



HAL
open science

CONTRIBUTION EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE A L'ETUDE DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES VENTILEES

Timea Dénes Bejat

► **To cite this version:**

Timea Dénes Bejat. CONTRIBUTION EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE A L'ETUDE DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES VENTILEES. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de La Rochelle, 2007. Français. NNT : . tel-00270909

HAL Id: tel-00270909

<https://theses.hal.science/tel-00270909>

Submitted on 7 Apr 2008

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

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

THESE

présentée devant L' UNIVERSITE DE LA ROCHELLE

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : GENIE CIVIL ET SCIENCES DE L'HABITAT

par

Tímea DÉNES BEJAT

CONTRIBUTION EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE A L'ETUDE DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES VENTILEES

Soutenu le 13 décembre 2007 devant la comission d'examen composée de :

F. ALLARD	Professeur Univeristé de La Rochelle	Examineur
P. BAKONYI	Professeur titulaire, VITUKI Kht.	Examineur
D. BOULAUD	Professeur, IRSN, Le Vesinet	Rapporteur
J. JÓZSA	Professeur Université de Sciences Techniques et Economie de Budapest	Rapporteur
K. LIMAM	Maître de Conférence Université de La Rochelle	Examineur
A. ZÖLD	Professeur Université de Sciences Techniques et Economie de Budapest	Examineur

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans le cadre d'une thèse en cotutelle, en partie au Laboratoire d'Etudes des Phénomènes de Transfert Appliqués au Bâtiment (L.E.P.T.A.B.) de l'Université de La Rochelle et en partie à la Faculté de Génie Civil de l'Université de Sciences Techniques et Economiques de Budapest (USTEB), au département de Constructions des Bâtiments.

Je tiens tous d'abord à remercier Mária SZÉLL, professeur à l'USTEB, pour m'avoir accueillie comme doctorante et de m'avoir permis de participer à ce travail en cotutelle. J'exprime également ma plus vive reconnaissance au Professeur Francis Allard qui m'a proposé ce sujet. Il m'a accueillie dans son laboratoire et m'a aidée à réaliser cette thèse dans sa forme actuelle dans une langue que je ne maîtrise que depuis peu de temps. Merci pour sa patience infinie envers moi. Je tiens à remercier également Monsieur Karim Limam qui a accepté de co-encadrer mes travaux et qui m'a accordé une partie de son temps précieux pour diriger cette thèse. Je remercie les Professeurs János Józsa et Denis Boulaud d'avoir accepté de rapporter ce travail. Je remercie également András Zöld et Péter Bakonyi qui m'ont fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Mes remerciements les plus sincères vont à Claudine Beghein et Marc Abadie pour m'avoir guidée pendant ces années de thèse et m'avoir montré la beauté de la recherche dans le quotidien. J'apprécie énormément leurs conseils et leurs qualités humaines.

Je tiens également à remercier mes collègues du labo (et extérieurs au labo) qui m'ont permis de bien m'intégrer dans la vie française. Grâce à eux il aura été possible de travailler dans une ambiance chaleureuse, ils m'ont rendu ces années de thèse très agréables : Frédéric, Morgane, Ágota, Alain, Emmanuel, Céline, Alexis, Sébastien, Marco, Jérôme, Dina, Adriana, Cédric, Martin, Emmanuelle, Cyrille, Laurent, Thomas, Nicolas, Sylvain, Hassan, Erwan, Max, Iinca, Mihai, Lelia, Razvan, Aude, Mahfoud, Philippe, Patrice, Amina, Michel, Olivier, Michèle, Daniel, Claude...

Sans oublier les organismes qui m'ont donné les moyens financiers pour ce travail : la fondation «Építés Fejlesztésért, Budapest », le réseau PECO de Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche et la communauté européenne par le FSE.

REMERCIEMENTS

Enfin je suis très sensible à l'aide morale que m'ont apporté mes parents, ainsi que Judit et Zoli pendant ces longues années.

Et enfin je remercie tendrement Yannick de bien vouloir vivre à mes côtés, sans lui je ne serais jamais arrivée jusque là. MERCI !

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	3
SOMMAIRE	5
NOMENCLATURE	9
RESUME	11
ABSTRACT	13
INTRODUCTION	21
I. PHYSIQUE DU TRANSPORT DES PARTICULES	25
I.1. Introduction	25
I.2. Les particules et la santé	25
I.3. Caractéristiques physiques des particules	26
I.3.1. Forme, diamètre et concentration des particules	26
I.3.2. Temps de relaxation.....	29
I.3.3. Libre parcours moyen.....	30
I.3.4. Le nombre de Knudsen	31
I.4. Modélisation physique du comportement des particules	32
I.4.1. Les différentes formes de diffusion.....	32
I.4.2. La loi de la dynamique appliquée aux particules:.....	34
I.4.3. Interaction particule – particule	47
I.4.4. Interaction particule – paroi : l’adhérence, le détachement et le ricochet	48
I.5. Particules fines ou ultrafines : à l’intersection du régime de diffusion et de la gravité	48
I.5.1. Introduction.....	48
I.5.2. Les régimes de dépôt:.....	50
I.5.3. L’approche globale du phénomène de dépôt particulaire – l’évolution d’une idée	50
I.5.4. Synthèse	57
I.6. Mesure du dépôt des particules fines dans des milieux clos	58
I.6.1. Les mesures en cellules tests de taille réduite.....	59
I.6.2. Les mesures en cellules tests de taille « réelle »	64
I.6.3. Les mesures <i>in situ</i>	66
I.7. Conclusion	72
II. MODELISATION DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES	75
II.1. Introduction	75
II.2. Modélisation de l’écoulement du fluide	75
II.2.1. Les échelles caractéristiques des écoulements turbulents en cavité.....	76
II.2.2. Les modèles de turbulence	77
II.3. Modélisation de dispersion et de dépôt des particules fines	85
II.3.1. Les modèles lagrangiens	85
II.3.2. Les modèles eulériens	90

II.3.3. Méthode eulérienne choisie.....	100
II.4. Conclusion.....	101
III. ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPOT DES PARTICULES FINES	105
III.1. Introduction.....	105
III.2. Etude expérimentale de la dispersion et du dépôt des particules fines dans une cellule test.....	105
III.2.1. Dispositif expérimental	105
III.2.2. La métrologie	112
III.2.3. Protocole expérimental.....	113
III.2.4. Détermination de la constante globale de dépôt.....	115
III.2.5. Etudes préliminaires	116
III.2.6. Influence de la position des bouches de ventilation : configuration bas - haut.	123
III.2.7. Influence de la position des bouches de ventilation : configuration haut – bas	126
III.2.8. Conclusion.....	129
III.3. Etude expérimentale de la dispersion et du dépôt des particules fines dans une cellule test de taille réduite	134
III.3.1. Le dispositif expérimental.....	134
III.3.2. La métrologie	135
III.3.3. Le protocole expérimental.....	136
III.3.4. La détermination de la constante globale	137
III.3.5. Dépôt tranquille, petite cellule – comparaison avec la grande cellule	137
III.3.6. Etude du dépôt des particules fines avec ventilation.....	140
III.3.7. Conclusions	142
III.4. Etude de liaison des résultats du dépôt entre différentes tailles de cellules.....	145
III.5. Conclusion.....	154
IV. ETUDE NUMERIQUE DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES	159
IV.1. Modélisation de l'écoulement fluide	159
IV.1.1. Configurations géométriques étudiées	159
IV.1.2. Résolution numérique	160
IV.1.3. Discrétisation temporelle.....	161
IV.1.4. Discrétisation spatiale du domaine de calcul	162
IV.1.5. Présentation des écoulements obtenus : cas de la petite cavité.....	167
IV.1.6. Présentation des écoulements obtenus : cas de la grande cavité.....	170
IV.2. Simulations lagrangiennes de la distribution et du dépôt des particules.....	179
IV.2.1. Modèle physique	179
IV.2.2. Modèle mathématique et numérique	179
IV.2.3. Forces prises en compte – modifications apportées.....	180
IV.2.4. Génération des fluctuations des vitesses	182
IV.2.5. Intégration des équations de la dynamique de la particule	184
IV.2.6. Construction des champs moyens pour les particules	185
IV.2.7. Caractéristiques de dépôt	186
IV.2.8. Les cas étudiés.....	187
IV.2.9. Présentation des résultats	187
IV.2.10. Comparaison entre les résultats numériques lagrangiens et expérimentaux..	196
IV.2.11. Conclusions	200

IV.3. Modélisation de la dispersion des particules par une méthode eulérienne	201
IV.3.1. La méthode utilisée	201
IV.3.2. Résultats obtenus	201
IV.4. Discussion et conclusions	207
V. CONCLUSION.....	211
BIBLIOGRAPHIE.....	215
ANNEXE A	229
ANNEXE B	230
ANNEXE C	234
LISTE DES FIGURES.....	236
LISTE DES TABLEAUX	239

NOMENCLATURE

C	concentration en polluant transporté par l'écoulement	kg/m ³
C_c	coefficient de Cunningham	-
C_D	coefficient de traînée de la particule	-
C_i	concentration en particules à l'intérieur du domaine	nb/m ³
C_n	nombre de molécules par unité de volume	nb/m ³
C_o	concentration en particules à l'extérieur du domaine	nb/m ³
C_p	nombre de particules par unité de volume	nb/m ³
c	vitesse thermique moyenne	m/s
D_{mass}	coefficient de diffusion massique	m ² /s
D_{mol}	coefficient de diffusion moléculaire	m ² /s
d_a	diamètre aérodynamique de la particule	µm
d_e	diamètre équivalent de la particule	µm
d_{inj}	hauteur d'injection de la cellule	m
d_m	diamètre de collision	m
d_p	diamètre de particule	m
d_S	diamètre de Stokes de la particule	µm
F_B	force brownienne	N
F_{BB}	force de Basset – Boussinesq	N
F_D	force de traînée	N
F_G	force de gravité	N
F_i	forces extérieures	N
F_v	force de masse virtuelle	N
f	coefficient de pénétration	-
G_i	nombres aléatoires de moyenne zéro	-
\bar{g}	accélération gravitationnelle	m/s ²
J	flux de particules	
K_B	constante de la force de Basset – Boussinesq	-
K_e	intensité de la turbulence	-
K_m	constante de la force de masse ajoutée	-
k	énergie cinétique turbulente	-
k_B	constante de Boltzmann	J/K
k_{term}	diffusivité thermique	m ² /s
m	masse	kg
p	pression	Pa
q_f	source ou puit de f	-
Re	nombre de Reynolds	-
Re_p	nombre de Reynolds de la particule	-
r_p	rayon de particule	m
S	distance d'arrêt d'une particule	m

S_0	intensité spectrale	-
s	quotient de masse volumique de la particule et du fluide	-
T	température	K
t	temps	s
\vec{u}_f	vitesse du fluide	m/s
\vec{u}_p	vitesse de la particule	m/s
v_{dep}	vitesse de dépôt	m/s
v_{inj}	vitesse de l'air à l'injection dans la cellule	m/s
v_{sed}	vitesse de sédimentation	m/s
v_{term}	vitesse terminale	m/s
v_{TS}	vitesse terminale de chute	m/s
\vec{x}_p	vecteur position de la particule	-

Lettres grecques

Γ_f	coefficient de diffusion de f	m^2/s
Δx	taille du maillage numérique	m
d	épaisseur de couche limite	m
dt	pas de temps de la simulation	s
dt_c	pas de temps caractéristique de la convection et de la diffusion	s
dx	taille moyenne du maillage de domaine du calcul	m
e	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	-
e_p	diffusivité turbulente de la particule	-
h	coefficient de la force thermophorétique	
l_r	taux de renouvellement d'air	h^{-1}
l_d	constante de dépôt	h^{-1}
l_g	libre parcours moyen de molécules du gaz	μm
l_K	micro échelle de longueur de Kolmogorov	m
l_p	libre parcours moyen de la particule	μm
l_R	taux de resuspension	h^{-1}
m	viscosité dynamique du fluide	$kg\ m^{-1}\ s^{-1}$
m_t	viscosité dynamique de turbulence	$kg\ m^{-1}\ s^{-1}$
u	viscosité cinématique du fluide	m^2/s
u_t	viscosité cinématique turbulente du fluide	m^2/s
r_f	masse volumique du fluide	kg/m^3
r_p	masse volumique de la particule	kg/m^3
t	temps de relaxation de la particule	s
t_K	échelle du temps de Kolmogorov	s
f	entité de l'équation de conservation	-

RESUME

Notre contribution à l'étude des polluants particulaires apporte un complément à la fois expérimental et numérique à la connaissance existante sur la qualité de l'air intérieur dans les locaux ventilés. Dans un premier temps, nous avons réalisé un état de l'art des études existantes sur la dispersion et le dépôt des particules fines dans les cavités ventilées. Notre contribution expérimentale a été dédiée à la réalisation d'expérimentations sur le dépôt des particules dans deux cellules de rapport d'échelle 1 à 4. Nos travaux mettent en évidence la dispersion des résultats issus de la bibliographie et la difficulté de comparer des résultats issus de cellules de tailles différentes. Dans chaque cas nous avons étudié le dépôt, en fonction à la fois de la configuration de ventilation et du taux de renouvellement d'air. Au cours d'une analyse numérique plus détaillée, nous avons déterminé d'abord le mouvement de la phase fluide puis la dispersion et le dépôt des particules fines dans des cavités ventilées. Dans un premier temps, nous avons utilisé une méthode lagrangienne développée au laboratoire où nous avons intégré les effets de la diffusion brownienne, mais cette approche devient rapidement trop onéreuse et donc inopérante pour des particules de taille inférieure à 0,5 micromètres. C'est pour cette raison que nous avons testé par la suite une approche eulérienne qui paraît mieux adaptée pour les particules submicroniques. En effet, la comparaison des valeurs calculées avec celles mesurées dans les mêmes configurations souligne les bonnes performances de la méthode eulérienne pour cette taille de particule.

Mots clés : qualité de l'air intérieur, particule, dépôt, modélisation, eulérien, lagrangien, ventilation.

ABSTRACT

Our contribution to particle pollution studies brings at the same time an experimental and a numerical complement to the existing knowledge on indoor air quality in buildings. At the beginning we made a state of art of previous studies on fine particle dispersion and deposition in ventilated cavities. Our experimental studies were dedicated to carrying out measurements on particle deposition in two test chambers in 1 to 4 size scale relation. Our contribution highlighted the dispersion of bibliographic results and the comparison difficulty between results coming from different scale chambers. In each case, we studied simultaneously the particle deposition in function of ventilation strategy and of air change rate. During a more detailed numerical analysis, first we determined the fluid flow pattern and then particle dispersion and deposition in the ventilated cavity. At the beginning we used a Lagrangian numerical code developed in our laboratory where we integrated Brownian diffusion effects, but this approach becomes rapidly too expensive thus ineffective for simulations concerning particles smaller than 0.5 μm diameter. For this reason we tested an Eulerian approach which seemed to be more adapted for submicron sized particles. In fact, the calculated values in comparison with measured ones prove a better performance of the Eulerian method for this particle size interval.

Key words: indoor air quality, particle deposition, numerical modelling, Eulerian, Lagrangian, ventilation.

ÖSSZEFOGLALÓ

Az emberek idejük nagy részét zárt terekben töltik (otthon, munkahelyen, közlekedési eszközökön) ezért az ezeken a helyeken belélegzett levego minósége különösen fontos a használók egészsége és komfortja szempontjából. Az 1970-es évek energiaválságát, és az ehhez szorosan kapcsolódó épületszigetelési tendenciákat követően, az iparosodott országokban mindenhol megjelentek a teljesen zárt épületekben a levegominóséggel kapcsolatos problémák. Ebben a problémakörben, az épületek belso szennyezettsége gyakran csak a gáz halmazállapotú szennyezők jelenlétére utalt, melyek károsak az egészségre és amelyek lehetnek kültéri eredetűek éppúgy, mint beltériek, úgymint építési anyagokból származók, a hely rendeltetéséből valamint a helyiségben zajló folyamatokból származóak. A belso terek szilárd szemcsékkel történő szennyezettsége, mégha ugyanezekből a forrásokból származik is, csak jóval később, az utóbbi néhány évben került napirendre. Ezt az is elősegítette, hogy a médiában több, nagy visszhangot kapott eseményt is megismert a nagyközönség, úgymint az azbeszt egészségkárosító hatását, vagy a szándékos, terroristatámadásból származó, biológiai szennyezést.

