turbulente et la dissipation sont aussi des quantités retenues par la végétation. Dans le quatrième chapitre, on verra que l'interception par le feuillage de produit phytosanitaire suivra aussi une loi de décroissance exponentielle.

III.2.3 Modèle descriptif

III.2.3.1 Introduction

Il n'est pas possible de modéliser un trop grand nombre de feuilles ou de particules, c'est la raison pour laquelle il faut, au bout du compte, revenir à un modèle statistique, pour traiter tout le problème, d'un point de vue global.

La simulation de l'impact de gouttelettes sur une portion de végétation a fait l'objet d'un stage de DESS (Akrami, 2002). Nous allons reprendre ici les résultats obtenus.

III.2.3.2 Géométrie du modèle

La géométrie (figure n° 14) représente un Volume Élémentaire Représentatif (VER) de la vigne, défini comme un petit cube de 900 cm^3 .

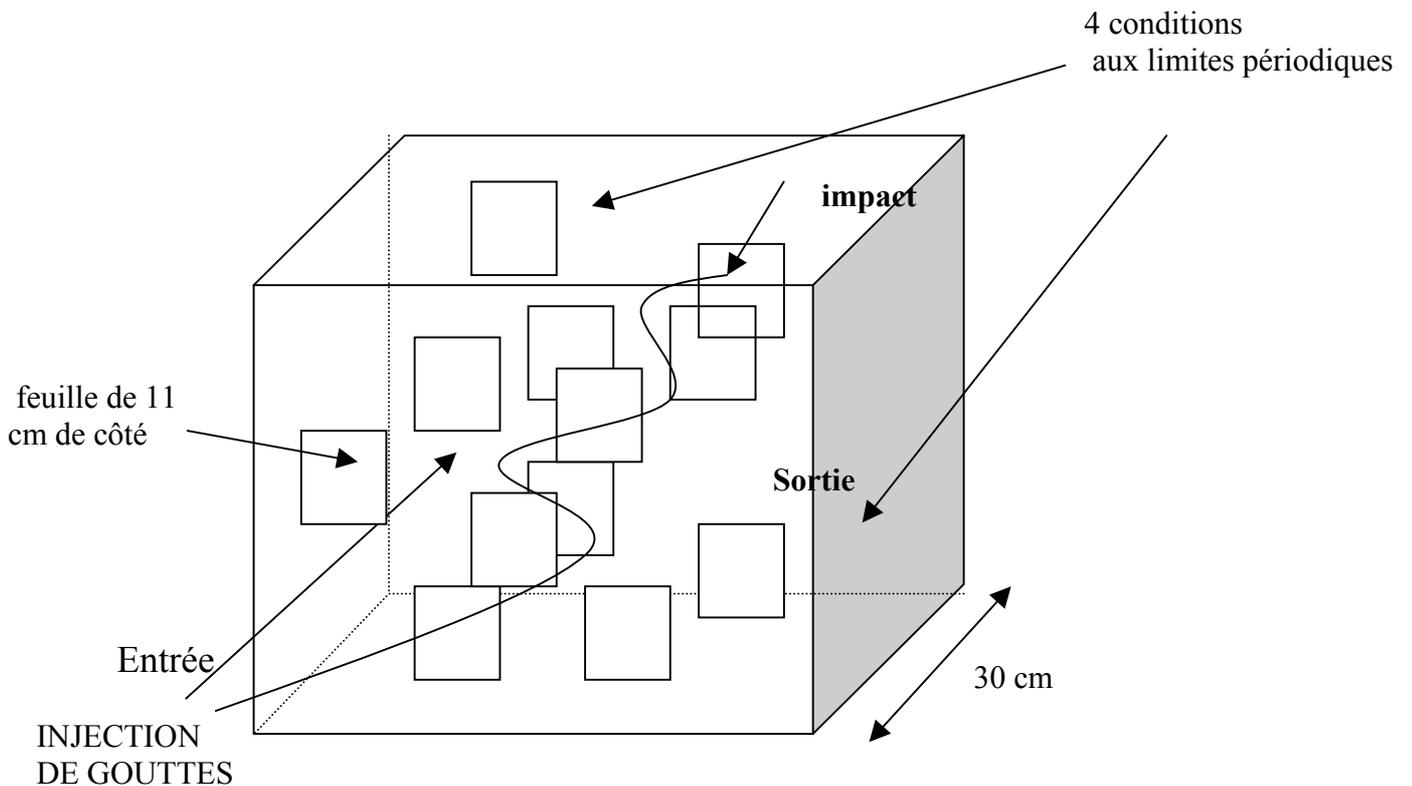


Figure III-14 : Volume élémentaire représentatif d'une portion de vigne (VER)

Dans le cube divisé en 27 000 mailles de 1 cm^3 , 900 particules sont injectées depuis l'entrée, en sorte d'obtenir une répartition homogène à l'entrée. A l'intérieur, sont disposées 6 ou 12 feuilles carrées de 11 cm de côté. Elles sont modélisées par des parois fixes, contenues dans des plans verticaux.

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

III.2.3.3 Description de l'écoulement et du transport des gouttes

L'écoulement est régi par les mêmes lois que précédemment. Dans ce cas-ci, le calcul est stationnaire, puisqu'on impose une condition de vitesse à l'entrée, invariable au cours du temps. Le champ de vitesse à l'intérieur du VER sera supposé lui aussi stationnaire.

Pour l'émission des particules :

Dans ce modèle descriptif, où toutes les gouttes, ou du moins un nombre suffisant de gouttes sont représentées, on impose à chaque goutte numérique individualisée, une force de dispersion turbulente. Il ne sera donc pas question de mouvement brownien ici.

III.2.3.4 Conditions aux limites du domaine

On impose des conditions de Dirichlet en vitesse à l'entrée du domaine de calcul. Le champ de vitesse est uniforme sur toute l'entrée.

Face à l'entrée, on impose des conditions de sortie libre. Ceci suppose que des conditions de Neumann sont imposées aux quantités telles que la vitesse, l'énergie cinétique turbulente, les scalaires, etc.... Tous les gradients normaux de ces quantités sont mis à zéro, mis à part la vitesse, pour laquelle le gradient de vitesse est constant et différent de zéro.

Cette condition de sortie suppose que le flux soit complètement établi. En fait, ce n'est pas le cas, puisque les dernières feuilles du domaine génèrent des re-circulations à l'aval de l'écoulement. Les gouttes étant à ce moment sorties du VER, nous ne nous intéressons pas d'avantage à ce phénomène.

III.2.3.5 Propriétés physiques

Pour chaque simulation, une valeur haute ou basse est choisie pour chaque paramètre.

De diamètres fixés à 75 μm ou 275 μm , les particules sont émises à une vitesse de 2 ou 10 m/s, comme l'air. 6 ou 12 feuilles sont réparties dans le cube. L'intensité turbulente en entrée vaut soit 0,8 soit 0,1.

L'écoulement est turbulent et stationnaire. Le fluide est incompressible.

III.2.3.6 Discrétisation du jet d'air et du lâcher de particules

L'entrée du domaine est divisée en 900 mailles (30×30). Au centre de chaque maille d'entrée I,J,K, une particule d'un diamètre donnée est injectée. Dans toutes les autres mailles voisines, on gardera le même diamètre. De cette façon, nous supposons que l'entrée est totalement recouverte.

On procède de la même façon pour l'air. Les particules et l'air sont envoyés à la même vitesse initiale.

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

Pour pouvoir ensuite traiter la partie analyse de l'efficacité d'impact des gouttelettes, il faut d'abord distribuer les feuilles dans le VER. Enfin, dans le dernier chapitre, nous proposerons une méthode sous forme d'un « plan d'expérience », pour établir une loi de dépôt.

III.2.3.7 Distribution aléatoire des feuilles

Pour pouvoir lancer les différentes simulations, plusieurs programmes sous MATLAB ont du être réalisés, d'abord pour distribuer les feuilles aléatoirement dans un cube de 30 cm, d'autre part, pour réécrire les fichiers de géométrie propres à CFX.

Une première méthode distribue un nombre donné de feuilles dans la totalité du volume. Elle n'est pas efficace parce qu'il n'y a pas de solution numérique, dans certains cas.

La deuxième méthode répartit aléatoirement un nombre de feuilles sur chaque plan. Celle-ci est meilleure en temps de calcul et la solution existe toujours en respectant les conditions de distribution.

Un nouveau programme a été mis en place pour mettre en forme les fichiers géométrie de CFX (*.geo) à partir des résultats de la répartition aléatoire.

Pour comptabiliser les impacts de particules sur les obstacles, à savoir, les feuilles réparties aléatoirement, un programme de lecture du fichier résultat CFX (*.out) a été réalisé. Le modèle suppose qu'un impact est unique. Le coefficient de restitution est égal à 0.

On définit une « section effective de feuillage », égale à la projection de la surface de toutes les feuilles masquées les unes par les autres, sur le plan d'entrée. Cette section que divise l'aire de l'entrée donne un nombre χ , compris entre 0 et 1. C'est l'inverse du coefficient de masquage p_n , précédemment défini.

Au programme de répartition aléatoire s'ajoute une condition, celle d'atteindre une valeur de χ souhaitée.

Une fois le modèle établi, il faut organiser les simulations sous forme de plans d'expériences, dont une brève explication est donnée en annexe 4. Mais ceci est l'objet du dernier chapitre.

Nous pouvons cependant, présenter un premier résultat d'écoulement au sein du VER, dans le paragraphe suivant :

III.2.3.8 Résultats de simulations

III.2.3.8.1 Convergence et Résidus

Les résultats n'ont été retenus que si le ratio entre le résidu initial et final est inférieur à 10^{-3} . 200 itérations ont été nécessaires pour obtenir une bonne convergence.

III.2.3.8.2 Champ de vitesse d'air

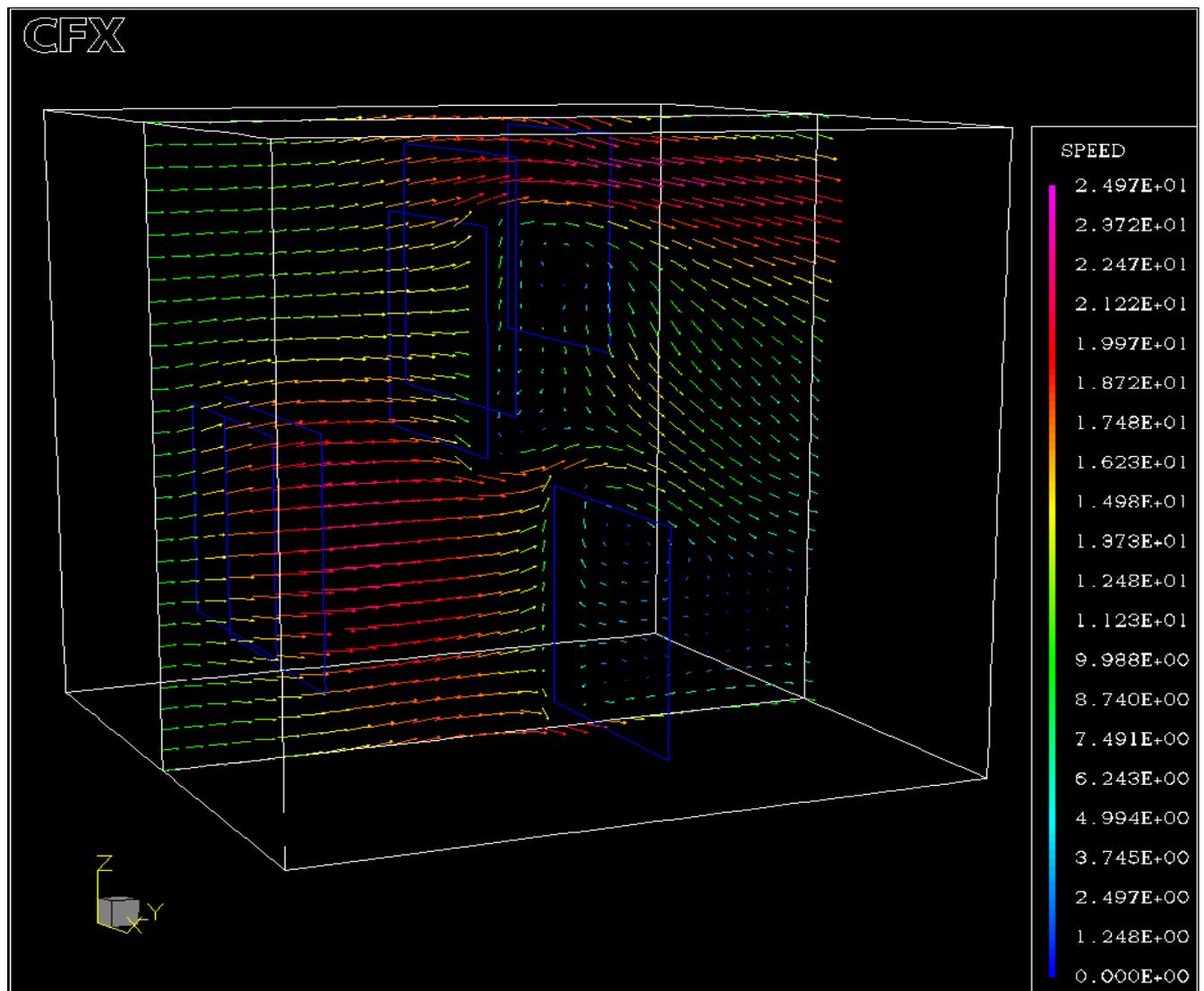


Figure III-15 : Flux d'air à travers 6 feuilles (échelle de 0 à 25 m/s)

Lors de sa pénétration dans le feuillage, l'air contourne les feuilles. Les particules, quant à elles, ne contournent pas toujours les feuilles. Elles suivent approximativement le flux entre deux feuilles, mais au voisinage de la feuille, elles ne se comportent plus comme l'air à cause de leur inertie. Elles vont donc percuter l'obstacle. Les résultats présentés dans le troisième chapitre, montreront qu'au voisinage de la feuille, l'impact est presque certain, même s'il peut exister des rebonds.

III.2.3.9 Conclusion sur la partie dynamique du modèle descriptif

Nous venons de construire un modèle d'écoulement au travers d'un volume élémentaire représentatif de végétation. Il faut rappeler que les feuilles sont supposées rester fixes, ce qui

Chapitre III : Adaptation des modèles généraux à notre problème

n'est pas le cas dans la réalité. La turbulence générée par le flux d'air provoque l'oscillation des feuilles. Mais il ne sera pas tenu compte de ce phénomène ici.

III.3 Conclusions sur la phase de calcul

Au cours de ce chapitre, nous avons traité l'aspect dynamique du problème à l'échelle locale et globale. Les écoulements et le transport des gouttes y ont été décrits. Il ne s'agit donc pas seulement d'une approche méthodologique, mais bien de la mise en place d'un modèle d'écoulement, à différentes échelles.

Le chapitre suivant développe un modèle de calcul de dépôt.

Chapitre IV :

Développement d'un modèle de calcul de dépôt

IV Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt (phase de Post-Traitement)

IV.1 Introduction

Nous allons, au cours de ce chapitre, présenter un modèle statistique puis descriptif. Le premier se base sur l'application du modèle de Zhu (paragraphe I.3.5), tandis que le second propose une loi d'efficacité d'impact, obtenue par simulation directe du transport de particules au travers d'un Volume Élémentaire Représentatif de végétation (VER). Ces deux modèles seront comparés, pour n'en retenir qu'un, qui fait une corrélation entre les deux. L'étude locale sera utilisée pour construire un modèle homogénéisé à l'échelle globale, pour quantifier les dépôts au niveau de toute la végétation.

IV.2 A l'échelle locale (VER)

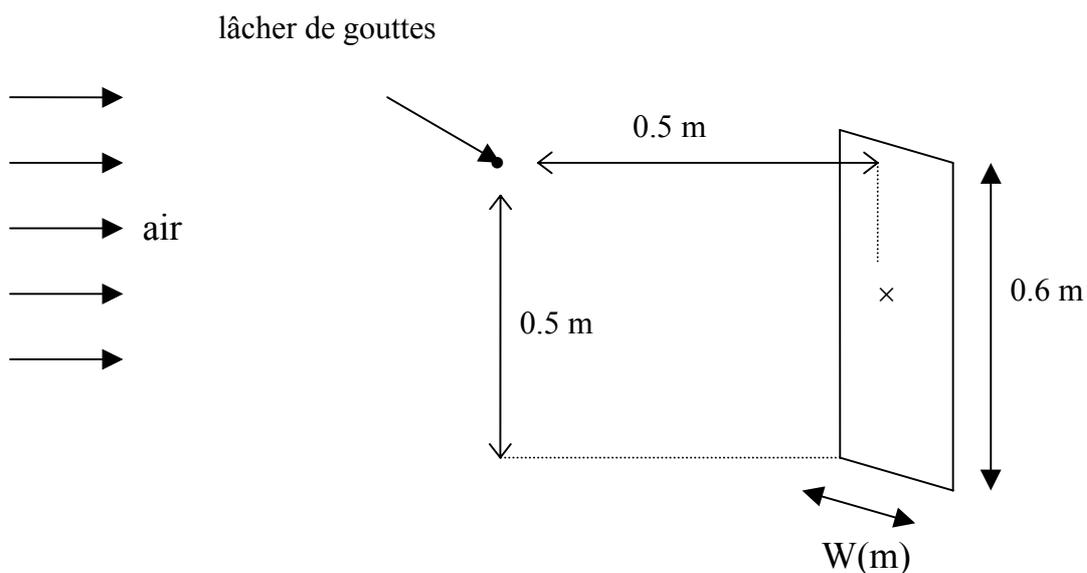
IV.2.1 Le modèle statistique

La première méthode consiste à utiliser le modèle de Zhu pour calculer une efficacité d'impact dans chaque VER.

IV.2.1.1 Le modèle de Zhu

IV.2.1.1.1 Exposition de ses essais

Zhu a effectué des simulations et des mesures expérimentales pour calculer le pourcentage d'impact de gouttelettes face à un obstacle de largeur W . Chaque goutte est lâchée, sans vitesse initiale, à 0.5 m d'une section rectangulaire, puis transportée par un flux d'air horizontal (cf Fig 1).



Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Figure IV-1 : Expérience de Zhu

La largeur de l'obstacle, la turbulence, le diamètre et la vitesse des particules sont les paramètres principaux responsables de l'impact ou non sur l'obstacle.

IV.2.1.1.2 Loi d'efficacité d'impact

Zhu a donc proposé une loi d'efficacité d'impact, en fonction d'un nombre N adimensionnel définie comme suit :

Soit $R_d = \rho_a V' d / \mu_a$, le nombre de Reynolds fonction du diamètre d de la particule, de la densité ρ_a , de la viscosité dynamique μ_a et de la norme de la vitesse V' de l'air.

Soit $F_r = V'^2 / gW$, le nombre de Froude qui inclut la gravité g , la largeur de l'obstacle W , et la vitesse de l'air V' . Ce nombre de Froude n'est pas le rapport entre l'inertie et la flottabilité (ou le potentiel) comme il est coutume de l'exprimer, car il ne tient pas compte du diamètre des particules. Il caractérise le rapport entre l'énergie cinétique et une énergie potentielle nécessaire au contournement de l'obstacle par les gouttes.

N a alors pour expression :

$$N = \left(\ln \frac{R_d^3}{F_r} \right)^{5/3} \quad \text{eq. IV-1}$$

Les résultats obtenus dans plusieurs séries d'essais sont synthétisés dans une loi d'efficacité d'impact E est fonction de plusieurs variables : le diamètre des gouttes d , la vitesse V' de l'air, l'échelle de largeur de l'obstacle W et l'intensité turbulente en énergie, T_k :

$$E = 100 \exp [0.5 (0.00065 \ln T_k - 0.0045) (N - 9 \ln T_k - 30)^2] \quad \text{eq. IV-2}$$

L'allure de la courbe correspondante est la suivante, avec la condition :

$$\text{Si } N > 30 + 9 \ln T_k, \text{ alors } E = 100 \quad \text{eq. IV-3}$$

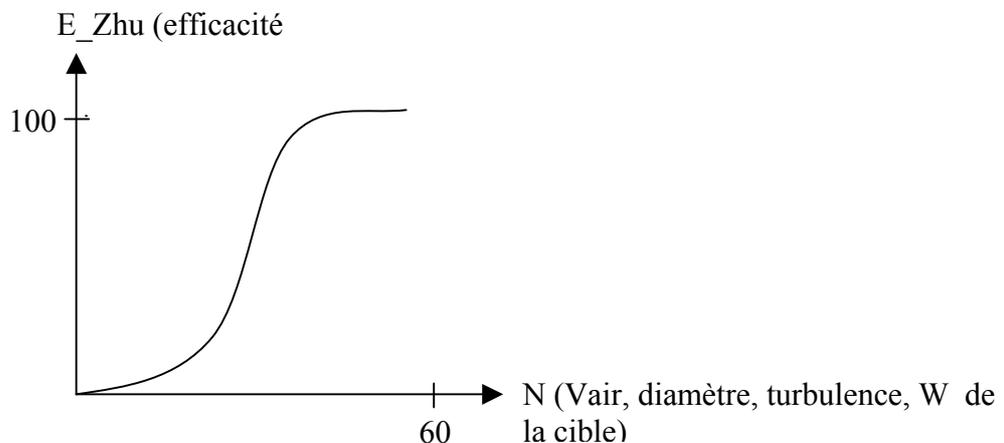


Figure IV-2 : Allure de l'évolution de E en fonction de N

Il s'agit donc d'une demi-gaussienne, la partie décroissante ayant été remplacée par un plateau.

Reprenons un à un, les différents paramètres, et expliquons leurs effets sur l'impact.

IV.2.1.1.3 Influence des différents paramètres

IV.2.1.1.3.1 Effet du diamètre de la goutte

Pour V , W et T_k fixés, $E(d)$ a l'allure présentée sur la figure n°3 suivante :

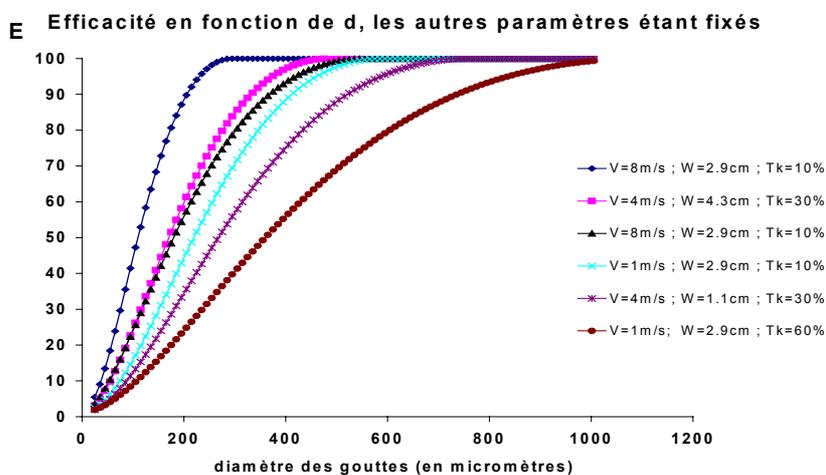


Figure IV-3 : Effet du diamètre de la goutte sur l'efficacité d'impact

Quelque-soit la vitesse, la turbulence et la taille de l'obstacle, l'efficacité augmente très rapidement avec le diamètre des gouttes. Donc, à débit identique, le dépôt changera très sensiblement avec la granulométrie, puisqu'il est directement lié au nombre d'impact de gouttes sur le feuillage. Cela signifie que les grosses gouttes, dont le rapport portance aérodynamique/masse est faible, éviteront plus difficilement l'obstacle.

IV.2.1.1.3.2 La vitesse de l'air

La vitesse de l'air a pour coordonnées $(U(x,y,z) ; V(x,y,z) ; W(x,y,z))$.

Il ne s'agit pas d'une vitesse instantanée à un instant t , mais bien d'une vitesse moyenne. Dans notre situation, elle correspondra à la valeur moyenne de la vitesse dans un VER, pendant la durée d'un pas de temps de calcul. Pour Zhu, il s'agit d'une moyenne de vitesse sur plusieurs essais.

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Pour d , W et T_k fixés, $E(V')$ a l'allure présentée sur la figure n°49 suivante :

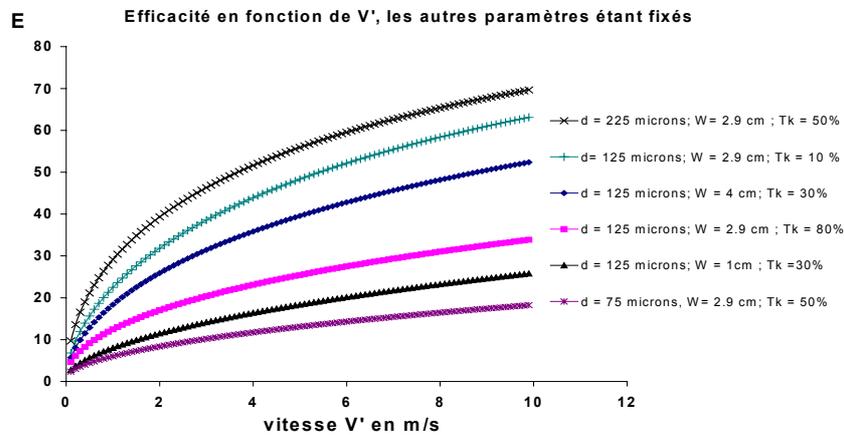


Figure IV-4 : Effet de la vitesse sur l'impact

Pour des vitesses comprises entre 4 et 10 m/s, l'efficacité croît quasi-linéairement avec la vitesse. Pour la courbe minimale, il faudrait une vitesse en dehors des valeurs utilisées en pulvérisation, pour atteindre une efficacité maximale, mais il n'est pas utile d'aller au-delà des 10 m/s.

IV.2.1.1.3.3 La taille de l'obstacle W

W , pour Zhu, est la largeur de l'obstacle, très petite devant la hauteur.

Pour d , V' et T_k fixés, l'allure de $E(W)$ est la suivante (Figure n° 5) :

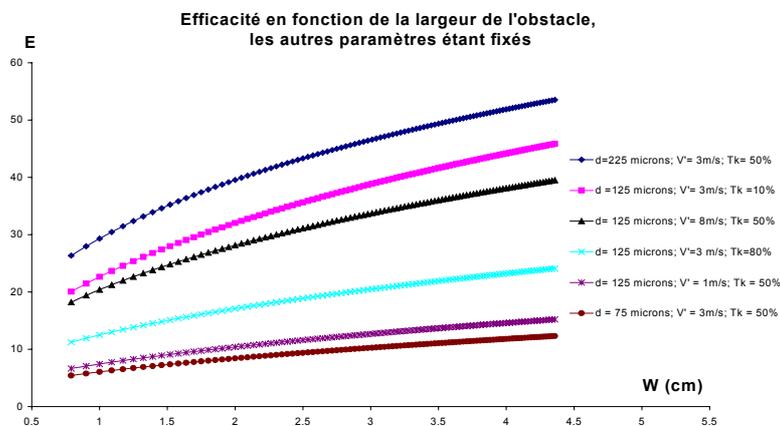


Figure IV-5 : Effet de la largeur des feuilles ou de la densité de surface foliaire sur l'impact

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Tout comme pour la vitesse, la tendance reste linéaire à partir de $W=2$ cm.

Pour 4.4 cm, l'efficacité maximale observée n'est que de 50 % environ pour les gouttes de 225 microns.

Nous n'en dirons pas plus sur l'effet de W , puisque nous reviendrons en détail sur l'adaptation du modèle de Zhu pour la détermination du dépôt.

Pour terminer sur les différents paramètres, il reste à voir l'efficacité en fonction de l'intensité turbulente.

IV.2.1.1.3.4 La turbulence

L'intensité turbulente a pour expression :

$$T_k = (2k)^{1/2} / (U^2 + V^2 + W^2)^{1/2} \times 100 \quad \text{eq. IV-4}$$

où k est l'énergie turbulente et U , V et W les trois composantes de la vitesse moyenne.

Un problème se pose quant à l'échelle de turbulence. En effet, dans certains cas, l'intensité turbulente calculée dépasse les 100 %, et plutôt que de diminuer avec la turbulence, l'efficacité d'impact se met à augmenter au-delà du seuil des 100 %. En réalité, ce phénomène se produit uniquement pour de très faibles vitesses d'air. Sinon, il faudrait remettre en cause le calcul RANS. Ce cas correspond, par exemple, à des particules quasiment immobiles, dont l'efficacité d'impact devient égale à 100%.

Un palliatif artificiel à ce problème consiste à borner le rapport T_k .

Remarquons que ces cas extrêmes concernent en général les petites gouttes peu porteuses de produit par rapport aux grosses gouttes et que le nombre de cas pour lesquels l'intensité turbulente est surestimée est très faible devant le nombre total de valeurs obtenues par calcul numérique. On peut donc espérer que les résultats du calcul n'en seront pas trop affectés.

En appliquant cette règle, les paramètres V' , d et W étant fixés, l'efficacité d'impact $E(T_k)$ a l'allure suivante (fig. 6) :

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

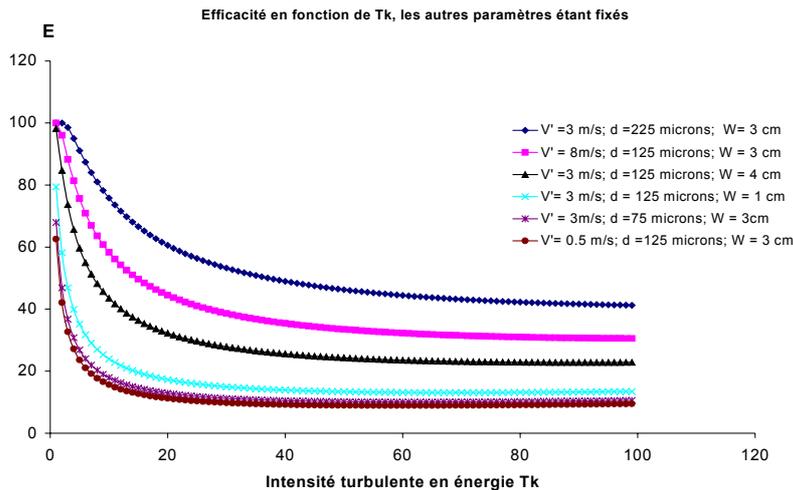


Figure IV-6 : Effet de l'intensité turbulente sur le dépôt

Avec le diamètre, l'intensité turbulente serait le deuxième paramètre le plus sensible, devant la vitesse et l'échelle de longueur. En revanche, au delà de 50 %, les courbes se stabilisent, donc la turbulence atteinte sont effet maximum et il n'est pas utile de considérer des intensités turbulentes élevées.

I.1.1.1.1 Généralisation des effets des différents paramètres

D'un point de vue théorique, $E(N)$ à T_k fixé est la courbe qui généralise toutes les précédentes. N est un nombre a-dimensionnel, fonction du nombre de Reynolds et de Froude (eq. IV-1).

Pour d compris entre 25 et 320 microns, V' entre 0 et 10 m/s, le LAD entre 0.5 et 12 m^{-1} (ou W entre 0.7 et 3.9 cm) et pour $T_k = 5, 20, 40, 60, 80$ et 100 %, $E(N)$ a l'allure suivante (Fig.7) :

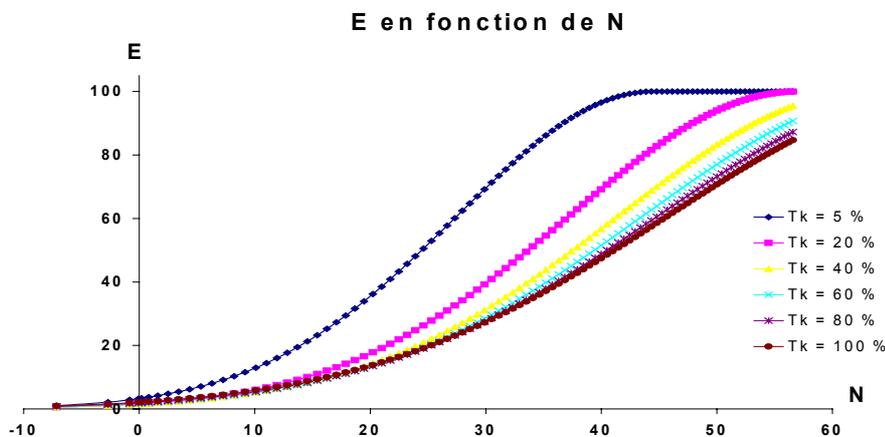


Figure IV-7 : allure générale de la fonction $E(d, V', W, T_k)$

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Il va maintenant falloir adapter le modèle de Zhu à notre configuration. C'est ce que nous discutons dans la partie suivante.

IV.2.1.2 Le modèle équivalent adapté à notre problème

Pour pouvoir adapter le modèle de Zhu au nôtre, il faut d'abord :

- 1/ Définir un nuage de gouttes, puisqu'une particule numérique représente en réalité un grand nombre de particules.
- 2/ Ensuite, il faut appliquer un modèle de dépôt qui se divise en trois étapes.

IV.2.1.2.1 Définition du nuage de gouttes

Cette partie a été décrite précédemment, dans les modifications du modèle global. Il suffit de préciser qu'à l'échelle locale, un nuage de goutte est défini pour chaque particule, à l'entrée de chaque VER. On définit donc un σ_p par numéro de particule et par n° de VER. On rappelle (eq. III.42) que l'écart-type du nuage est modifié à chaque passage dans un VER :

$$\sigma_{p_{n+1}}^* = \sigma_{p_n}^* + \alpha \times \Delta\sigma (\text{air}) \quad \text{eq. IV-5}$$

IV.2.1.2.2 Méthode de calcul du dépôt

Pour ce qui est du modèle de dépôt, l'approche se divise en trois étapes.

1/ La première consiste à utiliser le modèle de Zhu pour calculer une efficacité d'impact dans chaque VER. Elle correspond à l'entrée d'une particule fictive par le plan médiateur du VER (fig.8), le long de la ligne médiane. Pour pouvoir faire ce calcul, il faut d'abord obtenir les vitesses d'air et des particules.

2/ La deuxième étape consiste à remplacer les feuilles dans un VER donné, par une surface équivalente l_e^2 . Equivalente signifie que la portion du nuage de gouttes interceptées par les feuilles, à l'intérieur du VER, sera la même que celle calculée avec la loi de Zhu pour le même nuage entrant dans le VER par la ligne médiane et pour un obstacle de surface l^2 .

3/ Enfin, à partir de cette « feuille mathématique », toutes les gouttes numériques qui entrent dans un VER vont déposer partiellement sur cet obstacle. Ce dépôt sera calculé à partir de la position relative du nuage par rapport à la ligne médiane.

IV.2.1.2.2.1 Etape 1 : calage de notre modèle à partir de celui de Zhu

On rappelle la taille du VER (Fig. 8)

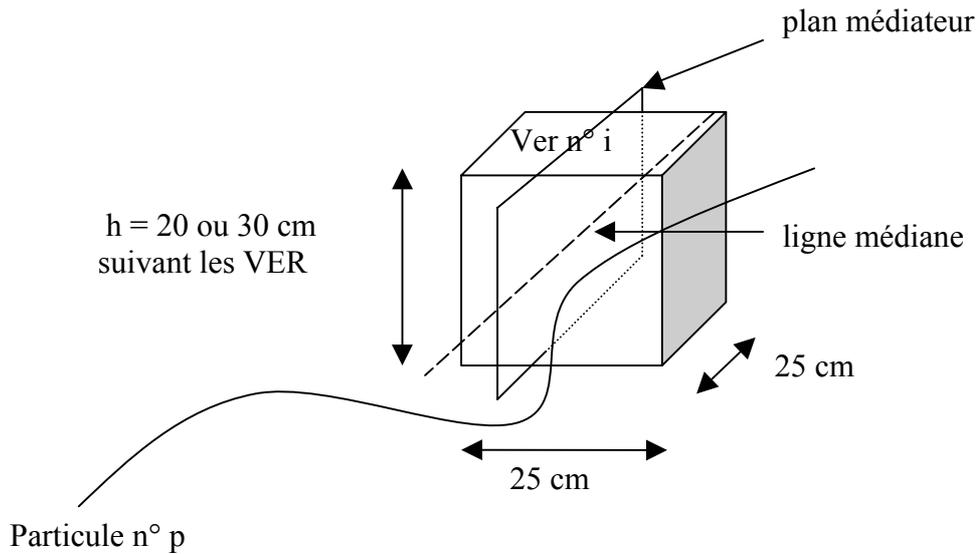


Figure IV-8 : Un VER

Pour pouvoir calculer une efficacité de Zhu, dans un VER donné, il faut définir une vitesse, un diamètre de goutte, une intensité turbulente et une largeur d'obstacle l . Nous créons donc un tableau classé par n° de VER traversé, par n° de particule et ordonné dans le temps. Pour chaque ligne, nous avons le paramètre temps, la position des particules, les vitesses d'air, l'énergie turbulente et la dissipation.

Détermination des paramètres :

Vitesse : pour ce qui est de la vitesse d'air, on procède de cette façon (fig. 9) :

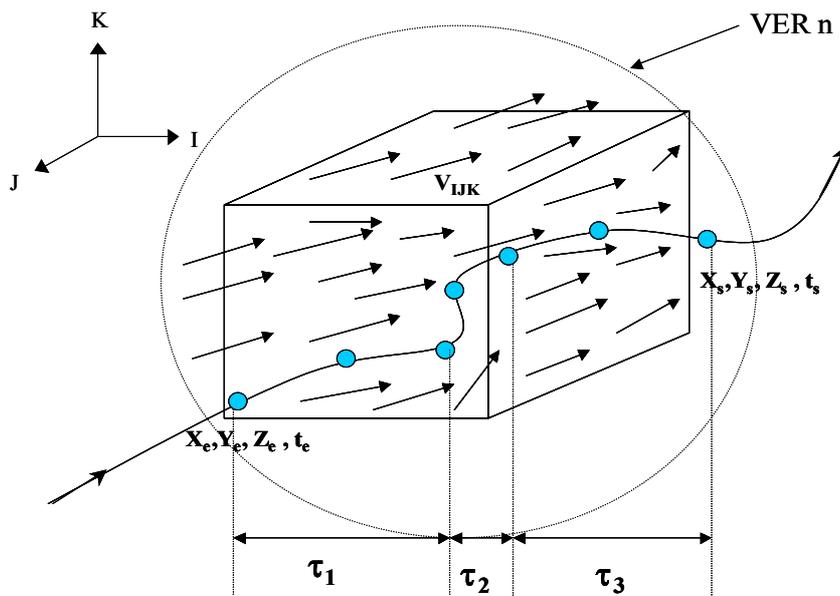


Figure IV-9 : Représentation des vitesses d'air et de la trajectoire d'une particule dans un VER

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

On calcule le champ de vitesse moyen d'air, dans tout le VER, par pas de temps. Ensuite, on moyenne dans le temps. C'est cette vitesse moyennée dans l'espace et dans le temps qui sera prise comme vitesse de Zhu.