A belso terek levegojének szennyezőanyag tartalma nagymértékben függ a tér funkciójától. Általánosságban a következő kijelentések tehetők: halmazállapot alapján három szennyezőanyag csoportot különböztetünk meg – gáz, szilárd és folyékony szennyezőket. Ez utóbbi kettőt együtt szemcséknek nevezzük és a PM angol szóval kifejezéssel (particulate matter) szimbolizáljuk, a disszertációban csak ezekkel foglalkozunk. A szennyező anyagok tulajdonságait legkönnyebben a méretük alapján rendszerezhetjük, ezért két osztályt különböztetünk meg, a PM_{10} -et (a $10\mu m$ aerodinamikai egyenértékű átmérojünél – továbbiakban átméroj – kisebb szemcsék csoportja), amit nagy szemcséknek nevezünk és a $PM_{2,5}$ -et (a $2,5\mu m$ átmérojünél kisebb szemcsék csoportja), amit kis vagy finom szemcséknek nevezünk. Általában megkülönböztetünk egy alosztályt ez utóbbin belül, a $0,1\mu m$ -nel kisebb átmérojü szemcséket, melyeket ultrafinom szemcséknek nevezünk. A légszennyező szemcsék keletkezésük szerint két nagy csoportba sorolhatók, az elsődleges és a másodlagos szennyezők közé. Az elsődleges szennyezők emberi tevékenység vagy természetes folyamatok által közvetlenül az atmoszférába juttatott szemcsék, míg a másodlagos szennyezők a levegoben keletkeznek, többnyire gáz halmazállapotú szennyezők kémiai reakcióiból, főleg nitrogén oxidok és a kéndioxid átalakulásából. A másodlagos szennyező szemcsék elsősorban a $PM_{2,5}$ osztályba tartoznak.

A 0,1 μ m-nél nagyobb átméőju szemcsék tartománya lefedi a szennyezo szemcsék tömegének nagy részét, míg az ennél kisebb átméőju szemcsék az összes szemcse darabszámának több, mint 90%-át adják. Emiatt a kutatók érdeklődése a kis szemcsék felé fordult, hiszen ez a darabszám hatalmas kémilag reagáló felületet jelent, így ezek a szemcsék felületükön megkötve többféle káros anyagot tudnak a tüdobe bejuttatni. Az emberi egészség szempontjából a legfontosabb különbség a fent említett két csoport, a PM₁₀ és PM_{2,5} között az, hogy a nagyobb szemcsék lerakódnak a felső légutakban (orr, torok), míg a kisebb szemcsék behatolnak egészen a tüdőhólyagocskáig, tehát a PM_{2,5} tartományba tartozó szemcsék jelentik a nagyobb kockázatot az emberi egészségre.

A LEPTAB több éve folyamatosan tanulmányozza és fejleszti a rendelkezésére álló eszközöket, melyek lehetővé teszik a szemcsék viselkedésének megértését belső terekben. A részecskemozgást lakott terekben egyrészt kísérleti úton, másrészt numerikus szimulációval vizsgáljuk. Ezek a korábbi tanulmányok egyértelműen rámutattak a szemcse jellemzők (méret, tömeg) a szemcsék szétterjedésére és kiülepedésére gyakorolt hatására. Korábban az elvégzett tanulmányok elsősorban a nagyobb, általában 5 μ m-nél nagyobb szemcsékről szolgáltatott adatokat, így egyértelművé vált számunkra, hogy ezt a tartományt ki kell bővíteni, és a vizsgálat alá vont szemcseméretet kiterjesztettük a 0,3 – 2 μ m-es tartományra is, hiszen ezek a szemcsék azok, melyek a legtovább maradnak lebegve a belső levegőben, és ezek a szemcsék jutnak legmélyebbre a tüdőben.

A finom szemcsék szétterjedésének és kiülepedésének pontos leírásához két párhuzamos utat választottunk: az első egy kísérleti elemzés, míg a második egy numerikus analízis.

Kísérleti úton a szemcsekiülepedést két, különböző méretű kísérleti szobában vizsgáltuk. A rendelkezésre álló szakirodalmat áttekintve megállapíthatjuk, hogy a szemcsekiülepedéssel foglalkozó tanulmányok sokszor nagyon eltérő méretű mérőszobákban készültek, melyeket aztán összefoglalva gyakran elvész az értékes információ a kísérlet körülményeiről.

Ha azt vesszük figyelembe, hogy a kis méretű kísérleti szobák abból a szempontból érdekesek, hogy a mérési körülményeket könnyebben lehet szabályozni, így a mért értékek pontosabbak, akkor azt is figyelembe kell vennünk, hogy ezen értékek lakószoba méretű esetekre történő alkalmazása mindenképpen részletes analízist kíván. Ez az a többlet, amit a méréseink során bemutatunk a harmadik fejezetben a finom szemcsék kiülepedésével kapcsolatban.

Meg kell jegyezni, hogy a finom szemcsék tanulmányozása során a szemcseméret csökkenésével a befektetett számítási idő gyorsan növekszik azon modellek esetében, melyek különállóként kezelnek minden egyes szemcsét az áramlásban (Lagrange modellek), ezért hamar felismerhető, hogy ezen modellek nem alkalmazhatók a legfinomabb szemcséinkre. Ezért a rendelkezésre álló fizikai ismereteket felhasználva megpróbáltuk megtalálni ennek a típusú leírásmódnak – a rendelkezésre álló különböző típusú eszközök segítségével – a határait, mielőtt az Euler típusú leírásmódot teszteltük volna. Ez utóbbi módszerben a szemcséket, mint második fázist tekintjük a levegővel elkeveredve, melyek így egy keresett helyi koncentrációként jelennek meg a számítások során. Ez a kézirat e két analízis köré épül fel.

Az első fejezetben összegyűjtöttük az aeroszlok fizikai viselkedésére vonatkozó ismereteinket, melyek elengedhetetlenek ehhez az analízishez. Ezután a bevezető után, egy bibliográfiai elemzés feltérképezi a kutatás azon területeit, ahol szükséges további ismereteket szerezni a finom szemcsék kiülepedéséről, egész pontosan a mikron alatti szemcsékre vonatkozóan. Az összegyűjtött esetek egyrészt kísérleti jellegűek, másrészt numerikusak. Ezen a ponton megjegyezhetjük, hogy a kísérleti tanulmányok nagyon sokrétűek, melyből következően a kapott eredményeket nehéz általánosítani, mihelyt kilépünk a kísérlet szigorúan vett határai közül.

Ennek a problémának a megválaszolására, ezen munkák szintetizálására, a laborban két mérőszobát építettünk 1:4-es geometriai arányban. Célunk az volt, hogy kifejlesszünk egy módszert, mely lehetővé teszi a kiülepedési állandóra kapott eredmények összehasonlítását, melyek különböző méretű, de geometriailag hasonló mérőszobákból származnak. A kísérleti méréseink, melyek a belső térben csökkenő koncentráció mérésére épülnek, megmutatták, hogy az eredmények mérőszobák közötti átviteléhez két dolog szükséges, az első a különböző szobákban az áramlások pontos ismerete, míg a második ezeknek az áramlásoknak a szemcsékkel történő kölcsönhatásának pontos leírása. Ez utóbbi teljes kivitelezése nehezen vihető végbe. Ennek ellenére a kiülepedési állandóra kapott eredményeket ábrázolva az idő függvényében – a geometriailag hasonló mérőszobákra – megállapítható, hogy az azonos méretű szemcsék hasonló viselkedést mutatnak. Ugyanakkor meg kell jegyezni, hogy a méréseink során használt globális megközelítési elmélet nem teszi lehetővé, hogy a lokális inhomogenitást figyelembe vegyük az áramlásban, vagy egy szobán belüli szemcsekoncentrációban, ami magyarázatot adhat a különböző szemcseméretre talált

eltérő viselkedésre. Az tény, hogy a mérési apparátus fejlesztése elengedhetetlen, de nem szabad elfelejteni, hogy ehhez az út egy alapos elemzésen át vezet, melynek pontosan le kell írnia egy szemcsefelhő részletes mozgását.

A kísérleti eredményeknél talált sokrétűség nem egyszerűsíti le a probléma jobb leírását. Megkísérelve a szóban forgó fizikai jelenségek szabatosabb értelmezését, a mérések mellett numerikus tanulmányokat is végeztünk a szemcsék viselkedésének megértésére azt remélve, hogy pontosabb leírást nyerhetünk a szemcsék belső terekben történő kiülepedéséről. Először egy Lagrange leírasmódot használó, a laborban kifejlesztett számítógépes programot használtunk a kiülepedés vizsgálatára. A levegőáramlás leírására egy k-e típusú modellt használtunk, kis Reynolds számú áramlásokra vonatkozóan, melyben lehetőségünk nyílt az áramlás pontosabb leírására a falakhoz közeli határrétegben. Ezzel kiküszöböltünk egy jelentős hibaforrást az áramlás falközeli leírása során. Összefoglalva elmondhatjuk, hogy sikerült a mérési eredmények és a számolt értékek között egy tényleges hasonló tendenciát visszakapnunk. Ugyanakkor felfigyelhettünk arra, hogy a Lagrange típusú leírasmód többnyire túlbecsülte a kiülepedési állandó értékeit, összehasonlítva az ugyanabban a konfigurációban mért értékekkel. Ez a túlbecsülés egyrészt azt jelzi, hogy a leírasmódban használt fluktuáló sebességkomponenseket előállító program nem képes teljesen visszaadni az igazi áramlásban keletkező ingadozásokat, hiszen a program egy valószínűségi számítási alapokon működő számítási módszert használ. Ez a probléma felerosódik a finom szemcsék esetén, hiszen ezek érzékenyebben reagálnak az áramlás lokális változásaira.

Ezt a programot adaptálva a finom szemcsékre, elértünk némi előbbrehaladást például a mikron alatti szemcsék Brown mozgásának leírásában, de meg kellett állapítanunk, hogy ennek a leírasmódnak megvannak a maga korlátai, miszerint a szemcse méretének csökkentésével a számítási igény irracionálisan megnövekszik, a szimulációs idő túlságosan hosszúvá válik.

Ennek a határnak az átlépésére, mely körülbelül a 0,5 μm -es szemcseméretet jelenti, egy másik leírasmód tesztelése mellett döntöttünk. Ez az Euler leírási mód. Ez a módszer azonnal ígéretesnek bizonyult a finom szemcsék belső terekben történő mozgásának leírására, hiszen lehetővé teszi a szemcsék méretének lecsökkentését, jóval az 1 mikrométeres méret alá. Ugyanakkor megjegyzendő, hogy ezzel a módszerrel a szemcsék belső terekben történő kiülepedésének leírása kevésbé kielégítő, mint a Lagrange módszerrel. Mivel ebben a leírasmódban nem áll rendelkezésünkre a konkrétan kiülepedett szemcsemennyiség, a

kiülepedést egy fal felé irányuló, a határrétegen áthaladó fluxussal modellezzük. A falakkal történő kölcsönhatás pontosabb leírása ebben a módszerben elengedhetetlen. Mindezek ellenére meg kell jegyeznünk, hogy az itt kapott eredmények bizakodásra adnak okot összehasonlítva a Lagrange leírásból kapottakkal, illetve a mérési eredményeinkkel. Egy fontos elonye az Euler leírási módnak az, hogy könnyedén lehetővé teszi több szemcseméret együttes kezelését, ezzel a valósághoz közelebbi esetek tanulmányozását. Az első összehasonlító elemzéseink után megállapíthatjuk, hogy az Euler leírás mód közelebbi értékeket produkált az általunk kísérleti úton mért értékekhez, mint a Lagrange leírás mód. De még ez a módszer is kicsit túlbecsüli a kiülepedést. Ez utóbbit kiküszöbölhetjük a turbulens áramlás pontosabb leírásával illetve a szemcsék falközeli viselkedésének pontosabb elemzésével.

Ezen disszertáció által megnyitott perspektívák számosak, de ezek közül számunkra két iránytunik elengedhetetlenek. A szemcsék valóságoshoz közelebb álló viselkedésének szellettett terekben történő pontosabb megértéséhez elengedhetetlennek látszik a terek léghőmérséklet ingadozásainak a szemcsék eloszlására gyakorolt hatásának elemzése, egész pontosan a futási rendszerek hatásának megértése. Amennyiben ugyanezen szemcsetartományban maradunk, az általunk kifejlesztett illetve tesztelt mérési és numerikus módszerek lehetővé teszik ennek a problémának a kezelését.

Végso soron az Euler leírás mód használatából levont következtetések arra utalnak, hogy ezzel a módszerrel lehetőségünk nyílik a vizsgált szemcseméret lecsökkentésére, eljutva a nanoszemcsék tartományába. Ezek a szemcsék széleskörben alkalmazásra kerülnek az ipar különböző területein, így viselkedésük megértése elengedhetetlen. Ez a perspektíva szükségessé teszi a már létező mérési módszerek továbbfejlesztését éppúgy, mint új mérőeszközök beszerzését. A numerikus analízis igen ígéretes a jövőre nézve, hiszen szükség van a probléma fizikai alapjainak újratárgyalására, hiszen ezek a szemcsék már abba a mérettartományba esnek, ahol a kontinuitási feltételek nem minden esetben elégülnek ki. Ezért újra kell gondolni a leírás mód mögötti elméleti kérdéseket is.

INTRODUCTION

Suite à la crise énergétique des années 70, et aux efforts importants d'isolation des bâtiments qui en ont résulté, sont apparus dans tous les pays industrialisés des problèmes liés au confinement des bâtiments et à une mauvaise qualité de l'air intérieur.

Dans ce cadre général, la pollution intérieure des habitats a souvent été associée essentiellement à la présence à l'intérieur des locaux de gaz, nocifs pour la santé, qui peut résulter soit d'une provenance extérieure, soit d'une production intérieure liée aux matériaux de construction, à l'occupation des locaux ou aux activités dont ils sont le siège. La pollution particulaire des ambiances intérieures, résultant finalement des mêmes sources, n'a été abordée que plus récemment, et l'intérêt qu'on lui porte a finalement été décuplé par des événements dont les médias se sont faits les échos tels que les risques sanitaires liés à l'amiante ou des actes criminels de contamination volontaire d'espaces habités par des particules biologiques.

Depuis plusieurs années, le LEPTAB a développé des études pour aider à la compréhension du comportement des polluants particuliers dans les locaux. Des travaux expérimentaux et numériques ont été entrepris pour mieux comprendre et prédire le comportement des particules au sein de locaux habités. Ces travaux font apparaître nettement l'influence des caractéristiques des particules (taille, poids) sur leur dispersion ou leur déposition. Les premiers travaux nous ayant permis d'acquérir des connaissances sur le comportement des particules de taille en général supérieure à quelques microns, il nous est apparu indispensable d'élargir ce champ de connaissance au comportement des particules de taille plus fine (0,3 à 2 micromètres) car ce sont celles qui ont un temps de séjour dans les ambiances le plus important et qui sont de plus inhalées profondément par les occupants.

Pour aborder correctement ce problème de dispersion et de déposition des particules fines, nos travaux se sont organisés sur deux axes complémentaires : le premier est une approche expérimentale tandis que le deuxième est une approche numérique.

Expérimentalement nous avons analysé le dépôt des particules fines au travers des mesures effectuées dans deux cellules tests de taille différente. En effet, l'analyse de la bibliographie permet de recenser des études qui concernent des cavités de tailles très différentes dont les résultats sont souvent rassemblés sans que la pertinence de leur présentation ne soit

réellement établie. Si des cellules tests de petite taille sont intéressantes pour mieux maîtriser les conditions aux limites et obtenir des résultats plus rapidement, la pertinence du transfert de leurs résultats aux locaux habités de taille plus importante doit être analysée en détail. C'est ce que nous nous sommes proposé de réaliser en concentrant nos efforts sur les particules fines.

De plus, quand la taille des particules décroît, les temps de calcul nécessaires pour décrire leur comportement dans les locaux à l'aide de modèles numériques décrivant le comportement individuel de chaque particule (modèles lagrangiens) peut devenir très rapidement prohibitif. Tout en améliorant la description physique du comportement des particules fines, nous avons recherché, dans le cadre des outils développés à ce jour, quelle était la limite de cette approche avant de tester les possibilités offertes par une approche eulérienne qui considère les particules comme une seconde phase mélangée à l'air intérieur et dont on recherche les concentrations locales.

Ainsi, notre manuscrit s'organise autour de ces deux contributions. Après une synthèse des travaux existants et des démarches expérimentales et numériques présentée au cours des deux premiers chapitres, le troisième chapitre regroupe et analyse nos résultats expérimentaux obtenus sur deux cellules semblables dont les tailles sont dans un rapport d'un à quatre.