Diamètre : concernant la valeur du diamètre, il s'agit simplement de prendre le diamètre moyen de la particule i qui entre dans le VER n .

Intensité turbulente : pour le calcul de l'intensité turbulente, on procède de la même façon que pour la vitesse.

Largeur de l'obstacle : la largeur d'obstacle, W (à ne pas confondre avec la largeur équivalente l_e), est calculée de la façon suivante :

$$W = (a \times V_{\text{VER}}) / 0.6 \quad \text{eq. IV-6}$$

a est la densité de surface foliaire pour un VER donné, invariante au cours du temps, lors d'un traitement.

V_{VER} correspond au volume du VER et la valeur 0.6 est la hauteur de l'obstacle considérée dans le modèle de Zhu.

Ainsi, on calcule une efficacité de Zhu par n° de VER et par n° de particule car chaque particule a « son histoire ». Les particules représentant des gouttes de même diamètre peuvent rentrer dans le même VER à des instants différents, où règne un champ de vitesse particulier. Toutes les particules qu'elles soient représentatives de gouttes de même diamètre ou non, seront traitées individuellement.

Le Post-Traitement est fait de telle sorte qu'un fichier est réservé à l'historique complet de chaque particule.

IV.2.1.2.2.2 Etape 2 : Modèle équivalent avec la notion de section effective

Le résultat de Post-Traitement est présenté sous forme de tableau (cf ci-dessous). On ne prend pas, pour le moment, les coordonnées des particules, car on fait comme si elles passaient par le centre du VER de coordonnées X_c , Y_c , Z_c .

VER n°	part n°	Sigma	X_c	Y_c	Z_c	h_i	Ezhu
---------------	----------------	-------	-------	-------	-------	-------	------

Sigma* correspond à l'écart type du nuage de gouttes déjà défini, précédemment :

$$\text{Sigma} = \sqrt{\sigma_{px}^2} = \sqrt{(2 \times (C_\mu k^2 / (3 \sigma_T \varepsilon)) \times t_p)} = \sqrt{(2 \times D_f \times t_p)} \quad \text{eq. IV-7}$$

Il faut trouver la bonne valeur de « l_e », de sorte que l'efficacité calculée à partir du modèle de Zhu soit la même que celle calculée à partir du modèle équivalent (Fig.10).

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

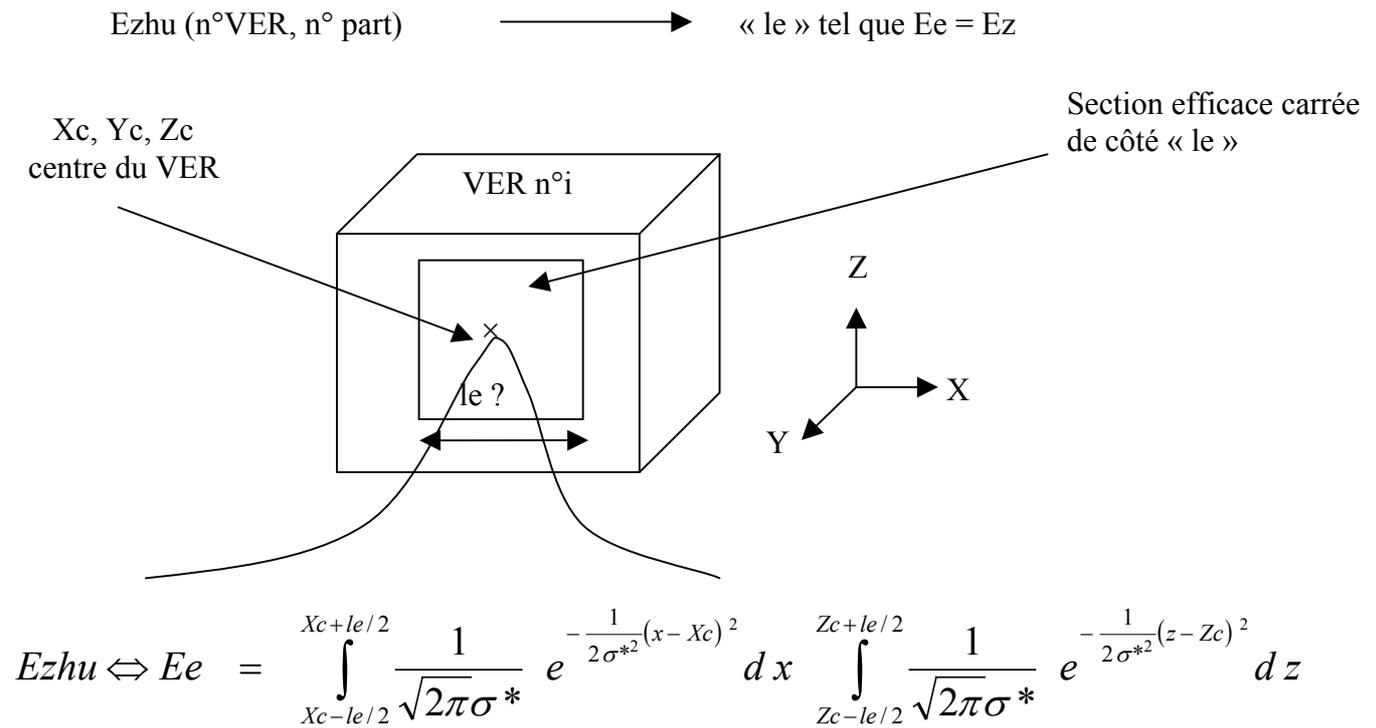


Figure IV-10 : Représentation schématique du modèle

(σ^* : écart-type corrigé de la particule)

En utilisant la fonction erreur,

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad \text{eq. IV-8}$$

et en utilisant le changement de variable : $u = \frac{x - Xc}{\sqrt{2} \sigma^*}$ ou $u = \frac{z - Zc}{\sqrt{2} \sigma^*}$

On montre que la valeur du « l_e » cherché est :

$$l_e = 2 \sqrt{2} \sigma^* \operatorname{erf}^{-1}(Ezhu) \quad \text{eq. IV-9}$$

où erf^{-1} est la fonction inverse de la fonction erreur

Remarque : comme on a calculé un Ezhu par n° de VER et par n° de particule, le « l_e » correspondant n'est pas propre à la végétation seule.

IV.2.2 Le modèle descriptif

IV.2.2.1 Construction du modèle descriptif

- Le modèle que nous utilisons, maintenant, reprend la démarche de Zhu, mais avec un problème élémentaire différent : nous utilisons une configuration donnée du VER. Dans le second chapitre, nous avons présenté la méthode de distribution des feuilles ainsi que les programmes MATLAB associés. Une distribution de feuilles dépend du volume occupé, de la densité de surface foliaire et de la dimension des feuilles carrées (11 cm de côté). Nous construisons ainsi une réalisation de VER qui va être utilisée pour évaluer le dépôt.
- Pour chaque distribution, on associe un nombre χ qui correspond au rapport entre la section effective projetée de toutes les feuilles sur la face d'entrée du VER et la section d'entrée. Il s'agit de l'inverse du coefficient de masquage. Nous verrons, que ce nombre, est beaucoup plus représentatif que le LAD pour prédire les dépôts, puisqu'il prend en compte le masquage des feuilles entre elles. Le LAD additionne toutes les surfaces, dans un volume donné, alors que le nombre χ ne tient pas compte des surfaces cachées.
- En tenant compte du modèle de Zhu, on peut déjà avoir une bonne idée des effets des différents paramètres, tels que :
 - le diamètre des particules
 - la vitesse à l'entrée
 - la turbulence à l'entrée
 - le LAD ou la section effective

Remarque : Dans le modèle global, la vitesse d'avancement du tracteur est aussi un paramètre pour le calcul du dépôt.

- En adoptant la même démarche que Zhu, nous allons, à travers un plan d'expérience, étudier les effets des différents paramètres cités. Cette méthode a l'avantage de limiter le nombre d'essais à réaliser. En annexe 3, se trouve un rappel sur la notion de plan d'expérience.

Le plan d'expérience que nous utilisons est un plan 2^k . 2 est le nombre de niveaux, c'est à dire que pour chaque paramètre il y aura un niveau haut (« + ») et bas (« - »). Le nombre de facteurs est désigné par k. Dans notre situation, nous avons 4 paramètres, le LAD (a), le diamètre des gouttes (d), la vitesse (V), et la turbulence (i).

→ Dans notre cas, nous réaliserons 16 simulations. Il s'agit d'un plan d'expérience 2^4 (2 niveaux, 4 facteurs)

La matrice d'expérience est présentée dans le tableau en annexe 5.

Grâce à ce plan d'expérience, il ne sera utile d'effectuer que 16 simulations, alors que si l'on avait voulu 5 valeurs pour chaque variable, il aurait fallu réaliser $5^4 = 625$ calculs.

Les 16 réponses sont données dans la partie Résultats-Discussions, où une loi de dépôt est proposée. En fait, nous réaliserons 3 plans d'expérience, dont nous expliquerons l'intérêt.

IV.2.2.2 Résultats-discussions

La premier plan d'expérience fait varier les 4 paramètres cités précédemment. Le nombre χ n'est pas pris en compte ici.

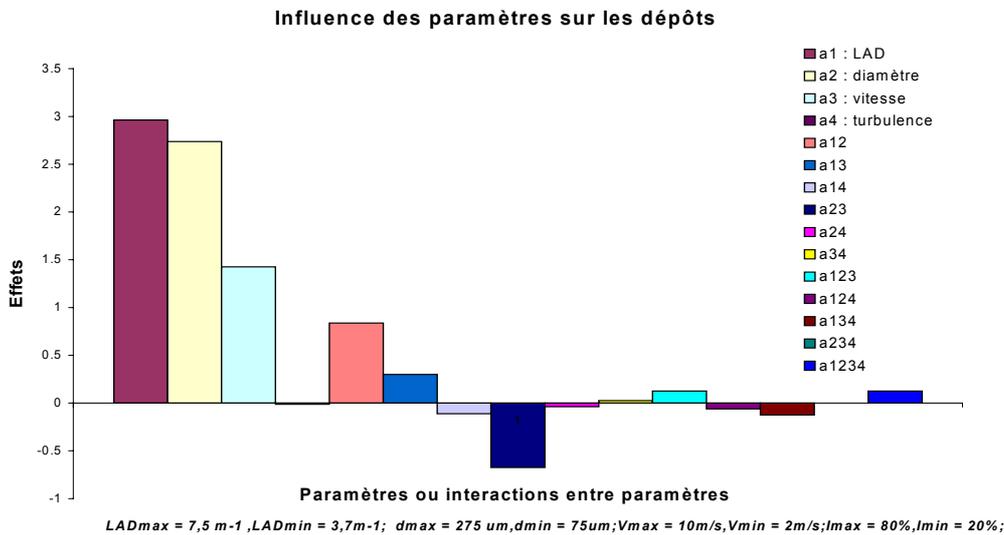


Figure IV-11 : effets des différents paramètres.

D'après la figure n°11, l'effet du LAD, du diamètre et de la vitesse des gouttes est important. Quant à la turbulence, elle ne semblerait pas influencer le nombre d'impacts. C'est très étonnant, dans la mesure où dans l'analyse bibliographique, l'énergie turbulente favorise l'homogénéité du dépôt, en évitant un impact trop important à l'entrée de la végétation. Seulement, dans notre situation, les feuilles modélisées sont fixes et l'échelle de longueur de turbulence vaut 2 mm. Cette valeur est calculée comme suit :

$$k_{inl} = 1.5 (i u_{inl})^2 \quad \text{eq. IV-10}$$

$$\varepsilon_{inl} = (k_{inl})^{1.5} / 0.3D \quad \text{eq. IV-11}$$

k_{inl} et ε_{inl} sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation. D, d'une valeur fixée à 0.05 m correspond au diamètre hydraulique de l'entrée ($D = 4A/P$ où A est l'aire de l'entrée et P le périmètre).

Enfin, l'échelle de longueur de l'énergie d'agitation turbulente a pour expression :

$$l = C_{\mu}^{3/4} k^{3/2} / \varepsilon \quad \text{eq. IV-12}$$

où $C_{\mu} = 0.09$ est une constante

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Une application numérique donne $l \approx 2$ mm. C'est très petit devant la taille moyenne d'une feuille de 110 mm. Ce serait une première explication de l'effet négligeable de la turbulence. Une deuxième raison viendrait du fait que les gouttes sont très proches des obstacles. Dans la littérature, Zhu (1996) a montré, qu'au contraire, la turbulence diminuait considérablement le nombre d'impacts des gouttes sur un obstacle plan vertical infini, de largeur W . Seulement, dans notre cas, les particules sont très proches de sorte que la diffusivité turbulente n'a pas le temps d'agir face à l'inertie des particules. De plus, le modèle de Zhu n'utilise qu'un seul obstacle, et les gouttes sont envoyées à plus de 30 cm de distance de la cible. Enfin, la largeur de la cible est plus petite que la dimension de nos feuilles.

Pour ce qui est des interactions entre les différents paramètres, celle entre la vitesse et le diamètre semble logique du fait que l'inertie de la particule relie le diamètre de la goutte et sa vitesse. Quant à la forte interaction entre le LAD et le diamètre, elle pourrait s'expliquer par le fait que plus les particules sont grosses plus la végétation est dense et plus le dépôt est important.

Comme la turbulence ne paraît pas influente dans le cas précis de notre modèle, nous avons décidé d'introduire l'autre paramètre, χ , défini précédemment (§ IV.2.2.1), quant à lui très déterminant dans les résultats.

Dans ce qui suit, un nouveau plan d'expérience n°2 présente ses effets, à travers le paramètre indicé 4 (fig. 12). La turbulence est maintenue constante et égale à 50 %.

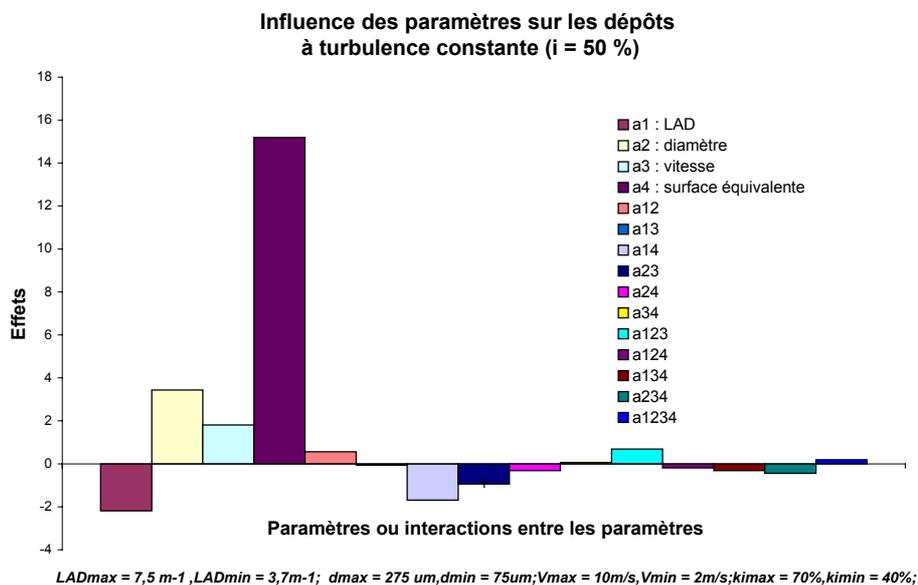


Figure IV-12 : effets des paramètres dont, cette fois-ci, la section effective

Sur cette figure n°12, le nouveau paramètre χ influence considérablement le dépôt. Son effet est environ 5 fois plus intense que celui du diamètre. Lorsqu'on augmente la section effective, l'interférence entre les particules et les feuilles est plus forte.

Mais, contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'augmentation du LAD n'augmente pas forcément le dépôt. Son effet ici serait même négatif. En fait, ce n'est pas la densité qui optimise le dépôt, mais bien la répartition des feuilles. Même si le LAD augmente, le nombre

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

χ peut rester constant. Dans le domaine agricole, on parle communément de LAD, car lorsque les feuilles poussent, la densité augmente et la section effective avec. Ces deux paramètres sont liés, mais celui qui est réellement responsable de l'interception des gouttes, c'est la section effective. Une « surcharge » de feuilles à section effective constante (c'est à dire une augmentation du LAD à section effective constante), ne devrait en rien augmenter le dépôt, au vu de nos résultats. Les feuilles les unes derrière les autres provoqueraient une sorte d' « effet couloir ». Mais il faut rester prudent quant à cette affirmation, dans la mesure où, dans la réalité, les feuilles bougent.

Pour vérifier si l'effet négatif du LAD se reproduit, un troisième plan d'expérience a été réalisé à χ constant. Dans le plan d'expérience n°1, l'effet du LAD est positif, parce que χ a augmenté avec, donc on ne peut pas savoir si c'est vraiment le LAD qui est responsable de la variation du dépôt. D'ailleurs, sur la figure n° 12, on note une interaction a_{14} non négligeable entre le LAD et χ . Voici donc, le plan n°3, représenté sur la figure n°13 :

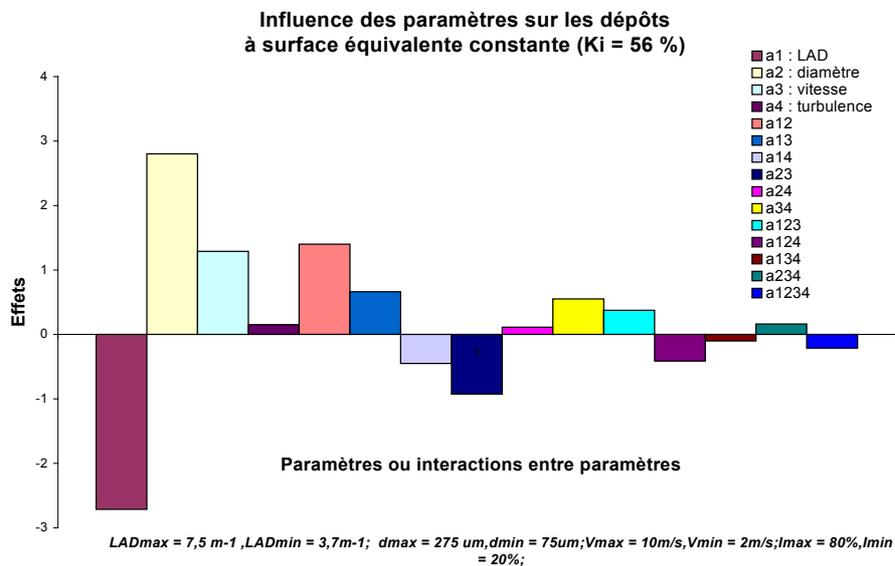


Figure IV-13 : effets des paramètres à section effective constante

Pour ce plan d'expérience, χ est resté constant pour les 16 essais, alors que dans le plan 2, il a pris 2 valeurs hautes et basses, donc l'effet négatif du LAD est confirmé, même accentué ici.

IV.2.2.3 Proposition de loi d'impact

Sans rentrer dans les détails de toutes les interactions dont certaines pourraient être négligées, une loi d'impact découle des effets et des interactions. Le calcul des incertitudes n'est pas adapté ici pour un calcul numérique dont la variabilité des résultats est très faible. En modifiant le nombre d'itérations et le maillage, les résultats n'ont pas changé.

Voici donc une proposition de loi :

$$E = a_0 + a_1x_{i1} + \dots + a_{ij}X_iX_j + e \quad \text{eq. IV-13}$$

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

où a_0 est la réponse moyenne, a_i , l'effet des 4 paramètres LAD (a), diamètre(d), vitesse(V) et le nombre (χ). Suivent dans l'expression, les interactions et l'incertitude ($e \approx 0$ dans notre cas).

Les valeurs X sont égales à « +1 », pour les niveaux hauts et « -1 » pour les niveaux bas et 0 pour le niveau médian.

Notre réponse, pour un plan d'expérience 2^4 , est l'impact I , écrit de la façon suivante :

$$I = a_0 + a_1 a + a_2 d + a_3 V + a_4 \chi + a_{12} ad + a_{ij} X_i X_j + a_{ijk} X_i X_j X_k + a_{ijkl} X_i X_j X_k X_l \quad \text{eq. IV-14}$$

$$\text{où } i, j, k, l = 1, 4 \text{ et } i < j < k < l$$

I est un pourcentage d'impact adimensionnel. Les variables X sont donc bien sans dimension, même si elles correspondent à des paramètres physiques. Pour donner un exemple, pour un diamètre de 275 μm (niveau haut), $d = +1$. Pour un diamètre de 75 μm (niveau bas) $d = -1$. Si nous voulons maintenant connaître d pour une valeur intermédiaire, il suffit de faire une régression linéaire pour estimer son poids compris entre -1 et $+1$. Pour la valeur centrale de 175 μm , d vaudra 0.

IV.2.2.4 Conclusion sur l'approche descriptive

Au vu des résultats précédents, une loi d'efficacité d'impact des gouttelettes a été proposée. Il semblerait que la turbulence ne soit pas le facteur prédominant pour le calcul du dépôt. L'échelle de longueur de turbulence étant faible devant la taille d'une feuille, la particule qui arrive à son voisinage aurait un impact certain. Il faut noter que la turbulence, dans le problème local, ne représente pas la même chose que dans le problème global que nous avons traité en III-1. Dans ce dernier cas, c'est la déviation par les feuilles de l'écoulement principal qui est appelée turbulence, son échelle caractéristique étant évidemment la longueur de la feuille soit 11 cm.

Quant à la vitesse et au diamètre de la particule, autrement dit, son inertie, l'effet est positif, c'est à dire que le dépôt augmente avec l'inertie.

Enfin, l'introduction d'une section effective à la place de la turbulence, dont l'influence semblerait négligeable, a mis en valeur l'effet de la distribution des feuilles. Elle serait beaucoup plus importante que la densité même du feuillage. Dans la réalité, la section effective de feuillage augmente avec la densité de surface foliaire, d'où l'utilisation commune du LAD pour caractériser une végétation. Mais le nombre χ résultant du calcul d'une section effective serait plus représentatif du dépôt.

Il ressort de cette analyse que les conditions aérodynamiques n'influencent que partiellement le dépôt. L'effet du nombre χ ou de la section effective de feuillage serait, quant à lui, 5 fois plus important.

Seulement, il faut rester prudent face à ces résultats pour lesquels les feuilles sont restées fixes ! Dans la réalité, elles oscillent à cause du flux d'air, ce qui peut rehausser l'influence des conditions aérodynamiques.

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Actuellement, au Cemagref, une étude sur l'interaction fluide-structure est entreprise (Akrami., 2003). Elle a pour but de déterminer une efficacité d'impact tenant compte de l'oscillations des feuilles. Cette approche nécessite un calcul en régime transitoire avec un maillage mobile. Le repère topologique lié à la feuille reste fixe, tandis que les coordonnées physiques du domaine dépendent du temps.

D'autre part, ce modèle descriptif est repris par Rebai (2003). L'objectif est de confirmer ou d'infirmer l'effet faible de la turbulence, et surtout de voir les réponses pour des distributions aléatoires différentes, à section effective identique.

Enfin, pour le moment, même s'il faut reconnaître que le modèle descriptif de dépôt n'est pas complet, pour ce mémoire, il donnera déjà une bonne sensibilité des différents paramètres.

IV.3 Extrapolation à l'échelle globale

IV.3.1 Méthodologie pour comptabiliser les dépôts

→ Nous atteignons la partie essentielle et finale de ce mémoire. Nous allons ici, récapituler ce que nous conservons dans notre modèle et expliquer comment le dépôt sera finalement calculé.

IV.3.1.1 Récapitulatif

Qu'avons nous fait jusqu'à maintenant ?

1/ Nous avons défini un modèle de concentrations. Mais, la détermination du coefficient d'absorption restait arbitraire. Cependant, la partie correspondant à la résistance de la végétation a été maintenue.

2/ Nous sommes passés à un modèle lagrangien qui a permis de tenir compte de la taille des gouttes et de leur dynamique. Connaissant l'historique de chaque particule numérique, nous les suivons une à une, sachant qu'une seule particule représente en réalité un nuage de gouttes.

3/ L'approche lagrangienne a été divisée en deux parties. L'une correspond à la phase de calcul, l'autre à la phase de Post-Traitement. Chacune de ces deux parties a été scindée en deux sous approches :

- L'une, locale, ou chaque goutte numérique est individualisée. Elle ne représente donc pas un nuage, puisqu'à cette échelle, le nombre de gouttes simulées est suffisant.
- L'autre échelle, dite globale, permet de simuler le déplacement du tracteur et de comptabiliser les dépôts dans tous les VE. Elle devient statistique, puisqu'elle ne peut représenter la totalité des gouttes. Un modèle stochastique a donc été proposé.

4/ Parmi ces modèles, qu'avons nous gardés ou rejetés ? Du modèle aux concentrations, nous avons retenus la partie quantité de mouvement, comme dit précédemment. Du modèle de Zhu, nous n'avons pu obtenir de résultats concluants à cause de longueurs équivalentes infinies pour obtenir des efficacités de 100 %. Pour capturer un nuage complet représenté par « une gaussienne », il faut effectuer une intégration de $-\infty$ à $+\infty$, ce qui n'a pas de sens avec le modèle de section effective, qui doit rester fini.

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

D'ailleurs, cela paraît étonnant d'obtenir des efficacités de 100 % lorsque des particules traversent un milieu poreux, du moins, étonnant sur une profondeur de 30 cm, celle d'un VE. Au vu des résultats de Akrami (2002), jamais une efficacité de 100 % n'a pu être atteinte, pour une section effective de l'ordre de la moitié de la section d'entrée. C'est donc le modèle descriptif qui devrait être retenu, même s'il reste des améliorations à apporter.

IV.3.1.2 La méthode finale

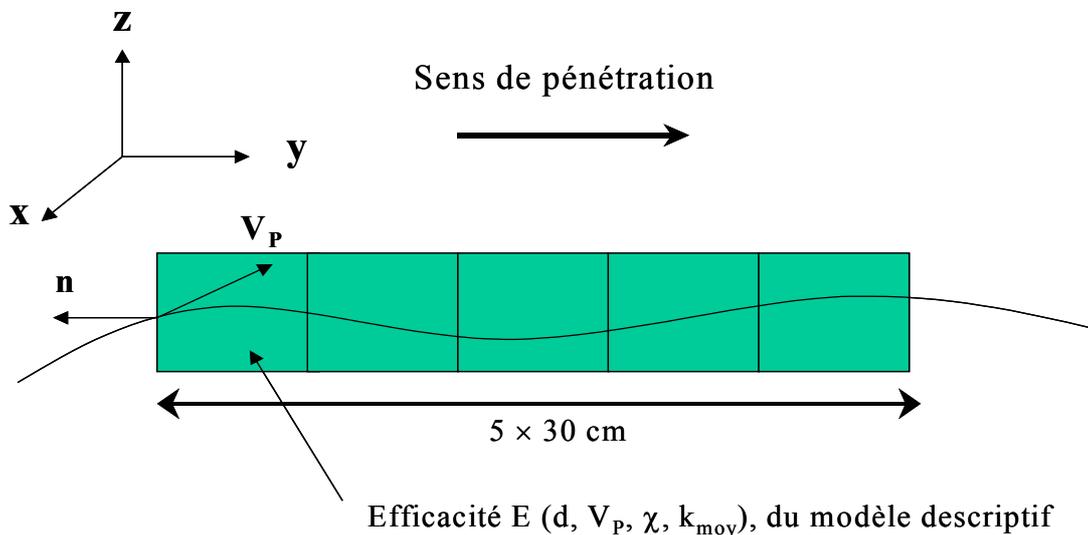
IV.3.1.2.1 Traitement d'un VE

La méthode finale regroupe plusieurs aspects. Elle conserve le modèle de mouvement brownien. Connaissant l'historique de chaque particule, on détermine la quantité de produit qu'elle dépose dans chaque VE. Il n'est plus question de longueur équivalente au modèle de de Zhu, puisque ce sont les résultats de notre modèle descriptif qui sont retenus.

Voici donc la méthodologie illustrée par la figure n°14 suivante :

La particule n° i traverse toujours au plus 5 VE. Tenant compte du fait que le calcul numérique a enlevé la composante de dispersion turbulente, les trajectoires sont désormais peu oscillantes. Ce sont des trajectoires dites « moyennes ».

La figure n° 14 donne la méthode de calcul du dépôt :



$$\text{Dépôt} = V_{\text{frac}} \times E_{\text{ff}} \times \text{Vol}_{\text{porté}} \times \frac{\vec{V}_P \cdot \vec{n}}{\|\vec{V}_P\|}$$

eq. IV-15 : calcul du dépôt

Figure IV-14 : Représentation schématique du calcul du dépôt

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Nous allons expliquer chacun des termes qui permettent de calculer le dépôt :

- le « **volume porté** » correspond au volume transporté par la particule numérique, sachant qu'à chaque fois que la particule dépose, ce volume est diminué.
- le **produit scalaire** entre la **vitesse de la particule et la normale à l'entrée** d'un VE montre la prise en compte de l'angle d'entrée de la particule, dans le calcul du dépôt.
- L'**efficacité**, E_{ff} , est celle calculée à partir de notre propre modèle descriptif à l'échelle locale. Il ne tient pas compte du mouvement des feuilles. Il a pris en compte les mêmes paramètres que ceux de Zhu, en y introduisant la notion de section effective.
- Enfin, V_{frac} est la « **fraction de volume** », qui entre dans un VE. Le modèle descriptif a modélisé l'impact de gouttelettes dans un VE, dont l'entrée est totalement recouverte de particules, ce qui correspond en quelque sorte à un V_{frac} égal à 1. Mais dans notre cas, toute la quantité de produit porté par la particule n^oi n'entre pas forcément dans le VE considéré. C'est justement, connaissant la taille du nuage grâce au modèle stochastique, que nous allons connaître cette quantité.

On effectue une intégration de la gaussienne représentative du nuage, sur la face d'entrée du VE, pour obtenir la fraction de volume entrant. Cette face est contenue dans le plan (x,z), de sorte que l'on effectue une double intégration.

On pose :

- Δz la hauteur d'un VE et Δx , sa largeur.
- (X_p, Z_p) sont les coordonnées, dans le plan (x,z) de la particule numérique, au moment où elle pénètre dans le VE
- σ^* l'écart-type du nuage.
- et (X_c, Z_c) sont les coordonnées du centre ou de la face d'entrée du VE.

On n'intègre pas selon y, car l'on suppose qu'une fois entrée avec un angle donné dans un VE, la particule le traverse totalement en conservant cette même direction. Cette hypothèse reste raisonnable, dans la mesure où l'on a enlevé le terme de dispersion turbulente, dans le calcul numérique. Les trajectoires moyennes, à l'échelle d'un VE, sont rectilignes.

Voici donc l'expression de la fraction de volume comprise entre 0 et 1 qui entre dans un VE :

$$V_{frac} = \int_{X_c - \Delta x/2}^{X_c + \Delta x/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^*} e^{-\frac{1}{2\sigma^{*2}}(x-X_p)^2} dx \int_{Z_c - \Delta z/2}^{Z_c + \Delta z/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^*} e^{-\frac{1}{2\sigma^{*2}}(z-Z_p)^2} dz$$

eq. IV-16 : *expression de la fraction volumique de produit qui entre dans un VE de coordonnées au centre (X_c, Y_c, Z_c) , pour une particule qui entre en (X_p, Y_p, Z_p)*

En utilisant la fonction erreur déjà citée précédemment :

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad \text{eq. IV-17}$$

et le même changement de variable : $u = \frac{x - X_C}{\sqrt{2} \sigma^*}$ ou $u = \frac{z - Z_C}{\sqrt{2} \sigma^*}$

on obtient l'expression de V_{frac} :

$$V_{frac} = \left[\frac{1}{2} erf\left(-\frac{X_C - \Delta x/2 - X_P}{\sqrt{2} \sigma^*} \right) + \frac{1}{2} erf\left(\frac{X_C + \Delta x/2 - X_P}{\sqrt{2} \sigma^*} \right) \right] \times \left[\frac{1}{2} erf\left(-\frac{Z_C - \Delta z/2 - Z_P}{\sqrt{2} \sigma^*} \right) + \frac{1}{2} erf\left(\frac{Z_C + \Delta z/2 - Z_P}{\sqrt{2} \sigma^*} \right) \right]$$

eq. IV-18 : *nouvelle expression de la fraction volumique*

Avant de commenter les résultats, se pose la question du traitement des VE voisins.

IV.3.1.2.2 Traitement des VE voisins

Chaque VE, sauf lorsqu'il est au bord du domaine de calcul, est entouré de 8 autres VE voisins. On ne tient pas compte des voisins dans le sens de la pénétration (fig n°15).

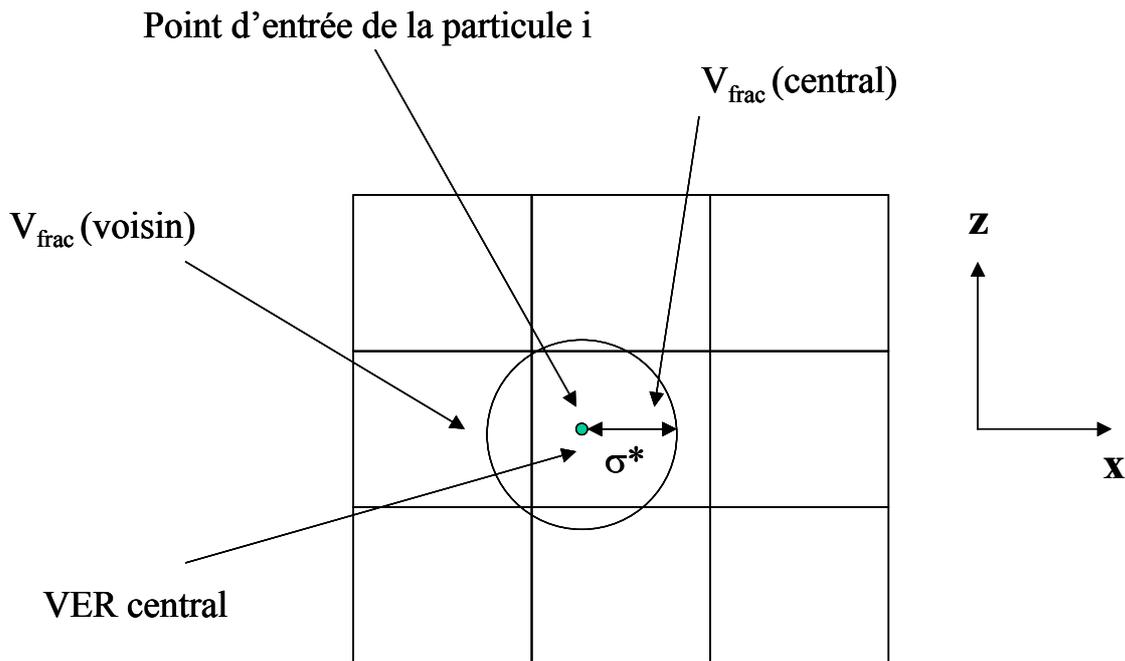


Figure IV-15 : VE voisins

On intègre donc aussi la gaussienne à partir des centres des 8 VE voisins. Une particule n°i entre dans le VE central avec un volume porté $Vol_porté$ et en ressort avec un nouveau volume tel que :

$$Vol_nouveau = Vol_porté - \Sigma (Vol \text{ déposés dans les 8 VE voisins} + VE \text{ central})$$

eq. IV-19

On cumule donc les dépôts dans 9 VE, dont le VE central. Si la taille des VE est relativement grande devant l'écart-type du nuage, on s'approche d'une fraction volumique cumulée de 1. Mais dans tous les cas, on respecte la condition :

$$\sum_{VER} V_{frac} < 1 \quad \text{eq. IV-20}$$

Un programme MATLAB qui reprend l'historique de chaque particule nous donne les dépôts au sein de chaque VE.

Les premiers résultats sont présentés dans la suite.

IV.3.2 Résultats généraux

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

Avant de donner la répartition globale de dépôt au sein de toute la végétation, il convient de s'assurer de la cohérence des premières données. Pour cela, il est intéressant, par exemple, de regarder *l'annexe 6* sur l'historique de la particule n°10.

IV.3.2.1 Historique de la particule n°10

Le tableau ne reprend pas toutes les données du traitement, où devraient figurer la position de la particule, les coordonnées du volume élémentaire de végétation, le temps de passage, l'angle d'entrée etc.... Nous allons vérifier le respect de l'expression (20) précédente.

On remarque que la somme des fractions volumiques ne dépasse pas un, ce qui laisse entendre que le modèle reste cohérent.

D'autre part, on observe un dépôt maximum au centre de chaque VE, pour chaque tranche d'avancement. Le VE central est au milieu des 9 lignes regroupant une famille de VE dans un même plan (x,z). Il correspond à l'endroit où entre la particule.

L'écart-type du nuage augmente avec la distance de pénétration (cf figure n° 16) :

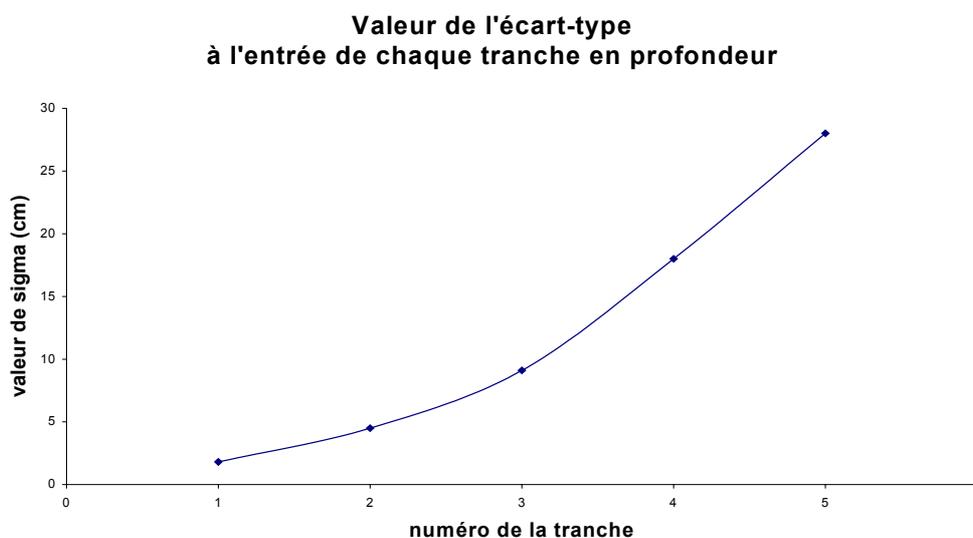


Figure IV-16 : Expansion du nuage lors de sa traversée dans la végétation

Taille d'une tranche : 25 cm

La diffusion a donc fait son effet au cours du temps et de la traversée de la végétation. Au fur et à mesure de la pénétration dans le feuillage, les gouttes s'écartent peu à peu de la trajectoire moyenne.