Le quatrième chapitre est quant à lui, entièrement consacré à une étude numérique du dépôt des particules fines. En suivant l'expérience acquise au laboratoire nous avons d'abord complété et optimisé le code lagrangien déjà disponible pour le traitement des particules fines. Consciente des limites d'une telle approche quand la taille des particules devient submicronique, nous avons testé une approche eulérienne. Nous avons ainsi pu comparer les deux approches classiques de représentation des écoulements appliquées à notre problème. De plus, cette comparaison nous a donné la possibilité d'évaluer la qualité des résultats obtenus par ces approches différentes pour le taux de dépôt et de qualifier nos simulations numériques par rapport aux résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

PHYSIQUE DU TRANSPORT DES PARTICULES FINES

I. PHYSIQUE DU TRANSPORT DES PARTICULES

I.1. Introduction

La qualité de l'air intérieur est un sujet de recherche toujours en développement. Le transport des polluants particulaires à l'intérieur des bâtiments a été tout particulièrement étudié ces dernières décennies de façon intensive. La prédiction du comportement des polluants particulaires à l'intérieur des locaux se base sur la connaissance de la physique de ces particules et des phénomènes de transport.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord les caractéristiques géométriques des particules de l'air intérieur, avec une attention particulière aux spécificités des particules fines. Ensuite, nous étudions les bases physiques du mouvement particulaire dans l'air intérieur au travers de l'interaction fluide – particule, particule – particule et particule – paroi, en présentant les différentes forces influençant celui-ci.

Une revue bibliographique synthétise le développement des études concernant le dépôt particulaire depuis les cas simples des années 50, jusqu'aux études plus complexes, faites dans le milieu du bâtiment. Les travaux expérimentaux précédemment réalisés sont également inclus dans ce chapitre, regroupés selon trois axes : les études en modèle réduit, les études en modèle de taille « réelle » et les études in situ. En conclusion de ce chapitre, nous ouvrons la discussion vers une analyse différente : l'analyse numérique.

I.2. Les particules et la santé

Les particules présentes dans l'air intérieur sont nocives pour la santé des occupants car on peut les inhaler et elles peuvent, en fonction de leur taille, pénétrer très profondément dans l'appareil respiratoire humain. En fait, les particules les plus grosses sont les moins dangereuses car elles restent piégées dans la partie haute du système respiratoire alors que les petites particules pénètrent jusqu'à la partie alvéolaire des poumons. Outre le fait que ces particules peuvent être constituées de matériaux ou produits nocifs pour la santé, cancérigènes pour certains, elles peuvent aussi créer des lésions pouvant être la cause de maladies chroniques.

La Figure I-1 [HOL98] présente le rapport entre les quantités de particules déposées dans les différentes parties du système respiratoire en fonction de leur taille. La Figure I-1 montre que

ce sont bien les particules les plus fines qui pénètrent le plus profondément dans les poumons. Les particules de diamètre inférieur à $0,5 \mu\text{m}$ se déposent dans la partie alvéolaire des poumons, avec une tendance telle que la quantité déposée est inversement proportionnelle à la taille de la particule. Pourtant la quantité totale de particules plus grosses déposées (supérieure à $0,5 \mu\text{m}$) est aussi importante que les petites, par contre ce dépôt se déroule dans la partie supérieure du système respiratoire. Bien que le pourcentage soit visiblement identique pour les petites et pour les grosses particules il faut souligner que le nombre de particules n'est pas le même. Dans la partie supérieure du système respiratoire, les particules sont expulsées par un effort physique (toux, se moucher).

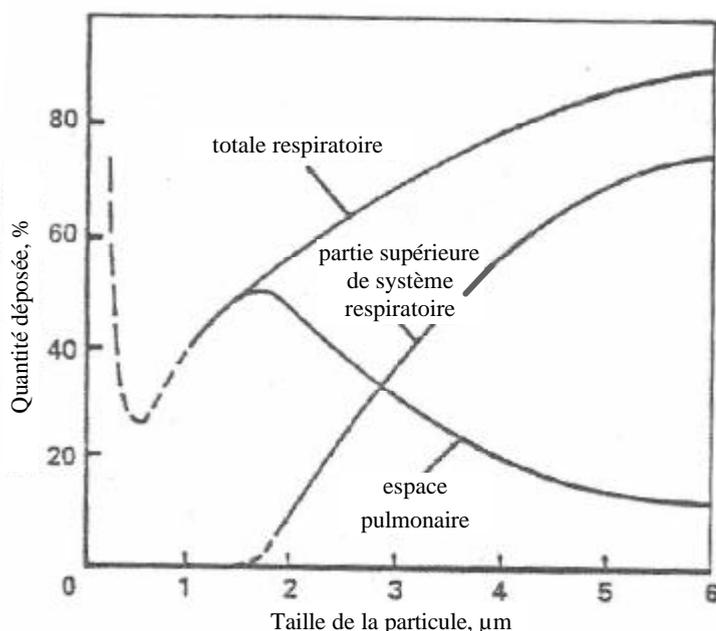


Figure I-1 Dépôt de particules dans les poumons, en fonction de leur taille [HOL98]

I.3. Caractéristiques physiques des particules

I.3.1. Forme, diamètre et concentration des particules

La forme naturelle des particules solides varie de la sphère parfaite comme les pollens (voir Figure I-2 a) jusqu'à la forme de bâtonnets comme pour les fibres minérales (amiante) (voir Figure I-2 b).

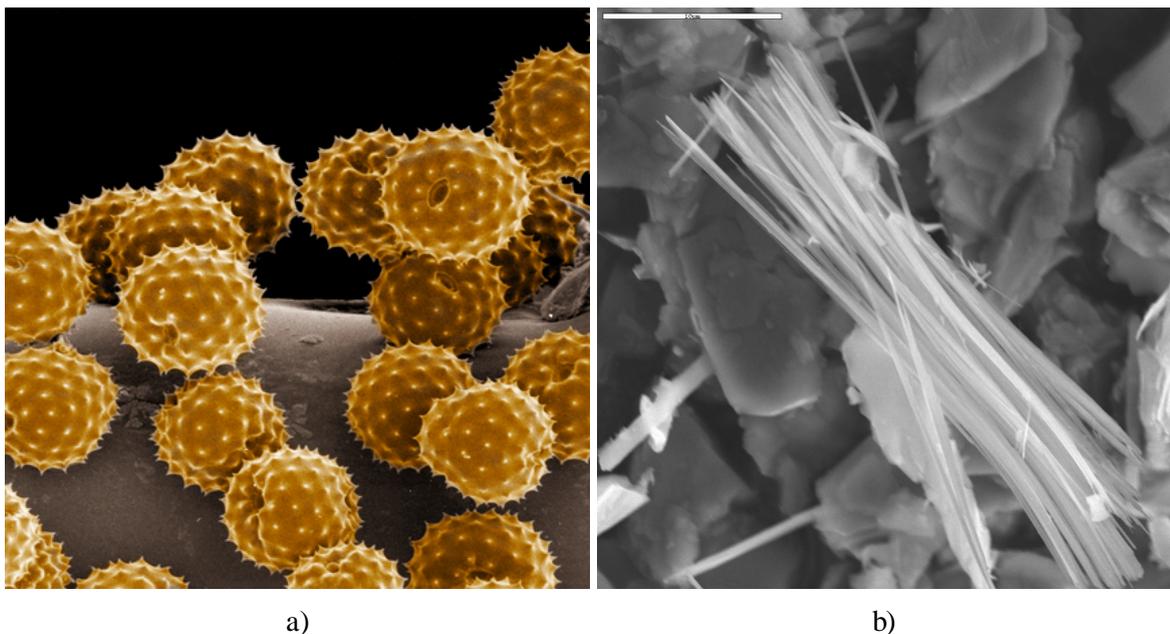


Figure I-2 Forme naturelle des aérosols : a) pollens, la forme sphérique *parfaite* (taille de dizaines de μm) ; b) amiante, en forme de bâtonnets (échelle $10\mu\text{m}$) [web]

En travaillant avec les particules solides, nous avons besoin de déterminer une dimension caractéristique qui nous permette de décrire le plus simplement possible la particule. La détermination de cette dimension est souvent compliquée car les particules sont de formes très irrégulières. Le plus souvent, on utilise comme dimension caractéristique un diamètre équivalent dont la définition varie selon les auteurs. D'après Reist [REI93] et Renoux et Boulaud [REN98], pour les observations avec un microscope par exemple, on utilise les définitions suivantes :

- diamètre de Martin : longueur moyenne d'une droite dans une direction fixée qui sépare la particule en deux surfaces égales ;
- diamètre de Feret : distance moyenne séparant deux points opposés de la particule, dans une direction fixe donnée ;
- diamètre projeté : diamètre d'un cercle possédant la même surface que la particule en question (souvent utilisé à la place des diamètres de Feret ou de Martin).

Ces différents diamètres sont présentés sur la Figure I-3.

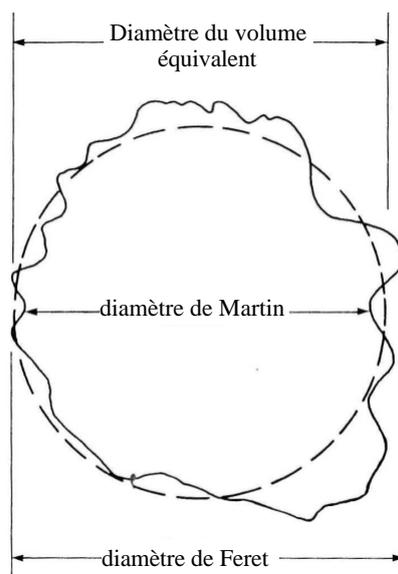


Figure I-3 Représentation des différents diamètres caractéristiques les plus souvent utilisés [REI93]

Les autres diamètres généralement utilisés sont :

- diamètre du volume équivalent : diamètre de la sphère de même masse volumique possédant la même masse que la particule ;
- diamètre de Stokes : diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de chute et la même masse volumique (cf. définition plus loin) que la particule considérée ;
- diamètre aérodynamique : diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de chute que la particule, et une masse spécifique égale à 1 g/cm^3 .

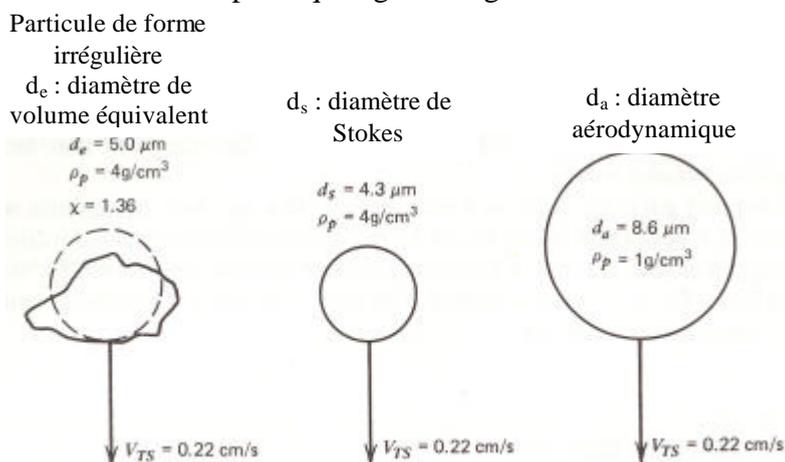


Figure I-4 Définition de diamètre équivalent, diamètre de Stokes et diamètre aérodynamique [HIN82]

La Figure I-4 présente ces diamètres. Dans la plupart des études concernant le mouvement des aérosols, le diamètre aérodynamique paraît le plus adéquat [HIN82], [FRI00]. Pour notre étude, nous utiliserons également ce diamètre comme diamètre de la particule, en notant son symbole d_p .

Une fois définies leurs dimensions spécifiques, un deuxième paramètre, la concentration locale, doit être déterminé pour décrire la quantité des polluants. Nous avons également plusieurs définitions de la concentration à notre disposition :

- concentration en nombre : nombre de particules par unité de volume du gaz, [nombre/m³];
- concentration volumique ou densité volumique : volume des polluants par unité de volume du gaz, [m³/m³];
- masse volumique ou concentration en masse : poids des polluants par unité de volume du gaz, [kg/m³].

Nous avons utilisé la concentration en nombre de particule pendant nos mesures expérimentales et la densité ou concentration en masse des particules pendant les simulations numériques.

I.3.2. Temps de relaxation

Une quantité importante pour la caractérisation des particules est le temps de relaxation, qui est égal, d'après Gouesbet [GOU99], au temps pendant lequel la particule « oublie » l'effet de l'écoulement sur sa vitesse. Cette quantité s'exprime comme le produit de la mobilité dynamique et de la masse de la particule :

$$t = m \cdot B \tag{I.1}$$

où B est la mobilité dynamique,

$$B = \frac{C_c}{3\pi\mu d_p}, \text{ pour les particules } d_p < 1\mu\text{m} \tag{I.2}$$

et

$$t = \frac{d_p^2 r_p C_c}{18\mu} \tag{I.3}$$

où C_c est le coefficient de Cunningham, définit plus loin. La forme adimensionnée du temps de relaxation est :

$$t^+ = \frac{t \cdot u^{*2}}{u} \tag{I.4}$$

où u^* est la vitesse de friction du fluide sur une paroi (voir définition par la suite).

I.3.3. Libre parcours moyen

Cas des molécules de gaz : Dans le cas où l'on ne peut plus considérer l'air comme continu, on utilise le libre parcours moyen pour prendre en compte la distance entre les molécules d'air. On le définit comme la distance moyenne qu'une molécule de gaz parcourt entre deux collisions avec d'autres molécules de ce même gaz. Sur la Figure I-5 (a), le libre parcours moyen d'un gaz est présenté. On peut le calculer selon la théorie cinétique des gaz, une approximation pour les gaz mono-composants dont les molécules se comportent comme des sphères rigides est donnée ici :

$$l_g = \frac{1}{\sqrt{2} n p d_m^2} \quad (\text{I.5})$$

où n est le nombre de molécules par unité de volume, défini par la relation des gaz parfaits :

$$n = \frac{p}{k_B T} \quad (\text{I.6})$$

dans cette expression, $k_B = 1,38 * 10^{-23} \left[\frac{J}{K} \right]$ est la constante de Boltzmann (voir plus de détails dans l'Annexe A), d_m est le diamètre de collision, par définition la distance entre les centres de deux molécules à l'instant de la collision. Pour l'air à température et pression atmosphérique, la valeur de l_g est $0,065 \mu\text{m}$.

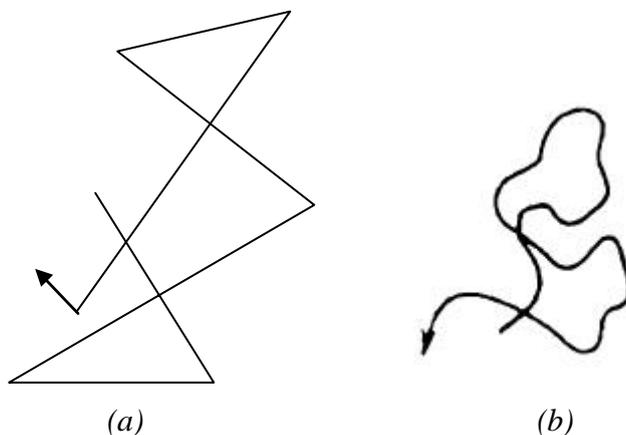


Figure I-5 Libre parcours moyen (a) d'un molécule de gaz et (b) du centre d'une particule d'après Hinds [HIN82]

Cas des particules : Alors que pour les molécules de gaz, le libre parcours moyen est un enchaînement de segments droits, pour les particules, le libre parcours moyen est issu d'une courbe continue (voir Figure I-5, (b)). Le mouvement d'une particule est en effet considéré comme continu. Pour cette raison, la définition du libre parcours moyen d'une particule est

différente de celle du libre parcours moyen d'une molécule ; on le définit en général par la distance moyenne parcourue par la particule entre deux changements de direction. La Figure I-6 présente la définition géométrique de \mathbf{I}_p .

$$\mathbf{I}_p = t \bar{c} \quad (\text{I.7})$$

où t est le temps de relaxation de la particule et \bar{c} est la vitesse moyenne d'agitation, qui est la vitesse de la particule juste après le choc d'une molécule sur sa surface, et qui s'écrit de la manière suivante :

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\rho m}} \quad (\text{I.8})$$

ou bien

$$\bar{c} = \left(\frac{48k_B T}{\rho^2 r_p d_p^3} \right)^{1/2} \quad (\text{I.9})$$

selon Hinds [HIN82].

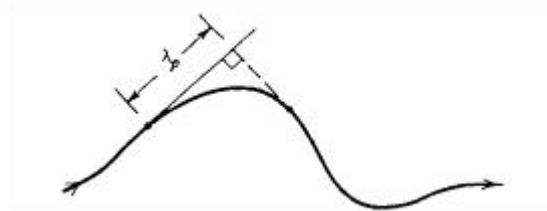


Figure I-6 Définition géométrique du libre parcours moyen d'une particule [HIN82]

I.3.4. Le nombre de Knudsen

C'est un nombre adimensionné qui décrit la relation entre le libre parcours moyen et la taille de la particule :

$$Kn = \frac{2\mathbf{I}_g}{d_p} \quad (\text{I.10})$$

Ce nombre augmente quand le diamètre de la particule diminue. On utilise Kn pour caractériser l'échange de masse, de quantité de mouvement et de chaleur entre les particules et le gaz porteur.

I.4. Modélisation physique du comportement des particules

I.4.1. Les différentes formes de diffusion

Outre le transport dû à l'écoulement dominant, le mouvement et la dispersion des particules sont liés à la présence de phénomènes diffusifs qui vont tendre à les disperser au sein de l'écoulement et donc à homogénéiser les concentrations au sein du fluide. Nous décrivons sommairement ici les phénomènes diffusifs rencontrés dans les écoulements qui nous concernent.

La diffusion moléculaire :

La diffusion moléculaire est décrite par le transfert d'un gaz au travers d'un autre gaz dans le sens opposé au gradient de concentration. La diffusion moléculaire est toujours un processus équilibrant qui essaie de répartir les concentrations partout dans le domaine. La caractéristique de ce transfert est le coefficient de diffusion du gaz D_{mol} , qui décrit la relation entre la densité de flux de molécules transférées et le gradient de concentration. La première loi de Fick décrit ce phénomène :

$$\vec{J} = -D_{mol} \text{grad} C_p \quad (\text{I.11})$$

La diffusion brownienne

Le mouvement aléatoire des minuscules corps solides a été découvert par Robert Brown en 1827 en observant des pollens de fleurs suspendues dans l'eau. D'abord, il a cru que ce qu'il avait trouvé était lié à des organismes vivants. Il a examiné plusieurs types de matières après les plantes, et il a découvert que si l'on écrase pratiquement n'importe quelle matière en petites « *molécules* » – comme il les a appelées – un mouvement constant est observable dans chaque échantillon dilué dans l'eau [BRO29]. L'explication physique de ce phénomène a été donnée par Einstein en 1905 qui a déterminé le déplacement des particules appelé « mouvement brownien ». L'expression fournissant le déplacement moyen pendant le temps t d'une particule sphérique s'écrit comme suit :

$$\overline{r^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2} + \overline{z^2} \quad (\text{I.12})$$

soit :

$$\overline{r^2} = 6D_{Bro} \cdot t \quad (\text{I.13})$$

Ainsi dans une direction donnée, on obtient la relation d'Einstein :

$$\overline{x} = \sqrt{2D_{Bro} \cdot t} \quad (\text{I.14})$$

Einstein a utilisé comme coefficient de diffusion l'expression définie par Fick 50 ans auparavant.

Selon Langevin [LAN09] l'expression d'Einstein s'écrit comme :

$$\overline{x^2} = \frac{R \cdot T}{N_a^*} \frac{1}{3\pi\eta r_p} t \quad (\text{I.15})$$

où N_a^* est le nombre d'Avogadro N_a , mais à l'époque ils ont utilisé une valeur plus élevée, $8 \cdot 10^{23}$.

La diffusion brownienne est générée par la diffusion moléculaire du gaz, car le mouvement des molécules de gaz produit des collisions sur la surface de chaque particule. Selon la théorie cinétique des gaz, les particules prennent la même énergie thermique que les molécules qui les entourent et le déplacement d'une particule sera proportionnel à la racine carré du temps.

Einstein a montré en 1905 les faits suivants :

- Le mouvement brownien d'une particule est équivalent à un mouvement brownien d'une molécule géante ;
- L'énergie cinétique d'une particule est équivalente à celle des molécules où la particule est suspendue $k_{cin} = \frac{3}{2} k_B T$;
- La force de diffusion qui agit sur une particule est égale à la force de la pression osmotique qui agit sur cette même particule.

Le travail d'Einstein traite le mouvement brownien d'une façon déterministe et il a appliqué les considérations d'équilibre pour obtenir le coefficient de diffusion.

En développant la formule du coefficient de diffusion brownienne D_{Bro} , qui a été reprise par plusieurs auteurs, comme Ramshaw [RAM70], on obtient l'expression suivante :

$$D_{Bro} = \frac{k_B T}{m\mathbf{b}} \quad (\text{I.16})$$

où T est la température, m est la masse de la particule, \mathbf{b} est le coefficient de friction de Stokes.

$$\mathbf{b} = \frac{3\pi\eta r_p}{m} \quad (\text{I.17})$$

Les autres formes de diffusion :

Ramshaw distingue quatre phénomènes de diffusion, en plus du moléculaire et du brownien, il utilise la diffusion due à la différence de la température et la diffusion due à la différence de pression. Ces deux dernières n'interviennent pas dans le cadre de nos études alors nous les négligerons. Pour notre étude nous avons adopté une expression qui prend en compte par le biais du coefficient de Cunningham le « glissement » entre les molécules du gaz et la particule (voir la définition de C_c plus tard) :

$$D_{Bro} = \frac{k_B T C_c}{3\pi\mu d_p} \quad (I.18)$$

La diffusion turbulente

Outre les diffusions moléculaires et brownienne, le phénomène diffusif prédominant dans un écoulement turbulent est dû à la cascade des tourbillons et il est souvent représenté comme une diffusion turbulente liée non plus aux caractéristiques physiques intrinsèques du fluide, mais à celles de l'écoulement. Nous reviendrons plus en détail sur cette notion dans le Chapitre II.

I.4.2. La loi de la dynamique appliquée aux particules:

Les particules transportées par un fluide sont soumises aux forces qui agissent dans cet écoulement. Pour décrire leur mouvement, on écrit un bilan des forces s'appliquant sur une particule :

$$m \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \sum \vec{F} \quad (I.19)$$

où m est la masse de la particule, \vec{u}_p , le vecteur de la vitesse de la particule et $\sum \vec{F}$ la somme des forces agissant sur la même particule. Ces forces sont classées selon deux groupes : les forces intérieures et les forces extérieures :

$$m \frac{d\vec{u}_p}{dt} = -\vec{F}_f + \sum \vec{F}_{ext} \quad (I.20)$$

Les forces intérieures sont liées au frottement entre le fluide et la particule ainsi elles dépendent de la différence entre les vitesses : $\vec{u}_p - \vec{u}_f$ [KLE00]. Dans les paragraphes suivants, nous rappelons la définition de chaque force agissant sur la particule.

I.4.2.1. Force de gravité

Cette force est la plus simple à calculer car elle ne dépend pas des caractéristiques de l'écoulement. La force de gravité peut être exprimée comme suit :

$$\vec{F}_G = m\vec{g} \quad (\text{I.21})$$

Dans le cas des particules très petites (nano particules), il est possible d'ignorer la présence de la gravité car son ordre de grandeur est souvent négligeable par rapport aux autres forces (voir plus de détails dans le Chapitre IV).

I.4.2.2. Force de traînée

Régime newtonien

La force de traînée qui agit sur une particule est due à l'accélération du fluide qui a été déplacé par la particule durant son mouvement. La première expression de cette force a été donnée par Newton pour un régime de nombre de Reynolds de la particule supérieur à 1000. Pour cet intervalle, l'expression est la suivante :

$$\vec{F}_D = C_D \frac{\rho d_p^2}{4} \cdot \mathbf{r}_f \frac{(\vec{u}_f - \vec{u}_p)^2}{2} \quad (\text{I.22})$$

Cette expression varie selon le régime de l'écoulement et la taille des particules, mais dans ce régime où $Re_p > 1000$, qui porte le nom de « régime newtonien » l'expression (I.22) est valable. Quand le nombre de Reynolds de la particule est inférieur à 1000 nous quittons la zone newtonienne et nous arrivons dans le régime transitoire. Pour un nombre de Reynolds de la particule compris entre 1 et 1000, nous pouvons utiliser une autre expression de la force de traînée, avec l'expression suivante du coefficient de traînée :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{Re_p^{2/3}}{6} \right) \quad (\text{I.23})$$

Dans le cas où Re_p est inférieur à 1, la valeur de C_D varie selon une autre relation. Ce régime s'appelle le régime de Stokes car ici la relation de Newton (I.34) n'est plus valable et la loi de Stokes prend sa place. Ici nous utilisons l'expression suivante pour le coefficient de traînée :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{I.24})$$

La variation de C_D représentant ces différents régimes est présentée sur la Figure I-7.

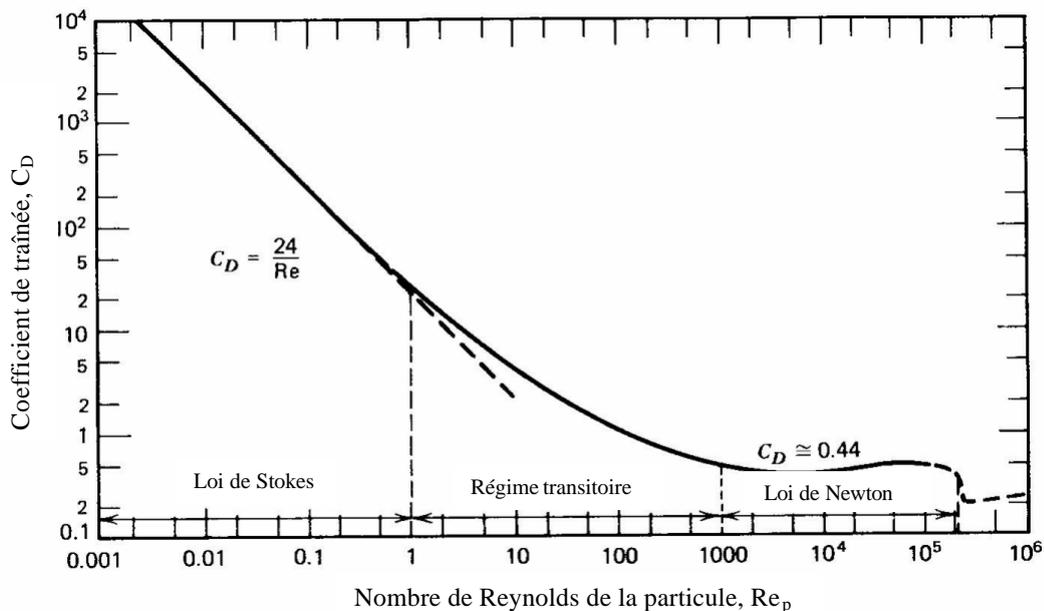


Figure I-7 : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds de la particule [HIN82]

Régime de Stokes

Ce domaine d'écoulement se distingue des deux autres par le fait qu'ici les effets d'inertie sont négligeables alors que les effets visqueux sont importants. Comme le nombre de Reynolds représente le rapport entre la force d'inertie et la force visqueuse, si on augmente l'effet de viscosité en diminuant l'effet d'inertie, le nombre de Reynolds tend vers zéro. La loi de Stokes dit que la force de traînée a l'expression suivante :

$$\vec{F}_D = 3\pi\mu(\vec{u}_f - \vec{u}_p)d_p \quad (\text{I.25})$$

où on considère que la vitesse du fluide est égale à zéro à la surface de la particule (condition d'adhérence), et qu'il n'y a pas de paroi dans un voisinage de 10 diamètres autour d'une particule. A l'aide de ces simplifications, Stokes a réussi à résoudre l'équation de Navier-Stokes. Si on regarde l'équivalence des deux expressions de la force de traînée, on peut exprimer le coefficient de traînée pour le régime de Stokes de la façon suivante :

$$C_D = \frac{3\pi\mu(\vec{u}_f - \vec{u}_p)d_p}{\rho_f \frac{\pi}{8} d_p^2 (\vec{u}_f - \vec{u}_p)^2} = \frac{24\mu}{\rho_f (\vec{u}_f - \vec{u}_p) d_p} = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{I.26})$$

où on retrouve l'expression (I.24).

Coefficient de Cunningham

Dans le régime de Stokes nous avons considéré que la vitesse du fluide était égale à zéro à la surface de la particule. Cette hypothèse n'est plus valable pour le cas de particules petites dont

la taille s'approche du libre parcours moyen du gaz. C'est à dire que l'espace libre entre les molécules de gaz est comparable à la taille de la particule. Pour prendre en compte cette erreur, Cunningham a développé pour la loi de Stokes un coefficient permettant de corriger la valeur de la force de traînée :

$$C_c = 1 + \frac{2l_g}{d_p} \left(1.257 + 0.4e^{-1.1d_p/2l_g} \right) \quad (I.27)$$

Dans l'expression du coefficient de Cunningham, l_g est le libre parcours moyen d'une molécule du gaz. Ce coefficient est toujours supérieur à 1 et ainsi tend à diminuer la valeur de la force de traînée selon la taille de particule :

$$\vec{F}_D = \frac{3\pi\mu(\vec{u}_f - \vec{u}_p)d_p}{C_c} \quad (I.28)$$

La variation de la valeur de C_c est présentée sur la Figure I-8 :

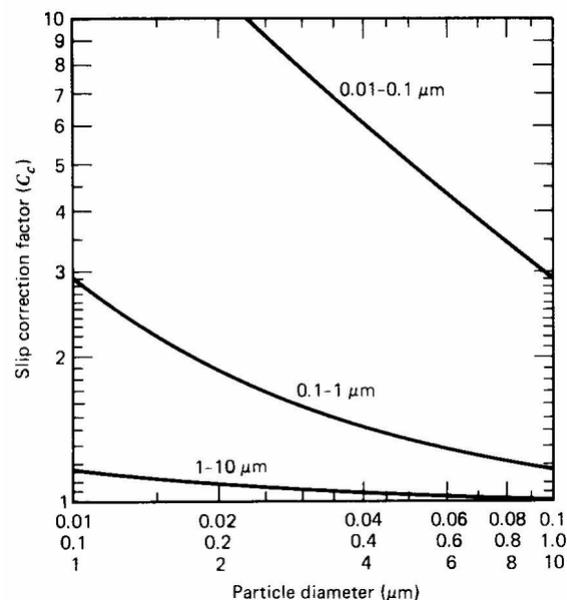


Figure I-8 : Coefficient de Cunningham à 20 °C et à la pression atmosphérique [HIN82]

La Figure I-8, montre d'une part que la valeur de C_c ne devient significative que pour les particules de taille inférieure à 1 μm, et d'autre part que la valeur augmente quand la taille des particules diminue. Ce coefficient exprime le fait qu'avec la diminution de la taille des particules, la force de traînée diminue plus vite que ce que l'on pouvait attendre en observant la diminution de la taille des particules. En négligeant ce coefficient, on sous-estimerait la vitesse de dépôt des particules.

La force de traînée est la seule force qu'on considère comme toujours présente. On trouvera plus de détails sur la force de traînée dans Hinds [HIN82] ou bien Friedlander [FRI02].

I.4.2.3. Force due au mouvement brownien

Dans le paragraphe sur la diffusion, nous avons présenté les expressions des coefficients de diffusion. Ici, nous considérons le mouvement brownien et la force osmotique qui agit sur chaque particule. Chaque fluide pollué au repos contient des particules en mouvement brownien. L'origine de ce déplacement vient de la collision constante des molécules de fluide à la surface de la particule. Quand les particules sont petites, inférieures à $0,1\mu\text{m}$, le mouvement brownien représente la cause la plus importante de leur déplacement après la convection [HIN82].

La Figure I-9 représente le mouvement brownien. La partie (a) représente le moment initial, quand toutes les particules se trouvent à l'endroit $x=0$ alignées sur une ligne. En avançant dans le temps, les particules se déplacent à cause du mouvement brownien, voir figure (b) et la distribution de probabilité de leur présence est décrite par une courbe gaussienne centrée sur la position initiale, voir partie (c) sur la même figure.