De plus, on remarque que le dépôt n'est plus concentré dans le VE du milieu, mais distribué autour du fait de l'élargissement du nuage (cf fig 17). La taille du nuage devient de l'ordre de

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

celle d'un VE de 30 cm de largeur, surtout en fin de parcours. C'est pour cela que le dépôt se fait de plus en plus dans les VE voisins.

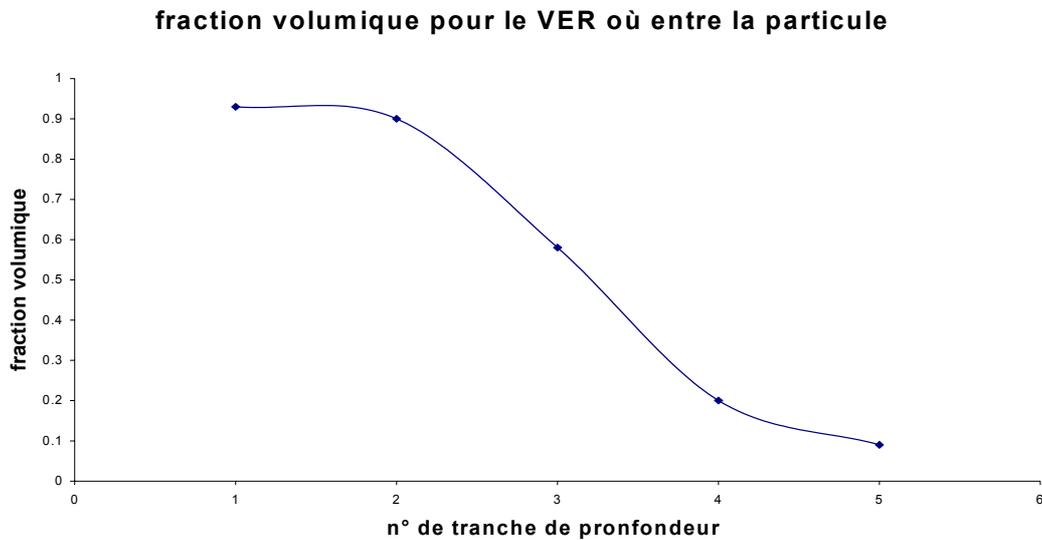


Figure IV-17 : Fraction volumique pour le VE central, là où entre la particule

Taille d'une tranche : 25 cm

IV.3.2.2 Ecart-type pour l'ensemble des particules

Pour ce qui est de l'ensemble des particules, il est intéressant d'avoir connaissance de la taille maximale d'un nuage de gouttes, en fonction du diamètre. C'est ce que nous illustrons sur la figure n°18 :

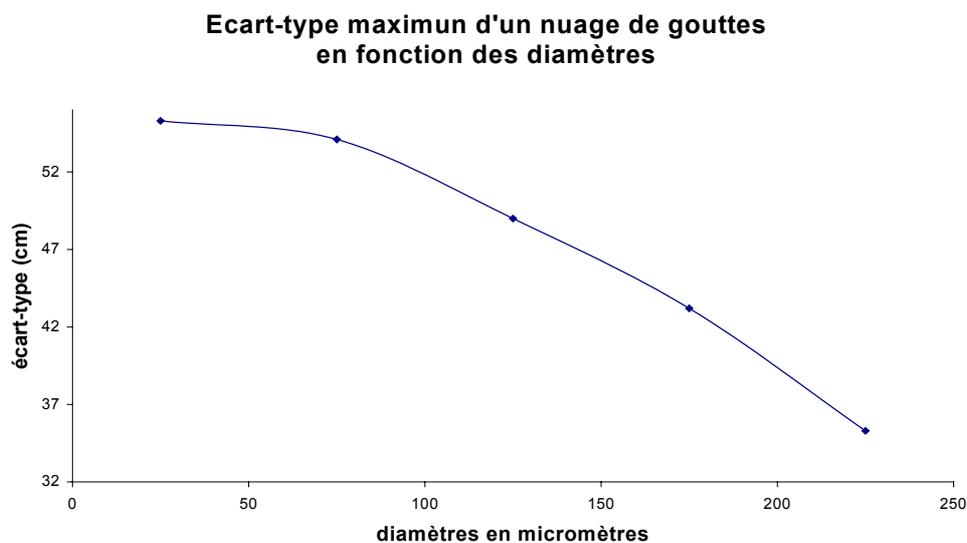


Figure IV-18 : Taille maximale d'un nuage de gouttes

La taille maximale d'un nuage de gouttes de 25 micromètres est de l'ordre de 55 cm, alors que les particules de 225 microns se dispersent moins, résultat cohérent avec la notion de temps de relaxation des gouttes. Donc, pour homogénéiser une distribution de produit dans la végétation, les petites gouttes seront les plus appropriées, dans un processus de pulvérisation. Cependant, elles sont assujetties à la dérive.

IV.3.2.3 Vue générale et choix d'une zone de mesure

Nous avons présenté la géométrie générale du modèle, au troisième chapitre. Nous avons parlé d'une zone centrale de 1 m pour mesurer les dépôts à cause des effets de bords. Illustrons ces effets de bord, par l'étude de la distribution des dépôts dans la première tranche de végétation, en profondeur, là où le dépôt est le plus important (Fig. 19).

Précisons que nous exprimons les dépôts en mg d'eau. En réalité, chaque volume d'eau contient le produit phytosanitaire dont la concentration est de l'ordre de 2g/l.

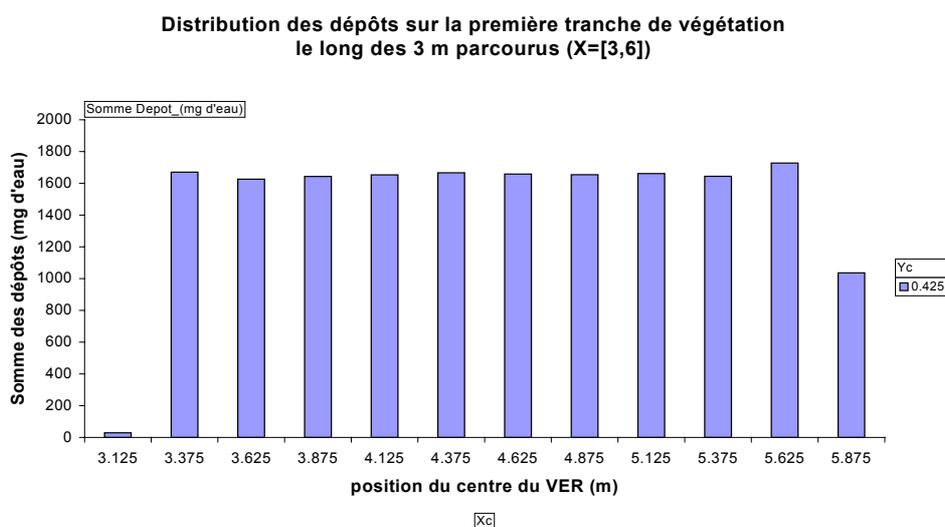


Figure IV-19 : Distribution des dépôts sur la première tranche de VE, le long des 3m parcourus par le tracteur : X_c représente la position du VE dans le sens d'avancement du tracteur et $Y_c=0.425$ m est la position du centre de la première tranche de VE.

Sur les bords du domaine, les dépôts sont erronés. Les particules, du fait de l'avancement du tracteur, n'arrivent pas de façon frontale dans la végétation. Elles ont une composante de vitesse dans le sens de déplacement du tracteur, en plus de leur vitesse d'éjection. A gauche du domaine, le dépôt est minime, car le tracteur s'est déplacé et n'a pas pu déposer dans la première tranche. A droite du graphique, le temps de calcul n'a pas permis aux gouttelettes de traverser toute la végétation. On se restreindra donc à la zone centrale de 1 m entre 4.125 m et 5.125 m.

IV.3.3 Résultats de calcul de dépôt sur la zone de 1 m

IV.3.3.1.1 La répartition

Regardons la répartition de dépôt dans la zone de 1m ($X_c = [4.125 ; 5.125]$) et sur les 5 tranches de profondeur ($Y_c = [0.425 ; 1.425]$). Les dépôts seront cumulés sur toute la hauteur de la végétation. La cote Z n'apparaît pas. La figure n°20 illustre les premiers résultats.

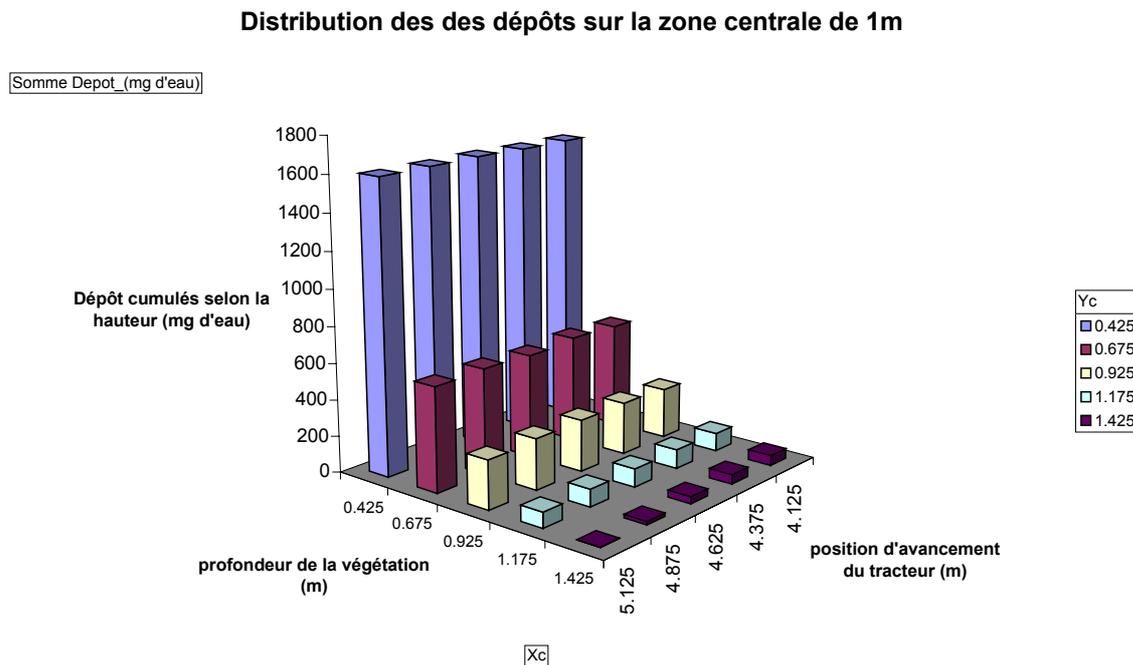


Figure IV-20 : Distribution des dépôts dans la zone centrale de 1 m

IV.3.3.1.2 Loi de décroissance exponentielle

Si l'on cumule les dépôts sur la zone des 1 m, on obtient une loi de décroissance exponentielle comme le prédit la théorie de Walklate. La végétation joue le rôle de puit de quantité de mouvement et de quantité de matière suivant une loi exponentielle (cf Fig 21 pour les dépôts).

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

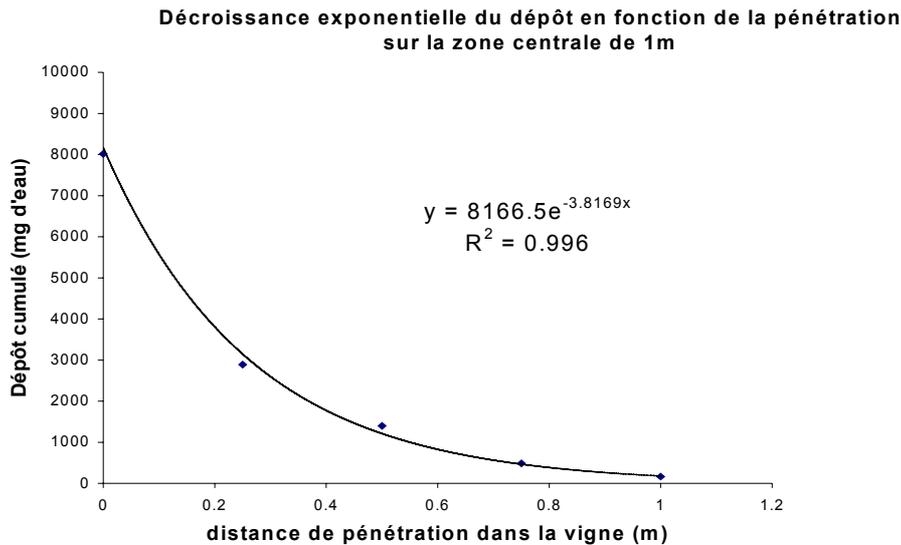


Figure IV-21 : Loi de décroissance exponentielle du dépôt

Discutons sur le coefficient 3.8 apparent dans l'exponentielle. D'après la théorie de Walklate, un scalaire S donné se décroît de façon exponentielle lors de sa traversée dans la végétation, selon la loi :

$$S = S_0 \exp(-y b) \quad \text{eq. IV-21}$$

en rappelant la définition de b (cf eq. III.49):

$$b = a_{1S} + a_{2S} + a_{3S} \quad \text{eq. IV-22}$$

- a_{2S} correspond à l'effet de la densité de surface foliaire et :

$$a_{2S} = C_n \times a \quad \text{eq. IV-23}$$

- a_{3S} correspond à la variation de la densité de feuillage du fait du mouvement des feuilles, mais ce terme ne sera pas directement pris en compte, mais le C_n moyen utilisé dans a_{2S} peut contenir une partie de cet effet.

- a_{1S} correspond à l'expansion du jet

Pour la végétation artificielle, C_n est de l'ordre de 0.3 au lieu de 0.5, pour des obstacles isolés, la diminution provenant d'un facteur de masquage $p_n=1.66$ et éventuellement de l'effacement des feuilles devant le jet.

Il est important de préciser que nos simulations ont été effectuées pour une végétation numérique avec une valeur de χ égale à 0.55 (ou $p_n=1.82$) et un LAD de 7 m^{-1} .

Pour la végétation artificielle utilisée lors des essais expérimentaux, $\chi = 1/p_n = 1/1.66 = 0.6$. Il est comparable à la valeur proche de 0.55. On peut donc assimiler le C_n obtenu pour la

Chapitre IV : Développement d'un modèle de calcul de dépôt

végétation artificielle au coefficient de traînée de notre végétation numérique. Ainsi, a_{2D} , pour le dépôt, a pour valeur, selon l'expression (23) :

$$a_{2D} = 0.3 \times 7 = 2.1 \text{ m}^{-1}$$

IV.3.3.1.3 Effet de la turbulence

D'après l'équation (22), $b = 3.8$. Si l'on néglige le terme a_{3D} , pour des feuilles fixes, il vient :

$$a_{1D} = 1.7 \text{ m}^{-1}$$

Cette valeur provient du phénomène d'expansion du jet de gouttelettes, du fait du modèle de diffusion. On peut donc modifier ce paramètre, en agissant sur la turbulence, et par là, modifier la décroissance exponentielle de dépôt. En quelque sorte, la turbulence a pour effet d'homogénéiser la répartition de produit au sein de la végétation, en agissant sur la taille du nuage de gouttes, puisque l'écart-type est fonction de la turbulence. Cet effet est connu de la bibliographie. Mais il ne faut pas faire de confusion avec le rôle de la turbulence, dans le modèle descriptif. Pour des feuilles fixes, l'augmentation de la turbulence, d'après nos résultats, ne modifie en rien l'aspect « impact des particules », puisque l'échelle de longueur des remous est petite devant la taille des feuilles, par contre, elle agrandit la taille du nuage. Ce n'est donc pas l'efficacité d'impact qui est modifiée, mais la fraction volumique de produit (V_{frac}) qui entre dans les différents VE.

IV.3.3.1.4 Corrélation entre fraction en volume de gouttes et dépôt

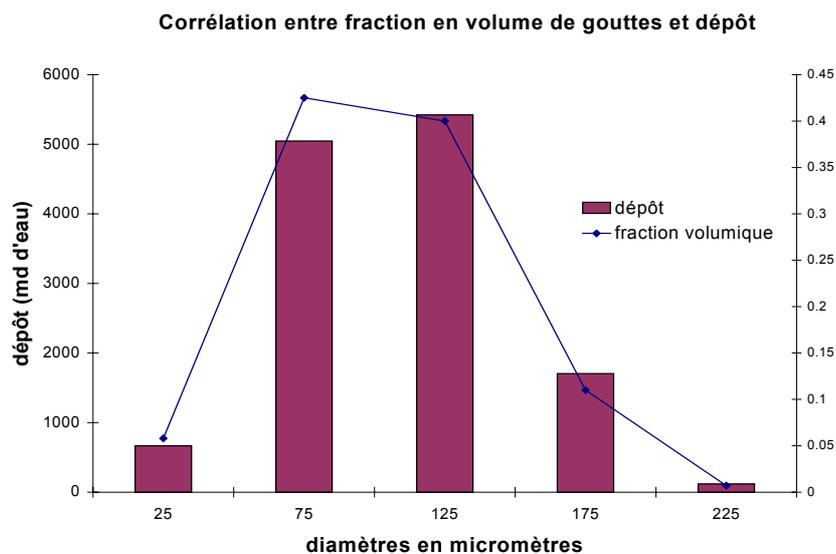


Figure IV-22 : Fraction volumique et dépôt

La courbe « fraction volumique » représente la distribution en volume de produit émis par les buses, selon les classes de gouttes. Le dépôt représenté par les barres est fortement lié à cette distribution. On peut cependant remarquer que les points de la courbe sont au dessus des barres pour des diamètres inférieurs ou égaux à 75 micromètres. Ceci s'explique par un impact moins fréquent des gouttes de faible diamètre.

IV.4 Conclusion sur les dépôts

Au cours de ce chapitre, le modèle descriptif a donné une efficacité d'impact à l'échelle d'une portion de végétation, dont on connaît le LAD et le coefficient de masquage. Cette loi dépend de la vitesse, du diamètre des particules, du LAD et du coefficient de masquage. L'effet de ce dernier paramètre est plus important que le nombre de feuilles contenues dans un volume élémentaire. Pour une même section effective et une densité de surface foliaire différente, le dépôt reste identique. L'accumulation de feuilles provoque un effet « couloir » et ne change en rien la quantité de produit retenue. D'autre part, la turbulence ne modifie pas, de façon significative, l'efficacité d'impact des gouttes, l'échelle de longueur des remous étant petite devant la taille des feuilles.

Avec les données du modèle descriptif, un modèle de dépôt est développé à partir de la définition d'un nuage de gouttes. Il est composé d'une trajectoire moyenne à laquelle se superpose un mouvement brownien de particules. Connaissant la position et la fraction volumique des gouttes d'un diamètre donné qui entre dans un VE, on détermine la portion de produit retenue.

On applique cette méthode pour l'ensemble des VE, pour obtenir la répartition globale du dépôt.

Conclusion générale et Perspectives

V CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

V.1 Cadre de l'étude

Le but de cette étude était la modélisation numérique du piégeage de gouttes, au travers d'une végétation, appliquée au traitement phytosanitaire des vignes. Seule la partie pénétrante du flux d'air transportant le produit a été prise en compte. Tout ce qui est en rapport avec les phénomènes de dérive, pertes au sol, évaporation et ruissellement n'a pas été dans le cadre de ce mémoire.

Le pulvérisateur avec assistance d'air a été choisi pour sa distribution en vitesse uniforme. Les essais ont été réalisés au champ et en laboratoire, la majeure partie du temps étant consacrée au calcul numérique.

V.2 Adaptation des écoulements non perturbés à notre problème

Tous les écoulements d'air et le transport des particules ont vérifié les lois fondamentales de la dynamique des fluides. Il a fallu néanmoins apporter des modifications à cause de la présence de la végétation. La turbulence a été représentée par un modèle adapté à l'écoulement à travers un milieu poreux en ajoutant des termes supplémentaires aux deux équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de celle-ci d'un modèle k- ϵ . Du fait du déplacement du tracteur, le champ de vitesse d'air est instationnaire et les particules sont émises depuis des positions variant au cours du temps.

V.3 Représentation de la végétation

Une étude bibliographique a permis d'aborder les interactions entre flux d'air et végétation et la notion de dépôt.

Des résultats de Walklate, nous avons pu retenir la notion de force de résistance à l'écoulement, due à la végétation. Son expression, dépendante de la densité de surface foliaire (LAD) et d'un coefficient de traînée (C_n), a été validée par des essais d'anémométrie-laser en laboratoire, devant une végétation artificielle. Les résultats ont été retrouvés par simulations numériques.

De même, la végétation génère des termes sources d'énergie turbulente et de dissipation. Par analogie avec la vitesse, ces termes dépendent du LAD et de C_n .

D'autre part, la végétation absorbe le produit phytosanitaire. Sur ce point, le mémoire diverge quelque peu de l'approche connue de la bibliographie, pour la représentation du produit retenu.

V.4 Représentation du produit

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Deux approches ont été entreprises. L'une, dite, « modèle aux concentrations », a représenté le produit par un constituant de concentration C , dans la phase porteuse. Il s'agit de la représentation de Walklate. Les résultats n'ont pas été concluants, dans la mesure où la détermination du coefficient de rétention est arbitraire. Notre approche, quant à elle, simule le transport des gouttes, en régime turbulent. Ce mémoire a mis en œuvre un modèle de mouvement brownien, pour lequel une seule trajectoire moyenne est calculée, pour chaque classe de gouttes. La position des autres particules suit une loi de distribution gaussienne autour de cette trajectoire. La taille du nuage dépend de la diffusion turbulente supposée correctement approchée par un mouvement brownien standard.

V.5 Efficacité d'impact dans un VER

En prenant modèle sur la démarche de Zhu, qui a consisté à déterminer une loi d'efficacité d'impact de gouttelettes émises face à un obstacle, en fonction de paramètres physiques, nous avons développé notre propre modèle d'impact à l'échelle d'une portion de végétation. Notre modèle diffère de celui de Zhu, par le nombre d'obstacles et la distance d'émission des gouttes. Dans son cas, les gouttes envoyées depuis une distance de 0.5 m, s'écartent de la trajectoire moyenne et contournent l'obstacle. La distance de parcours est suffisamment grande pour que la diffusion turbulente agisse avant que les particules ne percutent l'obstacle. Dans notre cas, elles entrent dans un volume élémentaire de végétation et arrivent rapidement au voisinage d'une feuille. L'effet de la turbulence devient négligeable.

De notre modèle descriptif, il ressort que la paramètre principal influençant le dépôt est la surface projetée des feuilles contenues dans un même VER sur la face d'entrée du VER (section effective). Elle est liée au coefficient de masquage de la végétation. Le LAD, quant à lui, semblerait avoir un effet négatif sur le dépôt. L'accumulation de feuilles, à section effective constante, n'augmente en rien la quantité de produit déposé. Elle provoque un effet « couloir ». D'autre part, les conditions hydrodynamiques ont un effet non négligeable, mais relativement faible devant le paramètre de masquage. Quant au diamètre, l'effet est déjà plus marqué. Des gouttes de forte inertie évitent moins fréquemment l'obstacle.

V.6 Dépôt au travers de la végétation

Connaissant la loi d'efficacité d'impact, la taille du nuage de gouttes, l'angle d'approche, on détermine une fraction de volume de produit qui entre dans chaque VE. On en déduit la quantité de produit retenue. A l'échelle globale, on retrouve une loi de décroissance exponentielle du dépôt au travers de la végétation, connue de la bibliographie. Elle est caractérisée par un coefficient dans l'exponentielle qui dépend du coefficient de masquage, de la taille du nuage et du mouvement des feuilles. Ce dernier phénomène n'a pas été pris en compte dans ce mémoire. L'écart-type du nuage est fonction de l'intensité turbulente de l'écoulement et de la taille des gouttes. Les nuages les plus larges sont obtenus pour des petits diamètres. La turbulence a pour effet d'homogénéiser les dépôts. Par contre, elle ne modifie pas l'efficacité d'impact, comme dit précédemment. Même si une goutte s'écarte d'une trajectoire moyenne dirigée vers une feuille donnée, elle se retrouve au voisinage d'une autre feuille sur laquelle elle peut se déposer.

V.7 Hypothèses simplificatrices et perspectives

Dans ce mémoire, le mouvement des feuilles n'a pas été pris en compte. Notre modèle d'efficacité d'impact a été créé à partir de feuilles verticales et fixes.

Mais, pour tenir compte des mouvements du feuillage, une force de traînée instationnaire devrait être prise en compte :

$$\vec{F} = a C_n (\alpha_f(t) - \alpha_{f_0}) U^2 \vec{n} \quad \text{eq. V-1}$$

Le feuillage est vu comme un milieu continu homogénéisé de densité de surface foliaire a .

\vec{U} est la vitesse de l'écoulement non perturbé et \vec{n} le vecteur normal à la feuille.

C_n est le coefficient de la force aérodynamique normale. α_{f_0} caractérise la position du plan moyen représentant la feuille par rapport à l'écoulement non perturbé et α_f l'écart à la position initiale à un instant t .

Le système d'équations à résoudre pour l'écoulement devient :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial U_k U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_e \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right] - \frac{\partial P}{\partial x_i} + S C_n (\Re((\delta \alpha) \exp i \omega t) - \alpha_0(X)) U^2 n_i \quad \text{eq. V-2}$$

$$\text{div} \vec{U} = 0 \quad \text{eq. V-3}$$

où X est le point d'application de la force de l'air sur la feuille, et n_i la composante i du vecteur normal au plan de la feuille.

L'effacement des feuilles devant le jet devrait aussi modifier la loi de décroissance exponentielle de dépôt, puisque nous n'avons pas tenu compte du terme a_{1S} , dans le modèle de Walklate, caractéristique de cet effet. Pour des feuilles fixes, l'effet de la turbulence est négligeable sur l'efficacité d'impact, ce qui ne devrait plus être le cas, pour des feuilles mobiles.

Une étude du type interaction fluide/structure, permettrait de donner une loi d'efficacité d'impact dans chaque VER, variable en fonction de l'angle d'inclinaison des feuilles oscillantes. La fréquence d'oscillation des feuilles serait un nouveau paramètre physique à inclure pour la prédiction des dépôts. Un calcul avec un maillage mobile serait le mieux adapté pour ce genre d'étude. Il serait fixe par rapport aux feuilles, mais en mouvement dans le référentiel terrestre. Cette étude a été entreprise récemment au Cemagref.

D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de construire une végétation artificielle avec des petites feuilles métalliques carrées, pour connaître l'effet de la turbulence sur le dépôt.

V.8 Intérêt final de cette étude

Ce mémoire a proposé une modélisation des dépôts. Un certain nombre de termes tels que la force de traînée ont pu être calés grâce à des essais expérimentaux. Les valeurs des vitesses d'air et des particules ont été prises par rapport à des gammes de vitesse couramment utilisées pour des essais réels. La densité de végétation, de l'ordre de 7 m^{-1} correspond de la même façon, aux densités de surface foliaire connues pour les vignes, à un certain stade de croissance. Mais pour simplifier le problème, le LAD est resté constant. La granulométrie des gouttes n'a pas été modifiée, de même que la vitesse du tracteur. En définitive, l'objet de ce travail était de fournir un modèle en vue de donner de premiers résultats cohérents avec les résultats connus de la bibliographie.

Dans la suite, une étude de sensibilité à tous les paramètres mis en jeu lors d'un processus de pulvérisation agricole sera réalisée. On utilisera la méthode des plans d'expérience faisant varier les paramètres tels que la vitesse du tracteur, la granulométrie, la turbulence en entrée, la vitesse d'émission des gouttes, le débit des buses, la densité de surface foliaire, etc..., afin d'optimiser les dépôts, à l'échelle de toute la végétation.

Annexes

VI ANNEXES***Annexe 1 : Résultats expérimentaux de pénétration dans le feuillage*****Tableau n°1 (cf rapport de Vincent Polvèche)*****Résultats de pénétration dans le feuillage****Zone X = 0 à 50 cm (parallèle au sens d'avancement)**Y représente l'axe de pénétration dans l'épaisseur du feuillage et Z la position en hauteur.*

Position Y (cm par rapport au rang)	Position Z (cm par rapport au sol)	Nombre de feuilles	Surface foliaire totale (cm ²)	Dépôt total de bouillie (μL)	Dépôt de bouillie (μL/cm ²)
0 - 25	0 - 25	0	0		
0 - 25	25 - 50	0	0		
0 - 25	50 - 75	0	0		
0 - 25	75 - 100	2	69	17.24	0.17
0 - 25	100 - 125	3	173	35.99	0.36
0 - 25	125 - 150	0	0		
0 - 25	150 - 175	0	0		
0 - 25	175 - 200	0	0		
25 - 50	0 - 25	0	0		
25 - 50	25 - 50	10	1224	41.18	0.08
25 - 50	50 - 75	12	1107	148.68	0.30
25 - 50	75 - 100	20	2232	377.71	0.50
25 - 50	100 - 125	23	2578	347.71	0.46
25 - 50	125 - 150	26	2578	484.23	0.48
25 - 50	150 - 175	4	198	38.24	0.38
25 - 50	175 - 200	0	0		
50 - 75	0 - 25	0	0		
50 - 75	25 - 50	0	0		
50 - 75	50 - 75	7	798	54.93	0.11
50 - 75	75 - 100	21	1101	87.43	0.17
50 - 75	100 - 125	26	1856	163.96	0.22
50 - 75	125 - 150	28	2884	216.46	0.29
50 - 75	150 - 175	15	1119	143.68	0.29
50 - 75	175 - 200	0	0		
75 - 100	0 - 25	0	0		
75 - 100	25 - 50	0	0		
75 - 100	50 - 75	0	0		
75 - 100	75 - 100	6	835	20.91	0.08
75 - 100	100 - 125	17	2035	34.93	0.07

ANNEXES

75 - 100	125 – 150	6	795	5.50	0.03
75 - 100	150 – 175	0	0		
75 - 100	175 - 200	0	0		
100 - 125	0 - 25	0	0		
100 - 125	25 – 50	0	0		
100 - 125	50 – 75	0	0		
100 - 125	75 – 100	0	0		
100 - 125	100 – 125	6	380	6.17	0.04
100 - 125	125 – 150	0	0		
100 - 125	150 – 175	0	0		
100 - 125	175 - 200	0	0		

Annexe 2 : Choix d'une zone de mesure

Tableau 2. Zone de mesure retenue

Zones X = 0 à 50 cm					
	surface foliaire (cm ²)	LAD	valeur de Rf	dépôt (microlitres/cm ²)	Ymoy
Y = 25 à 50 cm	7388	7,9	2,88	0,48	0,225
Y = 50 à 75 cm	5841	6,2	2,28	0,23	0,475
Y = 75 à 100 cm	3665	3,9	1,43	0,06	0,725
somme selon Y	16894				
moyenne selon Y		6,0	2,2		

Annexe 3 : Tableau de résultats de simulations pour le modèle aux concentrations

Tableau 3. Résultats de simulation relativement au LAD : valeurs des coefficients Rf et Sp et évolution de la concentration initiale Co à l'entrée de chaque tranche de végétation.

	Block 1	Block 2	Block 3	Block 4	Block 5
LAD (m ⁻¹)	0.09	3.34	3.06	1.93	0.32
R _f (kg.m ⁻⁴)	0.03	1.22	1.12	0.7	0.12
S _p (kg.m ⁻³ .s ⁻¹)	-0.2	-15	-18	-30	-100
Co (g.m ⁻³)	17.88	22.52	10.32	1.06	0.02
Deposit (g.m ⁻³)	0.04	4.08	2.40	0.36	0.01

Annexe 4 : Rappels sur la notion de « plan d'expérience »

L'étude d'un phénomène peut, le plus souvent, être schématisé de la manière suivante : on s'intéresse à une grandeur, E que nous appellerons par la suite **réponse** qui dépend d'un grand

ANNEXES

nombre de variables, X_1, X_2, \dots, X_n , que nous appellerons par la suite **facteurs**. La modélisation mathématique consiste à trouver une fonction f telle que $E = f(X_1, X_2, \dots, X_n)$. Une méthode classique d'étude consiste en la mesure de la réponse E pour plusieurs valeurs de la variable X_i tout en laissant fixe la valeur des $(n - 1)$ autres variables. On itère alors cette méthode pour chacune des variables. Ainsi, par exemple, si nous avons 4 variables et si l'on décide de donner 5 valeurs expérimentales à chacune d'elles, nous sommes conduit à effectuer $5^4 = 625$ expériences. Ce nombre élevé dépasse les limites de faisabilité tant en temps qu'en coût. Il faut donc réduire le nombre d'expériences à effectuer sans pour autant perdre sur la qualité des résultats recherchés. L'utilisation d'un « plan d'expérience » donne alors une stratégie dans le choix des méthodes d'expérimentation. Le succès des plans d'expériences dans la recherche et l'industrie est lié au besoin de compétitivité des entreprises : ils permettent une amélioration de la qualité et une réduction des coûts. La méthode des plans d'expériences a été mise au point au début du siècle, dans les années 1920, par Ronald A. Fisher, dans le cadre d'études agronomiques. Elle a pris un essor considérable avec le développement de l'informatique et la puissance de calcul qui l'accompagne.

Tableau et matrice d'expérience

Un tableau d'expérience a la forme générale suivante :

X_1	X_2	\dots	X_n	Réponse : Y
X_{11}	X_{12}	\dots	X_{1n}	Y_1
*	*	*	*	*
*	*	*	*	*
X_{n1}	X_{n2}	\dots	X_{nn}	Y_n

Schéma d'un plan d'expérience

X_i sont les différents facteurs, Y_i , les réponses et n le nombre d'expériences.

La **matrice d'expériences** est le tableau qui indique le nombre d'expériences à réaliser avec la façon de faire varier les facteurs et l'ordre dans lequel il faut réaliser les expériences. Ce tableau est donc composé de +1 et de -1. Soit, par exemple, la matrice d'expériences suivante :

Exp	X_1	X_2
1	-1	-1
2	+1	-1
3	-1	+1
4	+1	+1

matrice d'expérience

On réalisera alors, dans la pratique, 4 expériences. La colonne de gauche de la matrice d'expérience indique le numéro de l'expérience (ou de l'essai). La troisième ligne indique que lors de la réalisation du deuxième essai, le facteur X_1 sera au niveau haut alors que le facteur X_2 sera, lui, au niveau bas. Dans le cas où l'on ajoute à droite de la matrice d'expérience une colonne avec les réponses, on obtient la « matrice d'expériences et des réponses ».

Effet global et effet moyen d'un facteur

Cas d'un seul facteur

ANNEXES

Supposons qu'il n'y ait qu'un seul facteur X_1 à deux niveaux. Notons y_2 la réponse (résultat de l'expérience) lorsque X_1 est au niveau $+1$ et y_1 la réponse lorsque X_1 est au niveau -1 . La matrice d'expérience et des réponses est :

Exp	X_1	Réponse : Y_{rep}
1	-1	y_1
2	+1	y_2

tableau d'expérience à un facteur

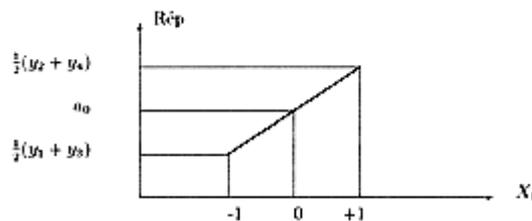
On appelle **effet global** d'un facteur (sous-entendu : sur la réponse) la variation de la réponse quand le facteur passe du niveau -1 au niveau $+1$.

On appelle **effet moyen** d'un facteur (sous-entendu : sur la réponse) la demi-variation de la réponse quand le facteur passe du niveau -1 au niveau $+1$. Ainsi, l'effet global est défini comme étant la moitié de l'effet moyen.

→ effet global de X_1 : $y_2 - y_1$;

→ effet moyen de X_1 : $a_1 = (y_2 - y_1)/2$;

→ réponse théorique au centre : elle représente la moyenne des réponses



Réponses en fonction du facteur

$$a_0 = (y_2 + y_1)/2 ;$$

Remarque : bien que les deux points expérimentaux soient reliés par un segment de droite, il n'y a pas pour le moment d'hypothèse de "linéarité" faite.

Cas de deux facteurs

Supposons que nous ayons maintenant 2 facteurs X_1 et X_2 avec chacun deux niveaux. Une matrice d'expérience et des réponses est, par exemple :

Exp
X1

ANNEXES

X2

Réponse : Y rep

1

-1

-1

y1

2

+1

-1

y2

3

-1

+1

y3

4

+1

+1

y4

tableau d'expérience à deux facteurs

Calcul des effets :

L'**effet moyen** de X1 est toujours la demi-variation de la réponse lorsque X1 passe du niveau -1 au niveau +1. Or, pour chacun des niveaux de X1, il y a 2 expériences (une pour chacun des niveaux de X2). Nous **devons** alors envisager des **réponses moyennes**.

Quand X1 est au niveau -1, nous avons la réponse moyenne :

$$\frac{y_1 + y_3}{2}$$

et quand X1 est au niveau +1, nous avons la réponse moyenne :

$$\frac{y_2 + y_4}{2}$$

L'effet global a_1 de X1 donne :

ANNEXES

$$a_1 = \frac{\frac{y_2 + y_4}{2} - \frac{y_1 + y_3}{2}}{4}$$

$$a_1 = \frac{-y_1 + y_2 - y_3 + y_4}{4}$$

L'effet moyen a_2 de X2 se calcule de la même manière.

$$a_2 = \frac{-y_1 - y_2 + y_3 + y_4}{4}$$

Comme dans le cas à un seul facteur, on calcule a_0 ou "réponse théorique" pour $X1 = 0$ (au centre de son domaine de variation) comme la moyenne des réponses observées aux niveaux -1 et +1.

$$a_0 = \frac{\frac{y_3 + y_4}{2} + \frac{y_1 + y_2}{2}}{2}$$

soit

$$a_0 = \frac{y_1 + y_2 + y_3 + y_4}{4}$$

Remarque : Nous aurions obtenu le même résultat en raisonnant à partir de X2.