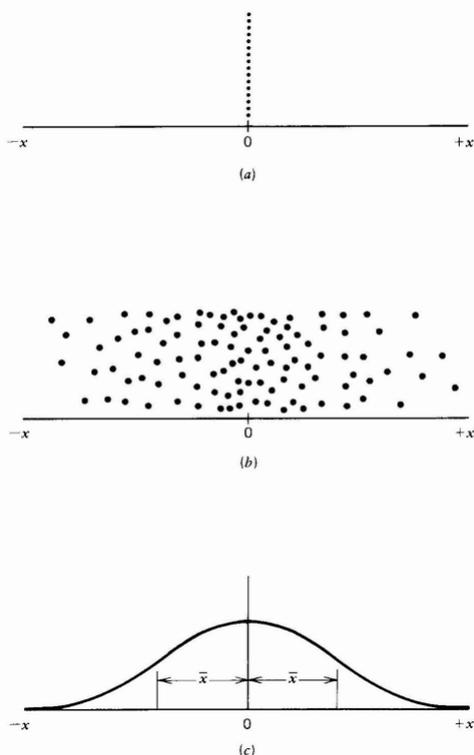


Figure I-9 : Dispersion des particules due à la diffusion Brownienne [HIN82]

Selon la théorie d'Einstein, nous considérons que les particules sont en équilibre avec le fluide qui les entoure et les forces externes, et qu'il n'y a pas d'interaction entre les particules (elles sont suffisamment diluées). Ramshaw [RAM79] a suivi cette démarche pour développer

l'expression des forces externes qui agissent sur une particule. De ce point de vue, le côté stochastique du mouvement n'est pas pris en compte car les équilibres dynamiques entre le fluide et les particules et entre les forces externes et les particules sont décrits par des équations différentielles d'une façon déterministe. Ramshaw a proposé l'expression suivante pour le champ des forces qui équilibre les particules et le fluide :

$$F = \mathbf{b}(u_f - u_p) - \left(\frac{1}{\mathbf{r}_p} \right) \nabla p - \left(\frac{\mathbf{h}}{m} \right) \nabla \ln T + F_v + F_{BB} \quad (\text{I.29})$$

où F_v est la force de masse virtuelle et F_{BB} est la force de Basset – Boussinesq. Ces deux dernières forces seront discutées plus loin, car ici elles ne sont pas prises en compte. L'apport du travail de Ramshaw est le traitement déterministe du mouvement brownien qui évite l'application de l'équation de Langevin.

Li et Ahmadi [LI93] ont proposé l'équation suivante pour le mouvement de mélange fluide – particule :

$$\frac{d\overline{u}_p}{dt} = \frac{36\nu}{d_p^2(2s+1)C_c} (\overline{u}_f - \overline{u}_p) + \frac{2K\nu^{1/2}d_{ij}}{2d_p(d_{ik}d_{kl})^{1/4}} (\overline{u}_f - \overline{u}_p) + \left(1 - \frac{1}{s}\right) \overline{F}_G + \overline{F}_B \quad (\text{I.30})$$

où $K = 2,594$ est la constante de la force de Saffman (deuxième terme à droite) et le tenseur de la déformation d_{ij} est :

$$d_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (\text{I.31})$$

Nous nous sommes intéressés à la force brownienne, \overline{F}_B , qui s'écrit comme suit :

$$\overline{F}_B = G_i \sqrt{\frac{\mathbf{p}S_0}{dt}} \quad (\text{I.32})$$

où G_i dans l'équation (I.32), varie entre -1 et 1 suivant une distribution gaussienne, S_0 vient de l'expression de l'intensité spectrale d'un processus du bruit blanc :

$$S_{ij}^n = S_0 \mathbf{d}_{ij} \quad (\text{I.33})$$

d'où S_0 s'exprime :

$$S_0 = \frac{216\mathbf{u}k_B T}{\mathbf{p}^2 \mathbf{r}_f d_p^5 s^2 C_c} \quad (\text{I.34})$$

où s est le rapport entre la masse volumique de la particule et la masse volumique du fluide.

Pour nos études, nous avons adopté cette démarche pour modéliser le mouvement brownien et le prendre en compte dans l'équation de dynamique des particules. Cette façon de traiter le mouvement brownien, au travers d'une «force brownienne » a été appliquée par plusieurs auteurs, plus récemment par exemple par Lai et Chen [LAI07]. Cette écriture de la force brownienne est pratique du point de vue de l'interaction avec les autres forces.

I.4.2.4. L'aspect probabiliste du mouvement particulaire

Selon le traitement du mouvement des particules on distingue deux approches, l'approche eulérienne et l'approche lagrangienne (voir plus de détails dans le chapitre II.). Dans l'approche eulérienne nous résoudrons les équations sur un maillage fixé, tandis que dans l'approche lagrangienne le système de coordonnées suit les particules et les quantités demandées sont calculées à chaque position de la particule individuellement. Dans chacune des deux approches, nous avons le choix entre deux façons de raisonner, soit nous considérons la matière comme continue et nous écrivons son mouvement d'une façon déterministe, soit nous écrivons la probabilité de la position de chaque particule et le mouvement comme un processus stochastique. Dans cette thèse nous avons choisi d'utiliser la description déterministe du mouvement particulaire. Cependant nous donnerons ci-après une brève synthèse des modèles stochastiques afin de les présenter.

Dans la description stochastique nous considérons le déplacement aléatoire des particules fines comme un processus markovien c'est-à-dire que l'emplacement d'une particule au moment t_i est indépendant de sa position au moment t_{i-1} .

En représentation eulérienne nous partons de l'expression du déplacement des particules en mouvement brownien décrit pour la première fois par Einstein. Pendant le temps t le déplacement moyen d'une particule s'écrit comme suit :

$$\overline{r^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2} + \overline{z^2} \quad (\text{I.35})$$

autrement :

$$\overline{r^2} = 6D_{Bro} \cdot t \quad (\text{I.36})$$

Ainsi dans une direction donnée la première relation d'Einstein s'écrit :

$$\overline{z^2} = 2D_{Bro} \cdot t \quad (\text{I.37})$$

Le but de cette méthode est de trouver la valeur de $p(x,t)$ la fonction de densité de probabilité d'une quantité. L'équation de la diffusion s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = D_{Bro} \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} \quad (I.38)$$

qui s'écrit en forme générale selon Uhlenbeck et Ornstein [UHL30] :

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} (Kp(x,t)) + D \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} \quad (I.39)$$

où f est le coefficient de frottement. Cette équation s'appelle l'équation Fokker – Planck.

Dans l'approche lagrangienne, la description du mouvement d'une particule se base sur l'équation de Langevin :

$$\frac{du_p}{dt} = -\mathbf{b}u_p + A(t) \quad (I.40)$$

où le premier terme du second membre de l'égalité représente le frottement dynamique entre la particule et le fluide, le ralentissement où $\mathbf{b} = f/m$; et le deuxième terme représente le mouvement brownien et sa caractéristique aléatoire. Ce deuxième terme est indépendant de la vitesse de la particule et il varie avec une vitesse largement supérieure à celle de la fluctuation de la vitesse qu'on modélise comme un processus de *bruit blanc* avec un temps de corrélation infiniment petit. La solution de l'équation (I.40) pour la vitesse de la particule selon Chandrasekhar [CHA43] est :

$$u_p(t) - u_{p0} \exp(-\mathbf{b}t) = \exp(-\mathbf{b}t) \int_0^t \exp(\mathbf{b}x) A(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (I.41)$$

et la position de la même particule se calcule de la façon suivante :

$$x_p(t) = x_{p0} + \int_0^t u_p(\mathbf{t}) d\mathbf{t} \quad (I.42)$$

L'approche probabiliste du traitement du mouvement des particules fines est un domaine très vaste, et nous ne voulons pas l'utiliser ici, par contre pour plus de détails Józsa a donné une synthèse très complète [JÓZ93].

I.4.2.5. Forces dues à la rotation des particules

Les particules transportées par un écoulement exercent souvent un mouvement de rotation en même temps qu'un déplacement en translation dans le fluide. Cette rotation peut se produire

autour d'un axe perpendiculaire à la direction principale du fluide, ainsi la particule sera soumise à une force normale à ces deux directions, ce qui va produire un déplacement latéral de la particule. Cette force est souvent appelée force ascensionnelle mais il faut remarquer qu'elle n'a pas toujours une direction verticale, sa direction est déterminée par celle de l'écoulement.

Selon Loth [LOT00], deux types de forces ascensionnelles relatives aux particules se produisent dans un écoulement: la force de Saffman, générée par le cisaillement au voisinage des parois et la force de Magnus générée par la rotation propre de la particule.

– *Force de Saffman*

Les particules ont un comportement différent à proximité des parois à cause de la couche limite qui modifie le mouvement et le dépôt de ces particules. Cette modification vient des forts gradients de la vitesse du fluide qui se produisent entre la limite de la région centrale de l'écoulement et la surface d'une paroi, et des contraintes de cisaillements.

Un des premiers modèles proposés a été celui développé par Friedlander et Johnstone [FRI51a] qui est basé sur l'hypothèse que le transport adjacent aux parois des particules par rapport à la direction de l'écoulement est généré par la diffusion turbulente.

La première proposition a été faite par Saffman en 1965 [SAF65] et corrigée en 1968 pour décrire cette force ascensionnelle agissant sur une particule :

$$F_L = 1,61 \mathbf{m} d_p |u_f - u_p| \sqrt{\text{Re}_G} \quad (\text{I.43})$$

où Re_G est le nombre de Reynolds basé sur le cisaillement :

$$\text{Re}_G = \left(\frac{d_p^2}{\mathbf{u}} \right) \left(\frac{du}{dy} \right) \quad (\text{I.44})$$

où le gradient de la vitesse correspond au taux de cisaillement [MAN02]. Pour utiliser cette expression, il faut prendre en compte la restriction suivante :

$$\text{Re}_s \ll \text{Re}_G \ll 1 \quad (\text{I.45})$$

où Re_s est le nombre de Reynolds calculé selon la vitesse relative entre fluide et particule avec le diamètre de particule [RAM02].

La force de Saffman est présentée sur la Figure I-10.

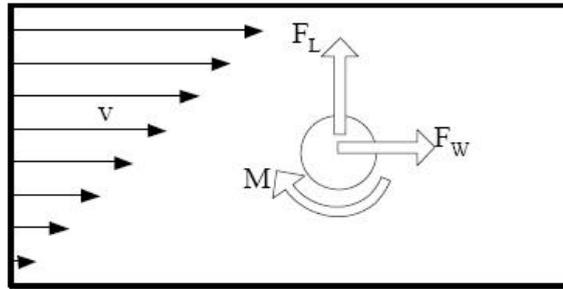


Figure I-10 Schéma du mouvement de rotation d'une sphère immergée dans un fluide [SOM06]

Sur la Figure I-10 la différence entre les vitesses de fluide sur les deux côtés de la particule crée un moment (M) et une force ascendante (F_L).

Mashayek et al. [MAS03] ont trouvé que la force de Saffman n'affecte pas la trajectoire d'une particule en dehors de la couche limite visqueuse. Par contre, Wang et Squires ont montré que la force de Saffman augmente le taux de dépôt particulaire et ils ont également proposé quelques modifications pour améliorer la précision de l'expression de cette force en développant une force nommée *force ascendance optimum*. [WAN03].

En comparant la force de Saffman et la force de traînée, la relation suivante doit être respectée :

$$\frac{\text{Ascendance}}{\text{Traînée}} = \frac{1,61\sqrt{\text{Re}_G}}{3\mathbf{p}f_1} \quad (\text{I.46})$$

où f_1 est un facteur de correction pour la force de traînée :

$$f_1 = 1 + \frac{\text{Re}_p^{0,667}}{6} \quad (\text{I.47})$$

Selon Crow et al. [CRO98] cette force est négligeable pour les particules petites (inertie faible) par rapport à la force de traînée. Pour nos analyses, nous considérons que cette force ne joue pas un rôle important dans le dépôt des particules fines [SAN99].

– Force de Magnus

Cette force intervient dans le cas d'une particule en rotation. Ce mouvement est dû soit aux effets extérieurs (la particule arrive déjà en rotation dans l'écoulement, voir Figure I-11) soit au mouvement dans l'écoulement à haut nombre de Reynolds où une différence de pression sur les deux côtés de la particule produit par la différence de la vitesse provoque une force perpendiculaire à la direction principale du mouvement du fluide (F_L) (voir Figure I-12).

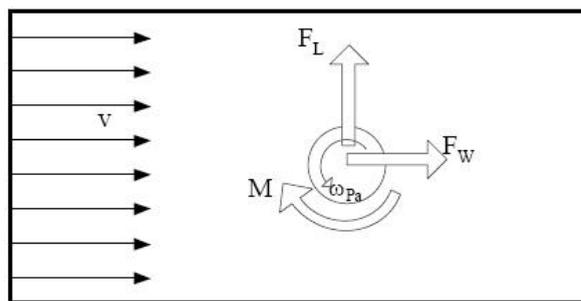


Figure I-11 La force de Magnus sur une sphère en mouvement dans un fluide [SOM06]

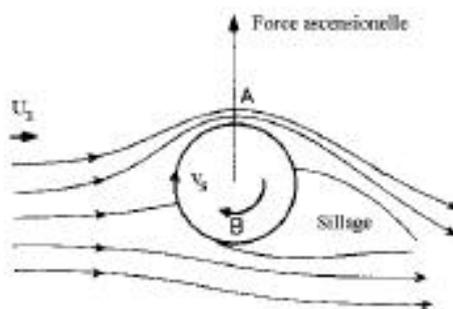


Figure I-12 Effet Magnus sur une sphère en rotation [SAN99]

L'expression de la force de Magnus selon Loth [LOT00] est la suivante pour les cas où $Re_p < 1$:

$$\overrightarrow{F}_{Mag} = \frac{\rho}{8} d_p^3 \mathbf{r}_f (\overrightarrow{u}_f - \overrightarrow{u}_p) \left(\overrightarrow{\omega}_p - \frac{\overrightarrow{\omega}_f}{2} \right) \quad (I.48)$$

où $\overrightarrow{\omega}_p$ est le vecteur de la rotation de la particule. Comme cette force n'a pas d'origine visqueuse son effet s'additionne à l'effet de la force de Saffman. Dans un écoulement sans moment, la rotation d'une particule s'approche de la rotation du fluide au bout d'un certain temps, dans ce cas l'effet de la force de Magnus devient négligeable.

Dans nos analyses, nous considérons que dans l'écoulement, la rotation est négligeable donc que la force de Magnus n'est pas prise en compte.

I.4.2.6. Forces radiométriques

Ces forces sont dues à l'effet asymétrique de l'action des molécules du gaz sur les surfaces des particules.

– Thermophorèse

Dans un gaz chargé en particules, la présence d'un gradient de température provoque un mouvement forcé de particules dans le sens opposé au gradient de température.

Si la particule est petite et que sa taille est inférieure au libre parcours moyen, l'explication physique est dans le transfert d'énergie des molécules du gaz aux particules. Le côté « chaud » de la particule est plus exposé aux collisions des molécules que le côté « froid » alors la particule se déplace vers les régions froides.

Dans le cas des particules plus grosses que λ_p , le phénomène s'explique différemment, car la particule est assez grosse pour avoir un gradient de température en elle-même. Dans ce cas, la température autour de la particule induit un contact plus intense avec le gaz environnant qui génère un effet supplémentaire aux déplacements précédemment décrits.

Dans les cas que nous avons étudiés, les ambiances sont considérées isothermes, ces forces ne sont donc pas prises en compte. (Les cellules se trouvent dans les espaces chauffés, l'air utilisé a la température ambiante.)

– *Photophorèse*

Le cas de photophorèse intervient dans les situations où la particule rentre en contact direct avec la lumière du jour. Dans ce cas, l'énergie solaire absorbée induit un gradient de température dans la particule. L'interaction entre la particule et le gaz qui l'entoure est similaire à celle de thermophorèse avec la différence qu'il n'y a pas de gradient de température présent dans le gaz. Cette force est également négligée dans nos études.

– *La pression de rayonnement*

Ce phénomène résulte de l'interaction directe entre la particule et le rayonnement incidente. En imaginant la lumière comme un flux de photons, l'interaction avec une particule cause un transfert de quantité de mouvement vers la particule qui se traduit par une force radiométrique de sens inverse à celui de la source de lumière. Comme nous avons mené nos expériences dans des cellules complètement fermées nous considérons que cette force est négligeable pour notre étude.