Annexe 5 : Matrice d'expérience à 4 facteurs pour nos simulations

Tableau 4.

	Exp	x1=a/ ou n	x2= d	x3=Ve	x4=i
n+ =12 , n - = 6 (nb de feuilles)	1	1	1	1	1
	2	-1	1	1	1
d+=275 μm , d-=75 μm (diamètres)	3	1	-1	1	1
	4	-1	-1	1	1
v+=10 m/s , v-=2 m/s (vitesse)	5	1	1	-1	1
	6	-1	1	-1	1
i+ = 0,8 , i - = 0.1 (intensité turb)	7	1	-1	-1	1
D = 0,05 m (échelle de dissipation)	8	-1	-1	-1	1
	9	1	1	1	-1
	10	-1	1	1	-1

ANNEXES

	11	1	-1	1	-1
	12	-1	-1	1	-1
	13	1	1	-1	-1
	14	-1	1	-1	-1
	15	1	-1	-1	-1
	16	-1	-1	-1	-1

ANNEXES

Annexe 6: Historique de la particule n°10 de 125 microns

numéro de VER	Sigma (cm)	Vfrac	Mass (mg)	Depot (mg)	D.cumule (mg)
Première tranche					
111531350609	1.8	0	88.0	0.0	0.00
111531351013	1.8	0.051	88.0	1.8	1.78
111531351419	1.8	0	88.0	0.0	1.78
162031350609	1.8	0	88.0	0.0	1.78
162031351013	1.8	0.933	88.0	32.5	34.27
162031351419	1.8	0	88.0	0.0	34.27
212531350609	1.8	0	88.0	0.0	34.27
212531351013	1.8	0	88.0	0.0	34.27
212531351419	1.8	0	88.0	0.0	34.27
Somme		0.98			
Deuxième tranche					
111526300609	4.5	0.00	54.0	0.0	0.02
111526301013	4.5	0.06	54.0	1.2	1.19
111526301419	4.5	0.00	54.0	0.0	1.20
162026300609	4.5	0.01	54.0	0.2	1.44
162026301013	4.5	0.90	54.0	18.9	20.38
162026301419	4.5	0.01	54.0	0.2	20.63
212526300609	4.5	0.00	54.0	0.0	20.63
212526301013	4.5	0.00	54.0	0.0	20.63
212526301419	4.5	0.00	54.0	0.0	20.63
Somme		0.99			
Troisième tranche					
111521250609	9.1	0.02	33.0	0.3	0.27
111521251013	9.1	0.08	33.0	1.0	1.28
111521251419	9.1	0.01	33.0	0.1	1.40
162021250609	9.1	0.16	33.0	2.0	3.40
162021251013	9.1	0.58	33.0	7.3	10.71
162021251419	9.1	0.07	33.0	0.9	11.63
212521250609	9.1	0.01	33.0	0.1	11.78
212521251013	9.1	0.04	33.0	0.5	12.33
212521251419	9.1	0.01	33.0	0.1	12.40
Somme		0.98			
Quatrième tranche					
111516200609	18	0.07	21.0	0.5	0.51
111516201013	18	0.08	21.0	0.6	1.10
111516201419	18	0.03	21.0	0.2	1.34
162016200609	18	0.17	21.0	1.3	2.65
162016201013	18	0.20	21.0	1.5	4.15
162016201419	18	0.08	21.0	0.6	4.75
212516200609	18	0.08	21.0	0.6	5.38
212516201013	18	0.09	21.0	0.7	6.10
212516201419	18	0.04	21.0	0.3	6.39
Somme		0.83			
Cinquième tranche					
111511150609	28	0.05	14.0	0.3	0.27
111511151013	28	0.05	14.0	0.2	0.52
162011150609	28	0.09	14.0	0.4	0.96
162011151013	28	0.08	14.0	0.4	1.36
212511150609	28	0.07	14.0	0.4	1.72
212511151013	28	0.06	14.0	0.3	2.03
Somme		0.40			

Liste des Figures

VII LISTE DES FIGURES

<i><u>Figure I-1 :Pulvérisation à jet projeté avec des rampes verticales (source Cemagref)</u></i>	3
<i><u>Figure I-2 : Principe de fonctionnement d'une buse à pression de liquide (source Cemagref)</u></i>	4
<i><u>Figure I-3 : Principe d'un pulvérisateur à jet porté (source Cemagref)</u></i>	4
<i><u>Figure I-4 : Principe d'un pulvérisateur pneumatique (source Cemagref)</u></i>	5
<i><u>Figure I-5 : Le granulomètre-vélocimètre laser DANTEC</u></i>	8
<i><u>Figure I-6 : Faisceaux laser formant une zone d'interférence traversée par des particules en mouvement (Guyot,1991)</u></i>	9
<i><u>Figure I-7 : Vecteurs vitesse obtenus par simulation en trois dimensions</u></i>	12
<i><u>Figure I-8 : Comparaison entre le profil mesuré (—) et calculé (.....) de la vitesse horizontale dans un plan horizontal contenant la ligne centrale pour des distances par rapport au ventilateur de 0,10 m (a), 0,50 m (b), 1,50 m (c), (d) 2,50 m et 4,00 m (e)</u></i>	13
<i><u>Figure I-9 : Coefficient de traînée de la feuille en fonction de la vitesse du vent et de l'angle d'inclinaison.</u></i>	14
<i><u>Figure I-10 : Distribution granulométrique et volumétrique des gouttes en fonction de la distance à la buse. L'axe verticale représente la distance à la buse en mm. A gauche, les distributions de vitesse, à droite, les distributions en volume.</u></i>	16
<i><u>Figure I-11 : Efficacité d'impact en fonction de N</u></i>	19
<i><u>Figure I-12 : Visualisation d'un rebond de goutte</u></i>	21
<i><u>Figure II-1 : photographie des essais expérimentaux</u></i>	25
<i><u>Figure II-2 : Le turbocoll (source Cemagref)</u></i>	26
<i><u>Figure II-3 : Schéma de l'expérience, vue de profil</u></i>	28
<i><u>Figure II-4 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan A</u></i>	28
<i><u>Figure II-5 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan B1</u></i>	29
<i><u>Figure II-6 : Profil des vitesses sur les trois colonnes centrales du plan B2</u></i>	29
<i><u>Figure II-7 : Profils de vitesses normalisées sur les colonnes de mesures centrales au plan B1 en fonction de la hauteur</u></i>	30
<i><u>Figure II-8 : Profils de vitesses normalisées sur les colonnes de mesures centrales au plan B2 en fonction de la hauteur</u></i>	31

LISTE DES FIGURES

<u>Figure II-9</u>	51
<u>Figure II-10 : Contour ξ et normales au contour</u>	52
<u>Figure II-11 : représentation en 1D du volume d'intégration</u>	56
<u>Figure II-12 : double maillage pour la pression et la vitesse</u>	59
<u>Figure II-13 : vue de dessus</u>	64
<u>Figure II-14 : vue de côté</u>	65
<u>Figure II-15 : avec E : Entrée du flux d'air pour CFX</u>	67
<u>Figure II-16 : simulation de l'évolution de la fraction massique</u>	68
<u>Figure II-17 : dépôt en fonction de la distance de pénétration</u>	69
<u>Figure II-18 : Evolution des paramètres physiques au travers de la végétation</u>	70
<u>Figure II-19 : dépôt de cuivre en fonction du LAD</u>	71
<u>Figure II-20 : Echantillonnage de la végétation</u>	71
<u>Figure II-21 : Comparaison entre dépôt expérimental et dépôt simulé dans chaque tranche de végétation</u>	72
<u>Figure III-1 : pulvérisation au sein d'un champ de vigne</u>	75
<u>Figure III-2 : vision générale de la géométrie</u>	76
<u>Figure III-3 : Evaluation du temps de réponse de différentes classes de gouttes.</u>	86
<u>Figure III-4 : Ecart-type d'un nuage de gouttes à l'entrée et à la sortie d'un VE</u>	87
<u>Figure III-5: repérage du domaine global en coordonnées topologiques</u>	90
<u>Figure III-6: Effets de bord pour un flux d'air</u>	92
<u>Figure III-7: maillage de l'entrée du domaine de calcul (zone de lancement)</u>	92
<u>Figure III-8: vue de dessus du lancer de particules</u>	93
<u>Figure III-9 : vue de côté du lancer de particules</u>	94
<u>Figure III-10 : affectation d'une valeur de R_f dans chaque volume de contrôle ou maille, au sein d'un VER</u>	96
<u>Figure III-11 : Absorption de quantité de mouvement à travers une végétation numérique</u>	97

LISTE DES FIGURES

<u>Figure III-12 : Décroissance exponentielle de la vitesse</u>	98
<u>Figure III-13 : Comparaison entre vitesses mesurées et calculées, devant et derrière une végétation artificielle.</u>	100
<u>Figure III-14 : Volume élémentaire représentatif d'une portion de vigne (VER)</u>	101
<u>Figure III-15 : Flux d'air à travers 6 feuilles (échelle de 0 à 25 m/s)</u>	104
<u>Figure IV-1 : Expérience de Zhu</u>	108
<u>Figure IV-2 : Allure de l'évolution de E en fonction de N</u>	108
<u>Figure IV-3 : Effet du diamètre de la goutte sur l'efficacité d'impact</u>	109
<u>Figure IV-4 : Effet de la vitesse sur l'impact</u>	110
<u>Figure IV-5 : Effet de la largeur des feuilles ou de la densité de surface foliaire sur l'impact</u>	110
<u>Figure IV-6 : Effet de l'intensité turbulente sur le dépôt</u>	112
<u>Figure IV-7 : allure générale de la fonction $E(d, V', W, T_k)$</u>	112
<u>Figure IV-8 : Un VER</u>	114
<u>Figure IV-9 : Représentation des vitesses d'air et de la trajectoire d'une particule dans un VER</u>	114
<u>Figure IV-10 : Représentation schématique du modèle</u>	116
<u>Figure IV-11 : effets des différents paramètres.</u>	118
<u>Figure IV-12 : effets des paramètres dont, cette fois-ci, la section effective</u>	119
<u>Figure IV-13 : effets des paramètres à section effective constante</u>	120
<u>Figure IV-14 : Représentation schématique du calcul du dépôt</u>	123
<u>Figure IV-15 : VE voisins</u>	126
<u>Figure IV-16 : Expansion du nuage lors de sa traversée dans la végétation</u>	127
<u>Figure IV-17 : Fraction volumique pour le VE central, là où entre la particule</u>	128
<u>Figure IV-18 : Taille maximale d'un nuage de gouttes</u>	129

LISTE DES FIGURES

<i><u>Figure IV-19 : Distribution des dépôts sur la première tranche de VE, le long des 3m de parcourus par le tracteur : X_c représente la position du VE dans le sens d'avancement du tracteur et $Y_c=0.425$ m est la position du centre de la première tranche de VE.</u></i>	<u>129</u>
<i><u>Figure IV-20 : Distribution des dépôts dans la zone centrale de 1 m</u></i>	<u>130</u>
<i><u>Figure IV-21 : Loi de décroissance exponentielle du dépôt</u></i>	<u>131</u>
<i><u>Figure IV-22 : Fraction volumique et dépôt</u></i>	<u>132</u>

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

(revues scientifiques)

BIBLIOGRAPHIE

VIII BIBLIOGRAPHIE

AMIRO B. D. [1990]. Drag Coefficients and Turbulence Spectra within three Boreal Forest Canopies, *Boundary-Layer Meteorology* **52**, p 227-246.

BARKER G.L., THOMPSON J.F., Jr., THREADGILL E.D. [1978]. Spray Droplet Deposition on a Tree-Dimensional Object, *Transactions of the ASAE* **5**, p 806-812.

BJERG B., MORSING S., SVIDT K., ZHANG G. [1999]. Three-dimensional Airflow in a Livestock Test Room with Two-dimensional Boundary Conditions. *Journal of Agricultural Engineering Research*, **74**, p 267-274.

BROWN R.B., SIDAHMED M.M. [2001]. Simulation of spray dispersal and deposition from a forestry airblast sprayer- Part II: Droplet trajectory model, *Transactions of the ASAE*, p 11-17.

BRUNET Y., FINNIGAN J.J., RAUPACH M.R. [1993]. A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single-point velocity statistics. *Boundary Layer Meteorology*, **70**, p. 95-132.

COPPIN P.A., RAUPACH M.R., LEGG B.J. [1985]. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part II: An elevated plane source. *Boundary-Layer Meteorology* **35**, p 167-191.

DA SILVA A., SINFORT C., VANHIESBECQ S., POLVECHE V., HUBERSON S. [2001]. Simulation of sprayed pesticide deposit within a vineyard, *Parasitica* **57 (1-2-3)**, p 195.

DA SILVA A., SINFORT C., BONICELLI B., VOLTZ M., HUBERSON S. [2002]. Spray penetration within vine canopies at different growth stages, *AAB* **66**, p 331-338.

DENMEAD O.T., BRADLEY E.F. [1986]. On scalar Transport in Plant Canopies. *Irrig. Sci.* **8**, p 131-149.

FOX R. D., BRAZEE R.D., SVENSSON S. A., REICHARD D. L. [1992]. Air Jet Velocities From a Cross-Flow Fan Sprayer, *Transactions on the ASAE* **35(5)**, p 1381-1384.

GAN-MOR S., GRINSTEIN A., BERES H. [1996]. Improved Uniformity of Spray Deposition in a Dense Plant Canopy: Methods and Equipment. *Phytoparasitica* **24 (1)**, p 57-67.

GILLES D.K., DELWICHE M.J., DODD R.B. [1989]. Spatial distribution of spray deposition from an air-carrier sprayer, *American Society of Agricultural Engineers* , **32(3)** , p.807-811.

BIBLIOGRAPHIE

HUNT J.C.R. [1995]. Practical and fundamental developments in the computational modeling of fluid flows, *Proc Instn Engrs* Vol **209**.

LAKE JOHN R. [1977]. The Effect of Drop Size and Velocity on the Performance of Agricultural Sprays, *Pestic. Sci.* **8**, p 515-520.

LANDSBERG J. J., THOM A. S. [1971]. Aerodynamic properties of a plant of complex structure, *Quart. J. R. Met. Soc.* **97**, p 565-570.

LAUNDER B.E. [1981]. Author's response to 'discussion of' application of second-moment turbulence closure to heat and mass transport in thin shear flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **24** (10), p 1748.

LESIEUR M. [1994]. La Turbulence, *Presse Universitaire de Grenoble*, 262 p.

LUND I. & MATZEN R. [1996]. Analysis of droplets in a three-dimensional pattern in spray from a field sprayer, *Proc. AgEng'96*, **96A-123**, 10 pp.

MACNICHOL A. Z., TESKE M. E., BARRY J. W. [1997]. A Technique to Characterize Spray Deposit in Orchard and Tree Canopies, *Transactions of the ASAE* **40(6)**, p 1529-1536.

MARCHANT J.A. [1977]. Calculation of Spray Droplet Trajectory in a Moving Airstream, *J. agric. Engng Res.* **22**, p 93-96.

MILES E.G., THREADGILL E.D., THOMPSON J.F., WILLIAMSON R.E. [1975]. Simulation of droplet deposition on bodies with rectangular boundaries, *Transactions of ASAE*, **2704**, p. 74-78.

MORSI S.A., ALEXANDER A.J. [1971]. An investigation of particle trajectories in two phase flow systems. *J. Fluid Mech.* **55**, part **2**, p 193-208.

OGDEN T.L., JAYAWEERA K.O.L.F. [1970]. Drag coefficients of water droplets decelerating in air. *Quart. J.R. Met. Soc.* **97**, p 571-574.

PERGHER G., GUBIANI R. [1995]. The effect of spray application rate and airflow rate on foliar deposition in a hedgerow vineyard, *Journal of Agricultural Engineering Research*, **61**, p. 205-216.

RANDALL J.M. [1971]. The relationships between air volume and pressure on spray distribution in fruit trees, *Journal of Agricultural Engineering Research*, **16(1)**, p. 1-31.

RAUPACH M.R., THOM A.S. [1981]. Turbulence in and above plant canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **13**, p. 97-129.

RAUPACH M.R., COPPIN P.A., LEGG B.J. [1985]. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I: The Turbulence Structure. *Boundary-Layer Meteorology* **35**, p 21-52.

BIBLIOGRAPHIE

- RAUPACH M. R. [1988]. A practical Lagrangian method for relating scalar concentrations to source distributions in vegetation canopies, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **115**, p 609-632.
- RAUPACH M.R., FINNIGAN J.J., BRUNET Y. [1996]. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy, *Boundary-Layer Meteorology* **78**, p.351-382.
- RAUPACH M.R., WOODS N., DORR G., LEYS J.F., CLEUGH H.A. [2001]. The entrapment of particles by windbreaks, *Atmospheric Environment* **0**, p.1-11.
- ROLLET-MIET P., LAURENCE D., FERZIGER H. [1999]. LES and RANS of turbulent flow in tube bundles, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20**, p241-254.
- SALYANI M. [2000]. Optimization of Deposition Efficiency for Airblast Sprayers, *Transactions of the ASAE* **43(2)**, p 247-253.
- SEGINER I., MULHEARN P. J., BRADLEY E.F., FINNIGAN J. J. [1976]. *Boundary-Layer Meteorology* **10**, p 423-453.
- SHAW Roger H. , PEREIRA A.R. [1982]. Aerodynamic roughness of a plant canopy : A numerical experiment, *Agricultural Meteorology*, p 51-65.
- SIDAHMED M. M [1997]. A Transport Model for Near Nozzle Fan Sprays, *Transactions of the ASAE* **40(3)**, p 547-554.
- SIDAHMED M. M., BROWN R. B. [2001]. Simulation of Spray Dispersal and Deposition from a forestry airblast sprayer – Part I: Air Jet Model, *Transactions of the ASAE* **44**, p 5-10.
- SMITH D. B., ASKEW S.D., MORRIS W. H. SHAW D. R., BOYETTE M. [2000]. Droplet Size and Leaf Morphology Effects on Pesticide Spray Deposition, *Transactions of the ASAE* **43(2)**, p 255-259.
- THOM A.S. [1968]. The exchange of momentum, mass, and heat between an artificial leaf and the airflow in a wind-tunnel, *Quart. J.R. Met. Soc.*, **94**, p. 44-55.
- THOM A. S. [1971]. Momentum absorption by vegetation, *Quart. J.R. Met. Soc.*, **97**, p. 414-428.
- U Kyaw T. P., BRUNET Y., COLLINEAU S., SHAW R. H. [1992]. On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies, *Agricultural and Forest Meteorology* **61**, p 55-68.
- WALKLATE P.J., WEINER K.-L., PARKIN C.S. [1996]. Analysis of and experimental measurements made on a moving air-assisted sprayer with two-dimensional air-jets penetrating a uniform crop canopy, *Journal of Agricultural Engineering Research*, **63** , p. 365-378.

BIBLIOGRAPHIE

WEBB D.A., HOLLOWAY P.J. [1999]. Low speed impact behaviour of aqueous monosize spray droplets containing agricultural additives on plant surfaces, *ILASS-Europe '99*, p. 1-6.

WEINER K.-L., PARKIN C.S. [1993] The use of Computational Fluid Dynamic Code for modelling spray from a mistblower, *Journal of Agricultural Engineering Research*, **55** , p 313-324.