– *Diffusiophorèse*

Cette force radiométrique est due aux inégalités de concentrations des composants de gaz entourant les particules. Ce gradient de la concentration génère une diffusion des différentes molécules du gaz qui vont exercer une force sur les particules en direction des molécules les plus lourdes. L'intensité de la force de diffusiophorèse dépend de la masse et du coefficient de

diffusion des molécules de gaz et ne dépend pratiquement pas de la taille des particules. [HIN82]

– *Electrophorèse*

L'électrophorèse se produit en présence d'une charge électrique. Les particules se déplacent de la direction de la charge positive vers la charge négative. Dans nos cas, la charge électrique n'est pas prise en compte, le phénomène d'électrophorèse est donc négligé.

– *Turbophorèse*

La migration due au gradient de l'intensité de la turbulence influence le dépôt des particules. Ce phénomène a été appelé «turbophorèse » par Reeks en 1983 [REE83]. Selon Johansen [JOH91], le phénomène a été observé bien avant Reeks par Fortier (1967), qui a étudié le dépôt de la couche limite atmosphérique. Ce phénomène se produit dans les écoulements turbulents quand le transport des particules se fait par la convection et par ce phénomène de turbophorèse qui fait que les particules sont déplacées dans la direction inverse au gradient de l'intensité de la turbulence. Ainsi dans les régions où la turbulence est très intense, les particules sont « jetées » vers les régions plus calmes où il y a moins de mouvement turbulent. La question de turbophorèse sera abordée dans le Chapitre II.

I.4.2.7. Autres forces

Ces forces sont générées purement par le mouvement de la particule dans le fluide.

– *Force de masse ajoutée*

Cette force représente la force nécessaire pour déplacer latéralement la masse de fluide qui se trouve sur le trajet de la particule et elle est présente à cause de la différence existant entre l'accélération de la particule et celle du fluide. Cette force est souvent présente quand il y a une différence significative de la densité entre le fluide et la particule. Son expression donnée par Shirolkar et al. [SHI96] :

$$F_{mv} = K_m \mathbf{r}_p \frac{\rho}{6} d_p^3 \frac{d}{dt} (\overline{u}_f - \overline{u}_p) \quad (I.49)$$

– *Force de Basset – Boussinesq*

Cette force est produite par la nature transitoire de la couche limite de particule et elle est largement influencée par l'histoire de la trajectoire de la particule. Son expression selon Shirolkar et al. [SHI96] :

$$F_{BB} = K_B d_p^2 \sqrt{\rho \mathbf{r}_f \mathbf{m}_f} \int_{t_0}^t \frac{d}{dt'} (u_f - u_p) \frac{dt'}{\sqrt{t - t'}} \quad (I.50)$$

I.4.2.8. Conclusion

Dans ces paragraphes, nous avons répertorié les forces qui résultent du mouvement d'une particule dans un fluide. Comme cela a été déjà souligné, ces forces n'ont pas chacune la même importance sur le mouvement particulaire. Pour cette raison, une simplification est nécessaire pour une meilleure performance de la résolution numérique du problème.

La force de traînée reste l'effet le plus important qui entraîne les particules en mouvement dans le fluide. La diffusion des particules fines étant prise en compte, la force brownienne fait donc partie des forces utilisées pendant nos calculs. Nous considérons que la gravité a son rôle dans le déplacement des particules pour l'intervalle de taille des particules étudiées. Ces trois forces seront toujours prises en compte au cours de nos études sur le dépôt des particules fines.

Par contre, dans le milieu du bâtiment, il y a certaines forces qui peuvent être négligées. Ainsi, les forces radiométriques, la turbophorèse mise à part, sont négligées. Nos études concernent l'air intérieur dans les locaux donc la diffusiophorèse, qui est générée par les différences de la concentration des composés de l'air, est également négligée. Les forces comme la masse ajoutée et la force de Basset-Boussinesq sont également négligées car les particules sont très petites.

I.4.3. Interaction particule – particule

Dans l'air, certains processus peuvent modifier la distribution en taille des polluants particulaires. Le plus important d'entre eux est dû à l'interaction entre les particules elles-mêmes. La coagulation des particules est un processus initié par leur collision due au déplacement relatif entre elles. Suite à une collision, les particules peuvent rester collées entre elles et former des particules plus grosses. Il résulte de ce phénomène une diminution continue du nombre de particules dans l'air et parallèlement une augmentation de la taille des particules.

Si le déplacement relatif entre particules est dû au mouvement brownien, le phénomène s'appelle coagulation thermique. Cette coagulation est toujours présente et spontanée. Si le déplacement relatif est généré par des forces extérieures, la coagulation s'appelle coagulation cinétique. Pendant notre analyse nous considérons que la coagulation n'intervient pas car la concentration des particules est inférieure à celle où la coagulation se réalise.

I.4.4. Interaction particule – paroi : l’adhérence, le détachement et le ricochet

L’interaction des particules avec les surfaces solides est un processus primordial dans le phénomène de dépôt. L’adhésion des particules sur les parois est modérée par les forces d’adhésion telle que la force de van der Waals, la force électrostatique et la tension surfacique des films liquides. L’intensité de ces forces est influencée par les caractéristiques intrinsèques des particules, celles de la surface, la durée de contact, et par les conditions environnementales, comme l’humidité ou la température de l’air. [HIN82]

En général les forces d’adhésion sont proportionnelles au diamètre de la particule d_p , alors que les forces nécessaires au détachement sont proportionnelles à d_p^3 (enlèvement par vibration ou centrifugation) ou à d_p^2 (enlèvement par courant d’air). Ainsi, en diminuant la taille des particules leur arrachement d’une surface devient de plus en plus difficile [HIN82].

Les particules impactant à la surface d’un solide perdent leur énergie cinétique en déformant leur surface et celle du solide. Il y a deux types de collisions, la collision élastique, quand une partie de l’énergie cinétique des particules se transforme en énergie cinétique de rebond ; et la collision plastique, quand l’énergie cinétique se transforme en déformation de la particule et de la surface.

Les facteurs avec lesquels la possibilité de rebond augmente sont la vitesse plus élevée, les matériaux plus rigides ou les particules plus grosses. Pour déterminer si le rebond aura lieu ou non, deux méthodes existent, la méthode de l’énergie cinétique et la méthode de la vitesse critique. Pour nos études nous utilisons la théorie de la vitesse critique qui détermine que la particule rebondir si elle arrive avec une vitesse supérieure à celle définie comme valeur critique.

I.5. Particules fines ou ultrafines : à l’intersection du régime de diffusion et de la gravité

I.5.1. Introduction

L’étude du phénomène de dépôt des particules fines a fait l’objet de nombreuses recherches depuis plusieurs décennies. Le but de ces études est souvent de valider des théories de décroissance de la concentration de ces particules à l’intérieur des locaux, ainsi la démarche

appliquée est de développer de nouveaux modèles de l'évolution de la concentration, et après de réaliser des mesures de dépôt dans des maisons ou dans des cellules tests.

Alors que les études expérimentales étaient tout d'abord focalisées sur l'étude du phénomène physique, c'est-à-dire la compréhension du comportement des aérosols, avec le développement des outils disponibles, les phénomènes étudiés sont devenus de plus en plus nombreux et complexes. De nos jours les études concernent parfois des bâtiments entiers contrairement aux études pionnières, limitées à des cavités de petite taille destinées à l'étude des phénomènes de base.

Pour mesurer la décroissance de la concentration des polluants particulaires, nous devons comprendre les différents mécanismes du transport à l'intérieur des bâtiments. Le mouvement de l'air à l'intérieur des locaux est complexe puisqu'il résulte à la fois de la convection naturelle, provoquée par des différences de température ou par des gradients de concentration, et de la convection forcée due aux systèmes de ventilation ou aux entrées d'air naturelles. Sa connaissance est une tâche déjà difficile. Les études réalisées dans les habitations sont encore limitées (voir Tableau I-3). Pour connaître complètement l'interaction entre les bâtiments et l'air intérieur nous avons choisi d'étudier le problème par le biais de la vitesse de dépôt, définie de la façon suivante :

$$v_{dep} = \frac{J}{C_0} \text{ [m/s]} \quad (I.51)$$

où C_0 est la concentration homogène à côté d'une paroi (nombre/m³) et J est le flux massique des particules vers cette paroi par unité de surface (nombre/m²s). La forme adimensionnée de cette vitesse est la suivante :

$$v_{dep}^+ = \frac{v_{dep}}{u_*} \quad (I.52)$$

De (I.51), l'expression de la constante de dépôt est :

$$I_{de} = v_{dep} \times \frac{S}{V} \quad (I.53)$$

où S est la surface totale de la pièce (où le dépôt s'effectue) et V est le volume total de la pièce.

I.5.2. Les régimes de dépôt:

Selon plusieurs auteurs [GUH97], [YOU97] on sépare les aérosols suivant trois régimes, en prenant en considération le phénomène de dépôt :

- le régime de dépôt par diffusion (1) ;
- le régime de dépôt par diffusion et impaction (2), et
- le régime de dépôt modéré par effets inertiels (3).

Souvent, on cherche la vitesse de dépôt v_{dep} ou la constante de dépôt d'une particule I_d . En représentant v_{dep}^+ en fonction du temps de relaxation adimensionné, t^+ , on obtient un courbe en forme de «S », comme cela est montré sur la Figure I-13.

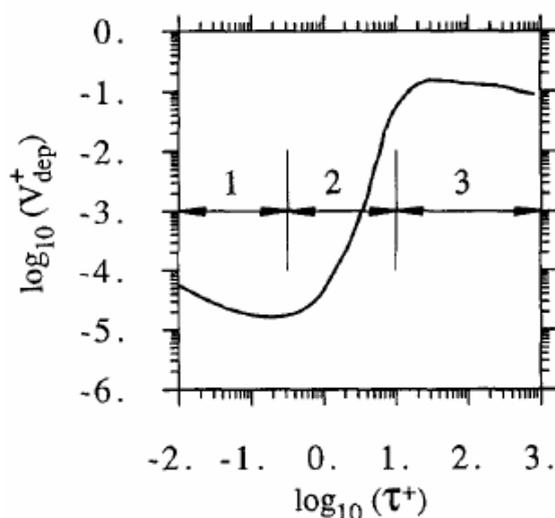


Figure I-13 Relation entre la vitesse de dépôt adimensionnée et le temps de relaxation adimensionné selon Guha [GUH97]

Cette courbe permet de mettre en évidence les trois régimes de dépôt décrit précédemment : celui modéré par diffusion (1), par diffusion et impaction (2) et par effets inertiels (3). Cette façon d'organiser les données de dépôt particulaire sera adoptée dans le traitement des données expérimentales du Chapitre III.

I.5.3. L'approche globale du phénomène de dépôt particulaire – l'évolution d'une idée

Les mesures expérimentales déterminant le taux de dépôt des particules de l'air intérieur sur les surfaces des locaux sont généralement menées dans des cellules d'essai. Dans de telles cellules, les conditions limites sont facilement contrôlables. Les différents aspects du dépôt des particules sont étudiés expérimentalement depuis plus de soixante ans. Les études pionnières sont – entre autres – le travail de Langstroth et Gillespie [LAN47], Corner et Pendlebury [COR51] ou bien Friedlander [FRI57a] et Friedlander et Johnstone [FRI57b]. Ces

travaux concernent essentiellement la théorie du dépôt particulaire et la description théorique du comportement des particules en suspension dans l'air. Les expérimentations menées ont souvent été limitées par rapport au travail analytique. Ce sujet d'étude a alors eu moins d'attention jusqu'aux années 70, période de crise énergétique où tout le monde a essayé de fermer la moindre fissure dans sa maison pour empêcher l'air, et avec celui-ci l'énergie, de sortir. Mais en même temps sont réellement apparus les problèmes liés à la mauvaise qualité de l'air intérieur. La recherche concernant la qualité de l'air intérieur s'est alors développée. Depuis le début des années 2000, en raison des menaces d'attaques terroristes, ce sujet a une nouvelle fois connu un regain d'intérêt. Ces études sont bien évidemment concentrées sur le phénomène de dépôt et la dispersion des polluants probablement nocifs à l'intérieur des locaux.

La chute de concentration en particules de l'air intérieur a été étudiée théoriquement par Corner et Pendlebury en 1951 [COR51] pour des particules de taille comprise entre 0,2 et 1,95 μm (valeurs moyennes). Ils ont étudié ce phénomène dans une enceinte de 1,405 m³ de Langstroth et Gillespie [LAN47]. Leurs travaux se sont concentrés sur la coagulation et le dépôt des particules dans les cellules tests. C'est ce dernier point qui nous intéresse. Corner et Pendlebury ont divisé le processus de dépôt en trois mécanismes : la sédimentation, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente des particules (eddy diffusion). Ils ont examiné deux cas différents de dépôt : le dépôt tranquille sans ventilation, et le dépôt agité : le cas turbulent avec ventilation. Ils ont considéré que le phénomène de dépôt se réalise dans une région limitée d'épaisseur d , au voisinage des parois.

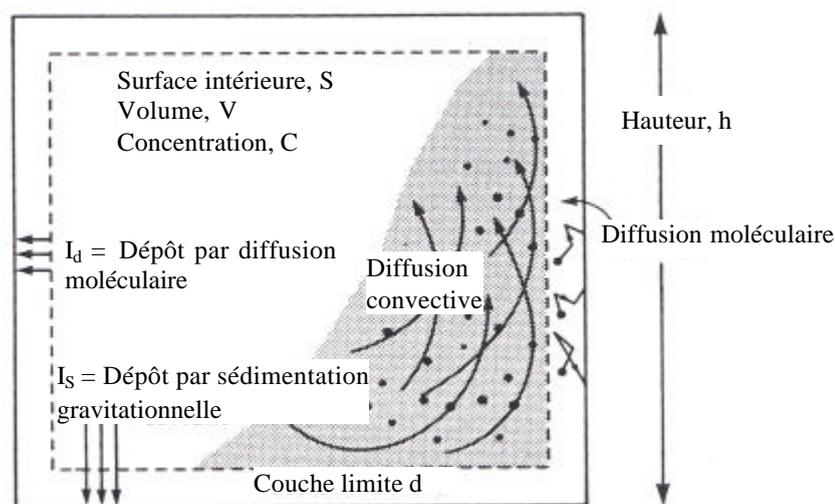


Figure I-14 Représentation des deux zones de couche limite et la zone noyau par Harrison [HAR79]

Comme cela est présenté sur la Figure I-14, le domaine de l'écoulement est divisé en deux grandes parties : la zone noyau où les particules sont transportées par l'écoulement et où le déplacement se fait par convection puis une zone adjacente aux parois, la couche limite, où le dépôt se réalise et où les particules sont transportées par diffusion brownienne ou à la proximité du sol, par sédimentation gravitationnelle. On considère que la concentration est uniforme sauf dans une zone adjacente aux parois (couche limite). Dans le *cas du dépôt tranquille*, ils n'ont pas pris en compte le mécanisme de diffusion turbulente des particules. En effet, dans leur étude, Langstroth et Gillespie [LAN47] ont montré que ce phénomène est nettement moins important que la sédimentation et qu'il peut être considéré comme négligeable. Corner et Pendlebury [COR51] ont trouvé que le dépôt sur les surfaces verticales, provoqué par la diffusion moléculaire a une valeur égale à 3% du dépôt total observé sur toutes les surfaces. En outre, ils ont calculé que sur le plafond, le dépôt est encore moins élevé car la sédimentation s'oppose au sens du dépôt. Leur équation prend en compte la sédimentation et la diffusion moléculaire sans compter le dépôt sur les surfaces verticales et sur le plafond :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_{Bro} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + v_{sed} \frac{\partial C}{\partial x} \quad (I.54)$$

où l'axe x est vertical ascendant, C est la concentration locale en masse, et :

$$D_{Bro} = \frac{\left(1 + \frac{Al}{r_p}\right) k_B T}{6\pi\eta r_p} \quad (I.55)$$

où A=0,9 est une constante, choisie par les auteurs pour ces expérimentations.

Dans le cas du dépôt agité, ils ont pris en compte les effets de la turbulence. La nouvelle variable est le coefficient de diffusion turbulente des particules, qui s'écrit selon Corner et Pendlebury:

$$e_p = K_e y^2 \quad (I.56)$$

où y est la distance entre la particule et la surface et K_e est le coefficient de la diffusivité turbulente, exprimée comme suit :

$$K_e = k^2 \frac{du}{dy} \quad (I.57)$$

où k est la constante de von Kármán, choisie égale à 0,4 dans leurs études. En prenant en compte ce nouveau terme, l'expression du coefficient de diffusion est constituée de la somme

du coefficient de diffusion turbulente et du coefficient de diffusion moléculaire des particules :

$$D = e_p + D_{mol} \quad (I.58)$$

$$D = K_e y^2 + D_{mol} \quad (I.59)$$

L'équation de conservation de la concentration dans la couche $0 \leq x \leq d$ est donnée par :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(K_e y^2 + D_{mol}) \frac{\partial c}{\partial x} \right] \pm v_{sed} \frac{\partial c}{\partial x} \quad (I.60)$$

Dans leurs études, Corner et Pendlebury [COR51] ont considéré que le dépôt sur les surfaces verticales est dû principalement à la diffusion moléculaire et turbulente des particules. Ainsi dans l'équation (I.60) le dernier terme lié à la sédimentation est négligé. Dans le cas du dépôt sur le plafond, ils ont considéré que la sédimentation a un effet opposé au dépôt. C'est pour cette raison que le dernier terme de l'équation (I.60) est pris en compte avec un signe négatif (dans le cas du sol il prend un signe positif).