WILSON John D., FLESCH Thomas K.[1999]. Wind and remnant tree sway in forest cutblocks. III. A windflow model to diagnose spatial variation, *Agricultural and forest Meteorology*, p 259-282.

XU Z.G., WALKLATE P.J., MILLER P.C.H. [1997]. Evaluation of a stochastic model for spray transport prediction from air-assisted sprayers. *AAB* **48**, p195-200.

YARIN A.L., WEISS D.A. [1994]. Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. *J. Fluid Mech*, **283**, p 141-173.

ZHU H., REICHARD D.L., FOX R.D., BRAZEE R.D., OZKAN H.E. [1994]. Simulation of Drift of Discrete Sizes of Water Droplets from Field Sprayers, *Transactions of ASAE*, **37(5)** , p. 1401-1407.

ZHU H., REICHARD D.L., FOX R.D., BRAZEE R.D., OZKAN H.E. [1996]. Collection Efficiency of spray droplets on vertical targets, *Transactions of ASAE*, **39(2)** , p. 415-422.

Références
Bibliographiques
(rapports, cours, etc...)

IX REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BRUNET Y. [1994]. Vent, turbulence et signaux mécaniques. *Signaux Environnementaux et Fonctionnement de la Plante et du Couvert Végétal, Séminaire du Département de Bioclimatologie INRA*. Clermont-Ferrand, p. 50-55.

BRUNET Y., PRADEL E., CAMENEN E. [1995]. Introduction aux transferts turbulents. *Actes de l'école-chercheurs INRA en Bioclimatologie, Le Croisic, 3-7 avril 1995, Tome 1 : de la plante au couvert végétal*, p. 405-423.

CEMAGREF, CENTRE DE MECANITZACIO AGRARIA, SILSOE RESEARCH INSTITUTE, ISTITUTO DI MECCANICA AGRARIA, UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA, HARDI INTERNATIONAL A/S. [1994-97]. Reduction of pesticide inputs to fruit and vineyard crop production by improving the control operation and design of spray application equipment, *Report contract number: AIR3-CT93-1304*.

CEDRA C. et al [1997]. Les matériels de fertilisation et traitement des cultures. *Coédition Cemagref, Fédération Nationale des CUMA, ITCF, Lavoisier. Collection FORMAGRI*. Antony, 343 p.

CHASSAING P. [1998]. Turbulence en mécanique des fluides. *Notes de cours*. Toulouse, Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Constructions Aéronautiques. 639 p.

COMTE-BELLOT. Turbulence. *Notes prises au cours 3^{ème} année*. Lyon, Ecole centrale de Lyon, 263 p.

DEBOUCHE C. [1988]. Hydraulique et machines hydrauliques. *Notes de cours*. Gembloux, Faculté des Sciences Agronomiques de Gembloux, 393 p.

GUYON E., HULIN J.-P., PETIT L. [1991]. Hydrodynamique physique. *Savoirs actuels. Editions du CNRS*. Paris, 506 p.

LORIN S. [1999]. Modélisation des écoulements de pulvérisation dans le domaine agricole : utilisation du logiciel CFX 4.2 et mise en place d'une méthodologie associée. *Mémoire de fin d'études d'ingénieur*. Université de Gembloux, Cemagref de Montpellier, 117 p.

MARRO D. [1998]. Contrôle actif de la pulvérisation et de la valorisation d'un spray. *Thèse de Doctorat*. INP Toulouse, 189 p.

MIRALLES A., POLVECHE V. [1996]. Stage de formation sur les techniques d'application des produits phytosanitaires.

PLANAS S., SOLANELLES F., FILLAT A., PIFARRE C. [1996]. A proposal of methodology for air assisted sprayers assessment in apple orchards. *AgEng International Conference on Agricultural Engineering*. Madrid, 8 p.

POLVECHE V. [1999]. Rapport d'essai N°110. *Document interne du Cemagref*. Montpellier, 47 p.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

SABATIER H. [2001]. Modélisation des écoulements de pulvérisation dans le domaine agricole. *Stage de DESS*. Université de Grenoble 1, Cemagref de Montpellier, 92 p.

VANHIESBECQ S. [2000]. Simulation avec le logiciel CFX-4.3 d'un flux d'air généré par un pulvérisateur à jet porté à travers une végétation homogène. *Mémoire de fin d'étude d'ingénieur*, Université de Gembloux, Cemagref de Montpellier, 89 p.

VERSTEEG H.K., MALALASEKERA W. [1995]. An introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method. *Prentice Hall*. 257 p.

VEUILLOT J.-P. [1998]. La simulation numérique appliquée aux problèmes d'interactions en aérodynamique. Châtillon, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, 20 p.

NOMENCLATURE

a	Surface foliaire par unité de volume (LAD)	L^{-1}
a_i	Coefficients du plan d'expérience	$[-]$
a_{mes}	LAD mesuré	L^{-1}
a_{nb}	Coefficient de la matrice de discrétisation	$[-]$
a_{1U}	Paramètre caractéristique du jet	L^{-1}
a_{2U}	Terme de résistance à la quantité de mouvement, du à la végétation	L^{-1}
a_{3U}	Terme du à la variation de la densité de feuillage	L^{-1}
a_{2k}	Coefficient source d'énergie cinétique tubulente	L^{-1}
$a_{2\varepsilon}$	Coefficient source d'énergie de dissipation	L^{-1}
α	Densité de surface d'obstacle par unité de volume	L^{-1}
α_c	Terme de correction pour la diffusion brownienne des gouttes	$[-]$
α_f	Angle de la feuille	$[-]$
α_{fo}	Angle moyen de la feuille	$[-]$
A	Surface fermée qui entoure un volume de contrôle	L^2
A_i	Surface est, ouest, nord ou sud d'un volume de contrôle	L^2
b	Coefficient de Walklate dans la loi de décr. exponentielle	L^{-1}
\mathbf{B}	Force volumique extérieure	$ML^{-2}T^{-2}$
\mathbf{B}_f	Force volumique à distance	$ML^{-2}T^{-2}$
χ	Inverse du coefficient de masquage (chap IV)	$[-]$
χ_k	constante de Karman (chap II)	$[-]$
C_g	Concentration de gouttes	ML^{-3}
C	Constante dépendant du coefficient de traînée	L^{-1}
C_a	Concentration en produit	ML^{-3}
C_D	Coefficient de traînée de la particule	$[-]$
$C_{\varepsilon 1}$	Constante de fermeture du modèle k- ε	$[-]$
$C_{\varepsilon 2}$	Constante de fermeture du modèle k- ε	$[-]$
$C_{f\phi}$	Coefficient de résistance du à la végétation pour la quantité ϕ	$[-]$
C_μ	Constante de turbulence	$[-]$
C_M	Coefficient de Masse Ajoutée	$[-]$
C_n	Coefficient de traînée effective de la végétation	$[-]$
C_o	Coefficient de traînée sans effet de masquage	$[-]$
C_{go}	Concentration en gouttes avant la végétation selon Raupach	ML^{-3}
C_{gl}	Concentration en gouttes en sortie de végétation	ML^{-3}
d	Diamètre de goutte (ou de particule)	L
d'_{air}	Distance de fluctuation des molécules d'air	L
d_e	Echelle de longueur de l'obstacle de Raupach	L
d_p	Diamètre de particule	L
d'_p	Distance maximale de fluctuation des gouttes	L
dN	Nombre de gouttes dans un domaine dD	$[-]$
$\delta\alpha$	Constante pour l'oscillation des feuilles	$[-]$
δ_{ij}	Symbole de Krönecker	$[-]$
δx_{ij}	Distance entre deux nœuds d'un volume de contrôle (dir. x)	L

δy_{ij}	Distance entre deux nœuds d'un volume de contrôle (dir. y)	L
δz_{ij}	Distance entre deux nœuds d'un volume de contrôle (dir. z)	L
$\delta\Omega$	Portion de vigne étudiée	[-]
D_f	Coefficient de diffusion moléculaire	L^2T^{-1}
D_o	Diamètre pour lequel la vitesse d'air est nulle	L
D_i	Diamètre de goutte pour la distribution de taille	L
D_{TM}	Echelle de longueur de l'obstacle de Milles	L
D_T	Coefficient de diffusion turbulente	L^2T^{-1}
D_{Ti}	Coefficient de diffusion turbulente pour la composante i	L^2T^{-1}
$\Delta\sigma$	Expansion du nuage entre l'entrée et la sortie d'un VER	L
ε	Energie de dissipation	L^2T^{-3}
ε_F	Terme négligeable dans la décomposition de la force de traînée	[-]
E	Efficacité d'impact de gouttes	[-]
E_e	Efficacité d'impact équivalente	[-]
E_{eff}	Efficacité effective d'impact du modèle descriptif	[-]
f	Fréquence des fluctuations d'éclairement	T^{-1}
f_N	Distribution normale des gouttes	[-]
F	Terme convectif	$ML^{-2}T^{-1}$
F_r	Nombre de Froude	[-]
F_D	Force de traînée	MLT^{-2}
F_g	Force de flottabilité	MLT^{-2}
F_H	Force d'histoire ou de Basset	MLT^{-2}
F_L	Force de Portance	MLT^{-2}
F_{MA}	Force de Masse Ajoutée	MLT^{-2}
F_{TCHEN}	Force de TCHEN	MLT^{-2}
g	Constante de gravitation universelle	LT^{-2}
γ	Coefficient de friction de l'équation de Langevin	MT^{-1}
Γ ou Γ_a	Diffusivité effective (moléculaire + turbulente)	$ML^{-1}T^{-1}$
H	Hauteur de l'obstacle de Milles	L
i	Intensité turbulente en énergie	[-]
φ	Déphasage entre deux faisceaux lumineux	[-]
J_i^j	Matrice jacobienne	[-]
Φ	Potentiel des Vitesses	L^2T^{-1}
ϕ	Quantité générique	[-]
k	Energie cinétique de turbulence	L^2T^{-2}
k_{inl}	Energie turbulente à l'entrée du domaine du calcul	L^2T^{-2}
k_B	Constante de Boltzmann	[-]
K	Noyau de convolution	[-]
l	Echelle de longueur de Turbulence	L

l_e	Longueur équivalente associée au modèle de Zhu	L
l_E	Echelle de longueur d'un tourbillon	L
l_{kv}	Echelle de longueur de turbulence pour l'énergie k	L
l_{uv}	Echelle de longueur de turbulence pour la diffusion de vitesse	L
λ_o	Longueur d'onde des deux faisceaux incidents (laser)	L
L	Echelle de longueur caractéristique d'une feuille	L
L_{jet}	Largeur du jet d'air issu du pulvérisateur	L
L_M	Distance entre deux trajectoires limites	L
L_v	Epaisseur de végétation	L
m_f	Masse du fluide	M
m_p ou m	Masse de la particule	M
μ_a	Viscosité dynamique de l'air	$ML^{-1}T^{-1}$
μ_f ou μ	Viscosité dynamique du fluide	$ML^{-1}T^{-1}$
μ_T	Viscosité dynamique turbulente	$ML^{-1}T^{-1}$
n	Nombre pour le calcul des constantes de turbulence	[-]
\vec{n}	Vecteur unitaire normal à un plan ou à une sphère	[-]
n_f	Indice de réfraction de la lumière	[-]
ν ou ν_a	Viscosité cinématique de l'air	L^2T^{-1}
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	L^2T^{-1}
N	Nombre a-dimensionnel du modèle de Zhu	[-]
N_{total}	Nombre total de gouttes	[-]
p_r	Coefficient de Raupach	[-]
p	Pression totale	$ML^{-1}T^{-2}$
p_n	Coefficient de masquage	[-]
p_∞	Pression à l'infini	$ML^{-1}T^{-2}$
P	Pression relative	$ML^{-1}T^{-2}$
P_o	Pression atmosphérique	$ML^{-1}T^{-2}$
q_r	Coefficient de Raupach	[-]
θ	Paramètre angulaire en coordonnées polaires	[-]
r	Paramètre de distance à l'origine, en coordonnées polaires	L
ρ	Masse volumique de l'ensemble air-produit	ML^{-3}
ρ_a ou ρ_{air}	Masse volumique de l'air	ML^{-3}
ρ_f	Masse volumique du fluide	ML^{-3}
R_c	Coefficient de résistance à la vitesse	$ML^{-3}T^{-1}$
R_d	Nombre de Reynolds associé au diamètre de la particule	[-]
R_e	Nombre de Reynolds	[-]
R_f	Facteur de résistance du à la végétation	ML^{-4}
σ	Ecart-type d'une distribution de taille de gouttes	L
σ_r	Coefficient de transmittance en concentration	[-]
σ_a	Constante de Prandtl dans l'équation d'advection diffusion	[-]
σ_{air}	Ecart-type pour la diffusion brownienne des molécules d'air	L

σ_ε	Constante de Prandtl	
σ_k	Nombre de Prandtl pour l'énergie cinétique turbulente	[-]
σ_p	Ecart-type non modifié d'un nuage de particules	L
σ_{pi}	Ecart-type non modifié d'un nuage de gouttes pour la composante i	L
σ_p^*	Ecart-type corrigé d'un nuage de particules	L
σ_{pi}^*	Ecart-type modifié du nuage de gouttes pour la composante i	L
σ_{pn}^*	Ecart-type du nuage à l'entrée d'un VER n	L
σ^*	Notation simplifiée pour l'écart-type modifié d'un nuage de gouttes pour n'importe quelle composante i	L
σ_T	Nombre de Prandtl turbulent	[-]
σ_v	Vitesse fluctuante ($\sigma_v = (vv)^{1/2}$)	LT ⁻¹
S	Terme source pour une quantité ϕ	$[\phi] \times ML^{-3}T^{-1}$
S_b	Distance parcourue par l'air à la traversée de la végétation	L
S_{ij}	Tenseur symétrique de déformation	T ⁻¹
S_p	Termes diagonaux de la matrice du terme source	ML ⁻³ T ⁻¹
S_t	Nombre de Stokes	[-]
S_u	Autres termes de la matrice du terme source pour une quantité ϕ	$[\phi] \times ML^{-3}T^{-1}$
t	Paramètre temps	T
t_E	Durée de vie d'un tourbillon	T
t_p	Temps de passage d'une particule dans un VER	T
τ_r	Porosité optique du modèle de Raupach	[-]
τ	Pas de temps d'intégration	T
τ_p	Temps de réponse ou de relaxation des gouttes	T ⁻¹
τ_{ij}	Tensions de Reynolds	ML ⁻¹ T ⁻²
τ_{ij}	Tenseur des vitesses relatives de l'air et des gouttes	L ² T ⁻¹
T	Température	[-]
T_k	Intensité turbulente en énergie	[-]
u ou U	Vitesse du fluide	LT ⁻¹
u_p	Vitesse de particule	LT ⁻¹
U_r	Rapport de vitesse d'air et de la phase dispersée	[-]
u_{inl}	Vitesse de l'air à l'entrée du domaine de calcul	LT ⁻¹
u'	Fluctuation de vitesse d'air pour la composante x noté u_i	L
\overline{U}	Vitesse moyenne du fluide notée U_i pour la composante i	LT ⁻¹
v ou V	Vitesse des particules	LT ⁻¹
v_r	Vitesse relative entre les gouttes et l'air	LT ⁻¹
v_o	Vitesse d'émission des particules	LT ⁻¹
V_o	Vitesse de la particule à travers la zone d'interférence de lumière	LT ⁻¹
V_{VER}	Volume du VER	L ³
V_{frac}	Fraction volumique de produit qui entre dans un VER	[-]
Vol_porté	Volume porté par la particule à travers les VE	
V_{trac}	Vitesse d'avancement du tracteur	LT ⁻¹

ω	fréquence d'oscillation des feuilles	T^{-1}
W	Largeur de l'obstacle de Zhu	L
Ω	Rotationnel de la vitesse	T^{-1}
Ω_{ij}	Tenseur antisymétrique de déformation	T^{-1}
x	Abscisse du repère cartésien	L
x^i	Coordonnée dans la direction i du repère cartésien	L
X_b	Epaisseur de la végétation	L
X_c	Abscisse du centre du VER	L
X_p	Abscisse de la goutte à l'entrée d'un VE	L
ξ	Paramètre d'intégration	[variable]
ξ^i	Coordonnée dans la direction i du repère paramétrique	L
y	Ordonnée du repère cartésien	L
Y_a	fraction massique de produit	[-]
Y_c	Ordonnée du centre du VER	L
Y_p	Ordonnée de la goutte à l'entrée d'un VE	L
z	Côte z du repère cartésien	L
Z_c	Côte Z du centre du VER	L
Z_p	Côte Z de la goutte à l'entrée d'un VER	L

Résumé

Le devenir des gouttes de produits phytosanitaires émises par les pulvérisateurs agricoles est modélisé avec un logiciel de CFD en vue de prévoir le dépôt sur la vigne. Vue la complexité du phénomène, des hypothèses simplificatrices ont été faites, en particulier, l'évaporation, l'interaction entre les gouttes et la dérive due au vent sont négligées ; les gouttes ne rebondissent pas et restent sphériques.

Des mesures de vitesses d'air au travers d'une végétation artificielle ont été effectuées pour déterminer un facteur de résistance dû au feuillage. Pour le traitement du caractère diphasique, un modèle eulérien sous la forme d'une équation de transport pour les concentrations puis, finalement, un modèle lagrangien calculant la trajectoire des gouttes connaissant le champ aérodynamique ont été envisagés.

Pour représenter l'effet de la végétation, des termes sources de quantité de mouvement et de turbulence sont introduits dans les équations de l'écoulement porteur. Les gouttes sont émises en phase avec le déplacement du tracteur. Elles forment un nuage modélisé par une distribution aléatoire autour d'une trajectoire moyenne de référence. A l'échelle locale, celle d'un volume élémentaire représentatif de végétation (VER), un modèle d'identification évalue le facteur de résistance et un modèle descriptif propose une loi d'efficacité d'impact des gouttes.

A partir de la loi locale d'impact, de la taille et de la position du nuage de gouttes lors de sa pénétration dans le feuillage, le dépôt de produit est prédit sur un rang de 1m de vigne.

Mots clés : transport, gouttelettes, dépôt, végétation, vigne, phytosanitaire, turbulence, pulvérisation, modélisation, numérique, volumes finis, dispersion, feuilles.

Abstract

The behaviour of agricultural pesticide sprayed droplets was modelled by means of a CFD software, to predict deposit on vine. As the phenomenon is complex, simplifying assumptions were retained : evaporation, droplet interaction, drift due to wind were neglected; droplets did not rebound and remained spherical.

Speed measurements of airflow through an artificial canopy were carried out to determine a resistance factor due to foliage. For the two phase flow representation, an eulerian model based on a transport equation for concentrations was firstly used, then, a lagrangian model computing droplets tracks, being acquainted with the aerodynamical field, was ultimately chosen.

To represent the canopy effect, momentum and turbulence source terms were introduced in the flow equations. Droplets were sprayed in phase with the tractor displacement. Droplets made a cloud modelled by a random distribution around a reference mean track. At a local scale of an elementary representative volume of vegetation, an identification model estimated the resistance factor and a descriptive model proposed an efficiency law for droplets impacts.

From the local impact law, the size and the droplets cloud location while going through the foliage, deposit was predicted for a 1m length of a vine row.

Keywords: transport, droplets, deposit, vegetation, vine, pesticide, turbulence, spraying, modelisation, numerical, finite volume, dispersion, leaves.