La conservation de la masse de polluant dans l'air de l'enceinte s'écrit alors:

$$\frac{dC}{dt} = -I_g C \quad (I.61)$$

Dont la solution fournit l'évolution temporelle de la concentration :

$$C(t) = C_0 e^{-I_g t} \quad (I.62)$$

où I_g est une constante (constante globale de dépôt) dont la valeur dépend des conditions limites aux parois.

Cette étude est certainement une des premières qui ait mis en évidence cette relation entre la décroissance de la concentration et les conditions limites aux parois. Dans les études suivantes, la question de reconstitution de cette constante I_g a été étudiée de façon plus approfondie.

A partir des années 80, la santé des occupants a reçu une attention plus importante et le problème a été étudié du point de vue de la qualité de l'air intérieur. Pour mieux comprendre le parcours d'une particule dans le bâtiment, il faut étudier les interactions entre l'air et les parois. Plusieurs études ont été réalisées sur ce thème par Nazaroff [NAZ89] par exemple. Globalement, la décroissance de la concentration en particules dans une pièce ventilée se produit de deux façons : soit les polluants particuliers quittent le domaine par le transport dû

à la ventilation, soit ils se déposent sur les surfaces solides présentes dans le volume considéré. Du point de vue de la santé des occupants, le cas le plus préoccupant est le dépôt, car les particules restent dans la pièce, et le problème n'est pas résolu complètement. D'un côté, la concentration a diminué et l'air respiré est de meilleure qualité, mais de l'autre, les particules déposées peuvent causer des problèmes pour les objets qui se trouvent dans les locaux (installations micro – électriques ou bien les objets d'art dans les musées), et on n'est pas à l'abri d'une remise en suspension. Crump et Seinfeld [CRU81] ont étudié le dépôt des aérosols dans les enceintes de forme arbitraire. Ils ont pris en compte les mêmes phénomènes que Corner et Pendlebury [COR51], notamment la chute de concentration provoquée par la diffusion moléculaire, le transport turbulent aux parois et la sédimentation gravitationnelle. Ils ont développé l'expression de Harrison [HAR79], pour la constante de dépôt, qui est formulée comme suit. Harrison a considéré que le dépôt gravitationnel sur le sol et le dépôt par diffusion sur les parois sont I_{sed} et I_{diff} qui s'expriment respectivement comme :

$$I_{sed} = v_{sed} C \quad (I.63)$$

et

$$I_{diff} = \frac{D_{Bro}}{d} C \quad (I.64)$$

Si l'enceinte a une hauteur h , un volume V et une surface totale S , alors la décroissance en concentration de particules s'écrit :

$$-\frac{dC}{dt} = \frac{I_{sed}}{h} + I_{diff} \frac{S}{V} \quad (I.65)$$

et

$$C_i(t) = C_0 \exp \left[- \left(\frac{v_{sed}}{h} + \frac{S}{V} \frac{D_{Bro}}{d} \right) t \right] \quad (I.66)$$

cette expression s'applique spécialement aux cellules cubiques. Pour la constante de dépôt on obtient alors :

$$I_{de} = I_{sed} + I_{diff} \quad (I.67)$$

et

$$I_{de} = \frac{v_{sed}}{h} + \frac{S}{V} \frac{D_{Bro}}{d} \quad (I.68)$$

où

v_{sed} : vitesse de sédimentation de particule (settling velocity)

h : la hauteur de l'enceinte

d : épaisseur de la couche limite de diffusion

Crump et Seinfeld [CRU81] ont montré l'effet de la diffusion turbulente sur le dépôt des particules. Sur la Figure I-15, on montre la relation entre la constante de dépôt et le diamètre des particules pour différentes valeurs de la diffusivité turbulente.

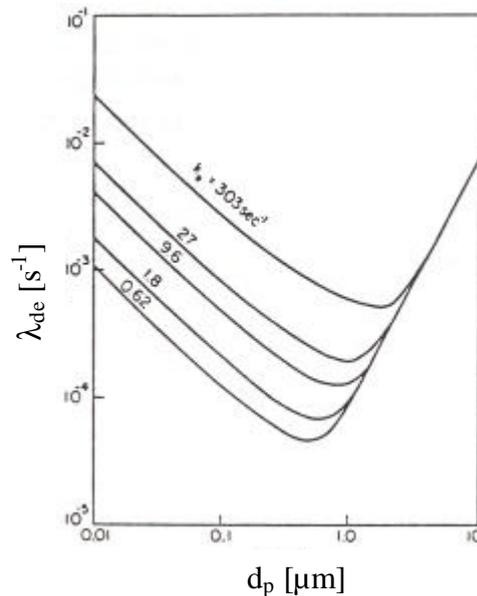


Figure I-15 La constante de dépôt (λ_{de}) en fonction du diamètre des particules (d_p) [CRU81]

La Figure I-15 montre le décalage des minima des courbes de dépôt avec l'augmentation de la diffusion turbulente vers les tailles les plus élevées. On peut conclure que plus la diffusion turbulente est élevée, plus les particules se déposent d'une façon intensive. Le minimum de la courbe (Figure I-15) est décalé vers les particules les plus grosses qui sont moins sensibles à ce phénomène. On voit également que l'intensité turbulente (par le biais de K_e) influence plutôt le dépôt des particules fines, car les courbes convergent du côté droit, où les valeurs correspondent aux grandes particules. Pour les particules grosses, supérieur à 2,0 μm , le dépôt est régit en majorité par les effets gravitaires.

Après les études menées sur des cellules test, l'intérêt des chercheurs s'est tourné vers des configurations plus complexes, mais aussi plus proches de la réalité. En examinant des maisons réelles, il est difficile d'isoler chaque phénomène, le dépôt est alors considéré globalement. Le bilan de tous les mécanismes d'interaction particule – paroi s'écrit alors :

$$\frac{dC_{\text{int}}(t)}{dt} = S_i - P_i \quad (\text{I.69})$$

où S_i sont les sources et P_i sont les puits de polluants à l'intérieur du domaine d'étude. Une présentation graphique des différentes sources et puits est montrée sur la Figure I-16.

Les sources sont :

- infiltration,
- remise en suspension,
- formation,
- coagulation et
- changement de phase.

Les puits sont :

- dépôt,
- exfiltration
- formation,
- coagulation et
- changement de phase

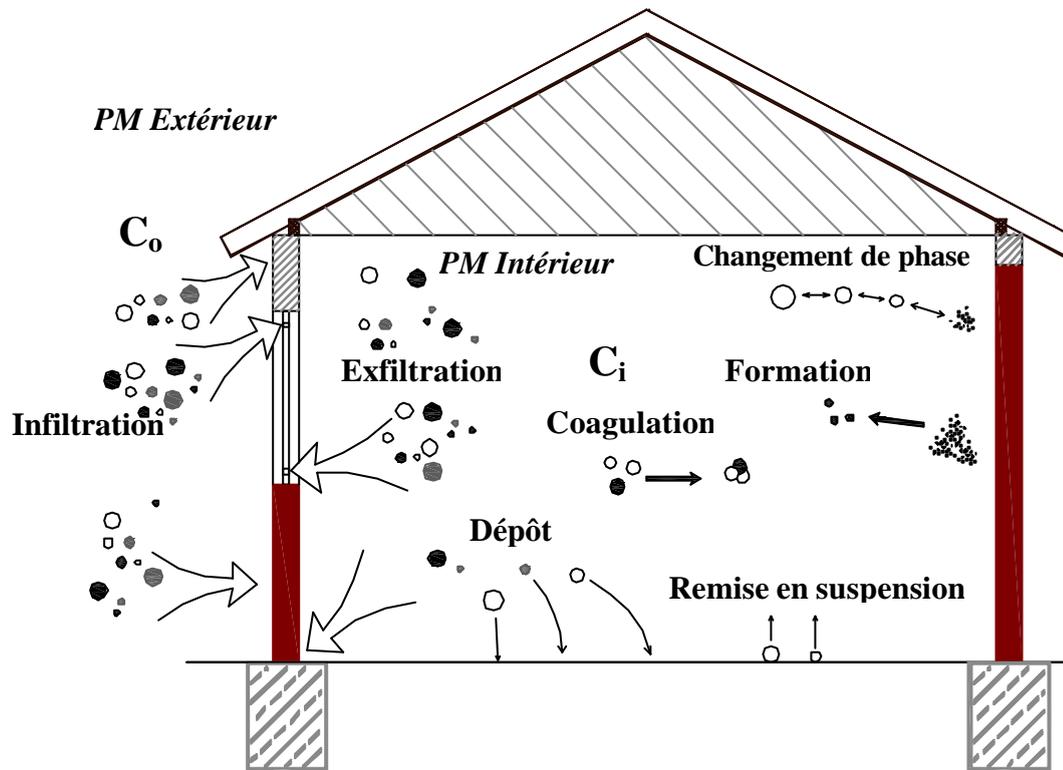


Figure I-17 La forme de transformation et la perte de particules à l'intérieur d'un local [selon THA03]

Selon l'approche globale, le transport des polluants dans les locaux peut alors s'écrire :

$$\frac{dC_{int}}{dt} = \underbrace{fI_r}_{I} C_{ext} - \underbrace{I_r}_{II} C_{int} + \underbrace{S_i}_{III} + \underbrace{I_R D_{int}}_{IV} - \underbrace{I_{de}}_{V} C_{int} \quad (I.70)$$

où les termes numérotés représentent respectivement :

- I le transport des particules de l'extérieur vers l'intérieur par le système de ventilation et par infiltration
- II Le transport des particules de l'intérieur vers l'extérieur par le système de ventilation et par exfiltration

- III le terme source
- IV la remise en suspension des particules déposées
- V Le dépôt des particules sur les surfaces du local

Dans les expérimentations que nous avons réalisées, nous considérons que pendant une mesure il n'y a pas de source de particules. Ainsi une fois les polluants injectés, la concentration diminue exponentiellement suivant les relations (I.62) et (I.72). Comme les particules sont petites (inférieures à 2 μm), la resuspension est négligée [IV égal à zéro]. Le transport entre l'extérieur et l'intérieur n'est pas négligeable, car l'étanchéité de la cellule test ainsi que l'efficacité du filtre n'est pas parfaite alors l'infiltration est présente et le terme I est également pris en compte. L'équation (I.70) devient :

$$\frac{dC_{\text{int}}}{dt} = f I_r C_{\text{ext}} - (I_r + I_{de}) C_{\text{int}} \quad (\text{I.71})$$

La solution est alors une simple équation exponentielle :

$$C_{\text{int}}(t) = C \exp(-I_g t) + f \frac{I_r}{I_g} C_{\text{ext}} \quad (\text{I.72})$$

L'expression (I.72) sera alors utilisée dans nos études pour décrire la décroissance de la concentration particulaire dans les cellules tests. Dans cette équation le terme $C_{\text{int}}(t)$ représente la concentration intérieure qui change à chaque instant et du côté droit de l'égalité, le premier terme correspond à la décroissance de la concentration par le dépôt et par la ventilation, alors que le deuxième terme représente l'infiltration par le biais des fissures dans les cellules et le dysfonctionnement des filtres.

I.5.4. Synthèse

Au cours de cette revue bibliographique, nous avons constaté que l'approche globale a été largement utilisée pour mesurer la constante de dépôt ou la vitesse de dépôt. Par contre, elle est insuffisante pour interpréter réellement l'influence des différents phénomènes qui régissent le phénomène de dépôt particulaire. Dans ce cas, une connaissance détaillée de l'écoulement et des interactions entre les particules et les parois est nécessaire.

Une autre limite de l'approche globale est qu'elle considère la concentration en particules homogène au sein d'une pièce. On sait bien que cette hypothèse est très restrictive. C'est pour cette raison que notre intérêt s'est tourné vers des approches plus détaillées.

I.6. Mesure du dépôt des particules fines dans des milieux clos

Plusieurs types de mesures ont été développés pour étudier le dépôt des particules sur les surfaces intérieures. Des résultats sont disponibles pour différents composants d'un système de ventilation, pour différents types de locaux, ou différents types de matériaux constituant les surfaces internes.

Le problème vient en fait de la dispersion des résultats. Les valeurs obtenues pour la constante de dépôt ou pour la vitesse de dépôt varient de plusieurs ordres de grandeurs selon les auteurs. Pour cette raison le réarrangement des résultats disponibles est important.

Nous pouvons en fait distinguer trois types d'études concernant le dépôt à l'intérieur des locaux.

- Les premières sont des mesures réalisées en cellule test de taille réduite. La motivation de ces études est de reproduire un cas proche de la réalité en construisant un modèle géométrique largement simplifié souvent avec un système de ventilation réalisé spécialement pour l'étude (loin des installations réelles). Ces expérimentations de laboratoire permettent d'étudier séparément des phénomènes tels que : l'influence de la ventilation, de la vitesse de l'écoulement, de la taille des particules, de la température etc...
- Les secondes concernent des mesures réalisées dans des cellules tests de la taille d'une pièce réelle, mais dont les conditions aux limites sont bien maîtrisées. Dans ce cas, la taille du domaine d'étude est plus significative que pour le premier groupe. Les cellules sont en général de plusieurs mètres cubes. Elles permettent de reproduire les phénomènes (écoulement, dépôt) qui peuvent se produire dans une maison mais elles ne prennent en général pas en compte les facteurs perturbateurs comme la présence de mobilier, de personnes, ou les ouvertures de fenêtres ou de portes. Dans le cas des modèles de taille réelle le système de ventilation adapté est souvent plus proche des systèmes traditionnels.
- Le troisième groupe d'études concerne les mesures in situ. La complexité des phénomènes de transport et du dépôt des particules rend bien souvent difficile la mesure propre des quantités demandées. Ces études sont finalement plus rares et plus difficiles à exploiter car souvent trop spécifiques.

Dans les prochains paragraphes nous présentons plusieurs études précédemment réalisées dans le domaine de la mesure du dépôt particulaire que nous organiserons suivant ces trois

groupes et finalement nous regrouperons les résultats suivant la même logique en trois tableaux et en deux graphiques.

I.6.1. Les mesures en cellules tests de taille réduite

Harrison [HAR78] a été parmi les premiers à mesurer le dépôt des particules fines dans une cellule test. Il a utilisé la relation (I.62) pour décrire la décroissance de la concentration dans le temps. Il a considéré dans le volume deux zones séparées, une région de noyau et une couche limite fine adjacente aux parois (présenté sur la Figure I-14).

Il a obtenu l'expression (I.68) pour prendre en compte les deux phénomènes de dépôt (sédimentation et diffusion) dans la constante de dépôt avant Crump et Seinfeld. Pour ses mesures il a utilisé une cellule test cubique de 0,58 m de côté (environ 0,2 m³). Il a étudié l'effet de la rugosité sur le dépôt de particules latex sphériques. Harrison a montré qu'avec l'augmentation de la rugosité de la surface (entre une paroi lisse en aluminium poli et une paroi rugueuse peinte), la constante de dépôt peut augmenter jusqu'à trois fois par rapport à une paroi lisse. Il a également développé une expression de l'épaisseur de la couche limite de diffusion directement liée au diamètre des particules :

$$d = 12 * d_p^{-1,7} \quad [\mu\text{m}] \quad (\text{I.73})$$

Crump et al. [CRU83] ont pour leur part critiqué l'expression (I.62) en signalant que l'hypothèse de parfait transport convectif au milieu de la cellule et le manque total de prise en compte de la convection dans la couche limite ne correspondent pas à la réalité. Ils soulignent que l'expression (I.73) de Harrison est forcément fautive car elle prédit une augmentation de l'épaisseur de la couche limite de diffusion en augmentant la taille de la particule ce qui contredit le fait qu'avec l'augmentation de la taille des particules l'effet de la diffusion diminue et la convection devient plusieurs fois plus importante. Comme les études antérieures aux leurs ne prennent pas en compte la forme de l'enceinte et le taux de mélange à l'intérieur ils ont étudié ces questions. Au lieu du dépôt dû au mélange par une hélice à l'intérieur de la cellule, Crump et al. ont utilisé un mélange moins marqué dû à un écoulement traversant. Ils ont développé l'expression suivante pour la constante de dépôt d'une enceinte sphérique de rayon R :

$$I_{de} = \frac{6\sqrt{K_e D_{Bro}}}{R} D_1 \left(\frac{\rho u_f}{2\sqrt{K_e D_{Bro}}} \right) + \frac{u_f}{4R/3} \quad (\text{I.74})$$

où K_e est le coefficient de diffusivité turbulente dans la couche limite dont on déduit l'expression du coefficient de diffusion turbulente :

$$e_p = K_e y^2 \quad (\text{I.75})$$

où y est la distance de la paroi. Et l'expression de la fonction de Debye est la suivante :

$$D_1(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{te^t}{e^t - 1} dt \quad (\text{I.76})$$

Dans l'expression de I_{de} la seule inconnue est K_e . D'après le modèle de longueur de mélange de Prandtl, Crump et al. ont donné l'expression de K_e comme suit :

$$K_e = \sqrt{\frac{e}{u}} \quad (\text{I.77})$$

Ils obtiennent pour une enceinte munie d'une ventilation traversante de débit Q :

$$K_e = Q^{3/2} \quad (\text{I.78})$$

Ils ont obtenu ainsi une bonne concordance entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques calculées par l'expression (I.78) pour des tailles de particules comprises entre 0,024 – 0,794 μm .

Okuyama et al. [OKU85] ont étudié le dépôt des particules très fines de diamètre compris entre 0,006 et 2 μm dans une enceinte en présence d'un écoulement engendré par un agitateur muni d'une hélice. Ils ont pris en compte la diffusion brownienne, la sédimentation gravitationnelle et la convection turbulente. Le volume de leur enceinte est largement inférieur à celui des cellules utilisées par les autres équipes de recherche, mais la raison pour laquelle on le traite ici est la nouveauté apportée par l'étude de l'influence de la forme des hélices sur le dépôt des particules. Selon Okuyama et al. la forme des hélices intervient au travers du taux de dissipation de l'énergie turbulent dans l'expression de la diffusion turbulente.

$$e_p = K_e y^n \quad (\text{I.79})$$

Le coefficient de diffusivité turbulente peut être exprimé en fonction du gradient de la vitesse du fluide dans la couche limite :

$$K_e = a \frac{d\vec{u}_f}{dy} \quad (\text{I.80})$$

et

$$\frac{\overline{du_f}}{dy} = \sqrt{\frac{2e_0}{15u}} \quad (\text{I.81})$$

où a est une constante dépendant des caractéristiques de l'écoulement, e_0 est la valeur moyenne du taux de dissipation de l'énergie turbulente (voir plus de détails dans le chapitre suivant). Ils ont montré qu'en augmentant le taux de dissipation, e_0 , la valeur de la constante de dépôt augmente selon une relation linéaire. De plus, ils ont montré que l'effet de l'inertie des particules augmente la constante de dépôt à partir d'un diamètre de 0,35 μm . Concernant l'épaisseur de la couche limite de la concentration, ils ont trouvé l'expression suivante :

$$d = 2,884 * D_{Bro}^{1/3} \quad (\text{I.82})$$

Contrairement à l'expression (I.73) de Harrison, cette expression ne dépend pas directement du diamètre de la particule mais de la diffusivité brownienne. Pour l'expression de la diffusion turbulente des particules Okuyama et al. ont modifié l'expression trouvée par Crump et Seinfeld, et pour l'exposant n ils ont montré expérimentalement que la valeur 2,7 est plus adéquate que 2. L'évolution de l'expression de la diffusion turbulente est présentée dans le Chapitre II. En regardant les résultats présentés par Okuyama et al., nous remarquons que les valeurs obtenues pour la constante de dépôt des particules de même taille sont supérieures à celles obtenues par les auteurs précédents.

Après ces études concernant l'influence de la taille, la forme et l'intensité de la turbulence sur le dépôt, Holub et al. [HOL88] ont traité le problème du dépôt des particules radioactives très fines (quelques nanomètres). Ils ont clairement montré que l'influence de l'intensité de la turbulence modifiée par un facteur 30 la constante de dépôt. Eux aussi ont étudié l'expression de e_p et ont trouvé que la valeur de l'exposant n est plutôt 2,61 contrairement aux valeurs précédentes.

Dans les petites cavités le phénomène de dépôt est souvent influencé par l'écoulement produit par une ou plusieurs hélices à l'intérieur. Malgré cette tendance on trouve des études différentes comme celle d'Harrison [HAR79] qui a utilisé pour sa part, la convection naturelle pour étudier le dépôt et Thatcher et al. [THA96] qui ont également suivi cette démarche. Ils ont étudié le dépôt de particules d'alumine monodispersées dans un caisson d'environ 2 m^3 . Ils ont principalement étudié l'effet de la température sur le dépôt. Par contre nous n'utiliserons que des résultats de ces cas quasi-isothermes (la différence de température entre paroi et air, est inférieur à 1,5 K) pour notre étude comparative. Les valeurs obtenues par

Thatcher et al. peuvent être divisées en deux groupes : pour les diamètres compris entre 0,1 et 0,5 μm ils ont obtenu des valeurs de constantes de dépôt largement inférieures à celles obtenues pour des diamètres compris entre 0,7, 1,3 et 2,5 μm . La différence est de deux ordres de grandeur. Cette différence frappante n'est pas réellement expliquée par les auteurs. Ces résultats donnent une idée générale sur le dépôt des particules des écoulements de convection naturelle mais les différences inexplicables ne nous permettent pas de les utiliser comme des références fiables.

Une étude significative a été menée par Nomura et al. [NOM97] dans une cavité de 1 m³ ventilée par un écoulement traversant. Cette étude a été entièrement destinée à étudier l'effet du taux de renouvellement d'air sur le dépôt des particules fines (diamètre entre 0,015 – 2 μm). Ils ont obtenu des valeurs de constante de dépôt supérieures à celles obtenues avec un écoulement agité. En suivant la logique des études précédentes cela est probablement dû au fait que dans le cas de l'écoulement traversant, l'intensité de la turbulence est peut-être plus élevée que dans les cas « agités » par des hélices. Dans cette référence, aucune donnée sur l'intensité de la turbulence ne nous est fournie. Leurs résultats sont comparés avec les résultats théoriques de Crump et Seinfeld [CRU81] et Benes et Holub [BEN96]. Ils ont montré que les résultats expérimentaux surestiment le dépôt pratiquement dans tout le domaine de particules étudié sauf pour les extrémités : les particules très petites (quelques dizaines de nanomètres) et les particules grosses (1 et 2 μm). Les raisons ne sont pas clarifiées.

Les travaux d'Abadie et al. [ABA01] ont apporté une étude approfondie de l'effet de la rugosité sur le dépôt des particules dans les espaces confinés en utilisant plusieurs types de revêtement souvent appliqués dans le milieu bâti. Ils ont étudié le dépôt de trois tailles de particules (0,7, 1,0 et 5,0 μm à l'intérieur d'une cellule cubique dont l'air est brassé par un agitateur. Le but de leurs travaux était de montrer l'exactitude de la théorie de Crump et Seinfeld [CRU81] en décomposant la constante globale du dépôt des particules fines. Ils ont calculé séparément la constante de dépôt sur le sol, sur le plafond et sur les parois verticales ainsi que la constante globale composée de ces trois constantes. Ils ont comparé leurs résultats expérimentaux avec cette constante globale théorique en trouvant une erreur moyenne de 11% qu'ils ont considérée comme acceptable.

Park et al. [PAR01] ont également utilisé la théorie de Crump et Seinfeld [CRU81]. Ils ont modifié l'expression originale de constante de dépôt de Crump et Seinfeld pour prendre en compte la polydispersion des particules. Dans leurs expériences ils ont utilisé trois taux de brassage et ont présenté leurs résultats en comparaison avec les résultats corrigés par le taux de polydispersion. Pour obtenir le facteur de polydispersion ils ont ajusté les valeurs de K_e , l'intensité de la turbulence, aux valeurs théoriques et ils ont trouvé que dans l'expression de la diffusivité turbulente des particules (I.79) l'exposant $n=2,5$ correspond le mieux à leurs résultats. (L'étude de e_p est présenté avec plus de détails dans la chapitre suivant.).

En prenant en compte la coagulation et le dépôt, Jamriska et Morawska [JAM03] ont étudié le phénomène du dépôt particulaire dans une cellule test avec trois différents types d'aérosols. Ils ont comparé les différentes chutes de concentration dues à la ventilation, au dépôt et à la coagulation. Ils ont utilisé une hélice à l'intérieur de la cellule pour assurer le mélange au début d'expérience. Par contre, le dépôt s'effectue par la suite sans brassage ce qui explique les valeurs de vitesse de déposition peu élevées correspondant à un dépôt tranquille.

Plus récemment, Lai et Nazaroff [LAI05d], Kim et al. [KIM06] et Schnell et al. [SCH06] ont étudié le phénomène de dépôt. Lai et Nazaroff [LAI05d] ont présenté des travaux correspondant au dépôt des grosses particules, c'est-à-dire de diamètre compris entre 0,9 et 9 μm , en fonction de la rugosité des surfaces. Ils ont étudié quatre différents niveaux de rugosité. Selon le temps de relaxation ils ont considéré que leur étude fait partie du régime de diffusion. Cette considération nous semble légèrement exagérée car la taille de leurs particules est entre 0,9 et 9,1 μm . Leurs résultats sont largement éloignés des autres résultats reportés dans la bibliographie.

Kim et al. [KIM06] et Schnell et al. [SCH06] ont étudié le dépôt et la coagulation des nanoparticules aux différents taux de brassage. Kim et al. [KIM06] ont montré que la coagulation a été plus importante que le dépôt en perte de particule pour les concentrations élevées et Schnell et al. [SCH06] ont montré que la coagulation est plus importante que le dépôt en cas de dépôt tranquille. Par contre, en cas d'écoulement turbulent (présence de brassage), le dépôt sur les parois est le processus le plus important pour enlever les particules de l'air.

Une synthèse des études bibliographiques précédemment listées est présentée dans le Tableau I-1 et sur la Figure I-18. Sur la figure, nous remarquons que dans les valeurs des constantes de dépôt obtenues par les différents auteurs, il existe des écarts de plusieurs ordres de grandeur qui ne peuvent correspondre qu'à des conditions expérimentales finalement différentes. De façon à contrôler au mieux nos propres conditions d'expérimentation, nous avons décidé de réaliser une petite cavité relativement facile à contrôler au sein du laboratoire. Les mesures réalisées sont présentées dans le chapitre III.

I.6.2. Les mesures en cellules tests de taille « réelle »

Les mesures pour les cellules tests volumineuses sont moins fréquentes dans la bibliographie que les mesures dans les petites cavités. Ces études représentent une transition entre les mesures dans les cellules test de taille réduite et les mesures in situ comme cela a été dit par certains auteurs. Nous présentons ici quelques études importantes qui correspondent le mieux à nos travaux.

Byrne et al. [BYR95] ont étudié le dépôt dans une cavité de 8 m^3 afin de déterminer la constante de dépôt pour quatre différentes tailles de particules. Ils ont comparé leurs résultats avec la théorie de Corner et Pendlebury [COR51] qui est la base de la théorie de Crump et Seinfeld [CRU81] largement utilisée dans d'autres études précédemment citées. La surface de la cellule était lisse (aluminium polis). De ce fait, l'effet de la rugosité n'a pas été étudié. Une hélice a été appliquée à l'intérieur pour maintenir une agitation constante tout au long de chaque mesure.

Thatcher et Nazaroff [THA97] ont mené des expériences dans deux cavités différentes pour étudier l'effet de différents revêtements et de la présence d'obstacles sur le dépôt particulaire. Ils ont évalué l'effet des textures différentes sur le dépôt en comparant leurs résultats avec ceux obtenus pour des surfaces lisses. L'effet de la température a été couplé avec l'effet de la rugosité. Comme ils n'ont utilisé ni ventilation traversante ni brassage à l'intérieur, leurs résultats sont décalés par rapport aux autres, ils sont significativement inférieurs et représentent le cas du dépôt tranquille.

Moseley et al. [MOS00] ont étudié la pénétration des particules fines dans les espaces fermés. Leur cellule expérimentale est constituée de deux chambres individuelles, de 19 m^3 chacune. Une ventilation traversante a été utilisée, avec un taux moyen de 0,97 volume/heure. Leurs

résultats sont situés entre les valeurs de Byrne et al. et Thatcher et celles obtenues par Nazaroff. L'explication de cette différence entre les valeurs reportées est dans les caractéristiques de l'écoulement. Comme Thatcher et Nazaroff n'ont pas utilisé de ventilation, et que Byrne et al. ont appliqué un brassage constant tout au long de leur mesure, les résultats de Moseley et al. se situent entre ces deux groupes de valeurs. Il faut remarquer que les valeurs de Moseley et al. sont cependant plus proches des valeurs de Thatcher et Nazaroff – cas de dépôt tranquille – que de celles de Byrne et al.

Lai et al. [LAI02] ont mené leurs mesures avec le même protocole expérimental et avec les mêmes tailles de particules que Byrne et al. [BYR95]. Ils se sont concentrés sur l'effet de la rugosité sur le dépôt des particules fines (0,7-5,4 μm). Des échantillons de plusieurs matériaux ont été collés sur les parois de leur cellule afin d'étudier le taux de particules déposées sur les surfaces. Ils ont remarqué que le dépôt des particules les plus fines sur les surfaces rugueuses a été inférieur à celui obtenu sur les surfaces lisses. Ils ont observé également une tendance inversée dans le dépôt de particule de 0,7 μm . Cela veut dire que ces particules se sont déposées plus vite dans le cas de l'écoulement le moins agité. .

Thatcher et al. [THA02] ont construit une cellule de 14,2 m³ afin d'étudier l'effet des meubles et de la vitesse de l'air sur le dépôt. Ils ont trouvé qu'avec l'augmentation des surfaces à l'intérieur (présence des meubles) on affecte le dépôt des petites particules mais pas celui des plus grosses. Cela correspond selon Thatcher et al., au fait que les grosses particules se déposent principalement, à cause de la sédimentation gravitationnelle, sur les surfaces horizontales alors que les particules plus petites se déposent sur les surfaces de toutes orientations du fait des phénomènes de diffusion. Ils ont montré également, comme Lai et al. qu'avec l'augmentation de la vitesse de l'air, les particules les plus fines ne se déposent pas forcément plus. Ils ont trouvé des valeurs de constante de dépôt plus faibles pour de faibles vitesses d'air que pour le cas du dépôt tranquille où l'air est supposé immobile.

Au sein du LEPTAB, une cellule test cubique de 15 m³ a été réalisée dans le cadre des travaux de thèse de Bouilly [BOU03a]. Il a étudié principalement le dépôt des particules de diamètre compris entre 5 et 10 μm avec une extension jusqu'à 0,35 μm pour certaines expériences. Ces travaux s'articulent autour de l'étude de l'effet de la ventilation et de la taille des particules sur le dépôt. Les résultats synthétisés sont présentés dans Bouilly et al. [BOU03b]. Ils montrent que parmi les trois stratégies de ventilation, la configuration haut –

bas (injection en partie haute de la cellule, sortie en partie basse de la cellule sur la paroi opposée) est la plus efficace pour enlever les polluants de l'air.

L'ensemble des résultats décrits précédemment est synthétisé dans le Tableau I-2 et sur la Figure I-18.

I.6.3. Les mesures *in situ*

Nous avons étudié le dépôt des particules fines uniquement dans des cellules tests. Par contre, pour mieux comprendre le comportement des particules dans les espaces clos, nous donnons une synthèse rapide des études menés dans des bâtiments réels.

Dans le cadre des mesures *in situ*, nous trouvons plusieurs types de bâtiments étudiés, naturellement des maisons résidentielles et également des établissements publics comme des musées, voir Nazaroff et Cass [NAZ89] ou Nazaroff et al. [NAZ90], ou des bâtiment de commerce comme Raunemaa et al. [RAU89]. La taille des particules étudiées varie entre quelques dizaines de nanomètres [NAZ90] jusqu'à quelques dizaines de micromètres [THA03]. La ventilation est assurée par la convection naturelle ou par un système mécanique, et quelquefois les différents moyens se superposent. Cela veut dire que l'adaptation de ces résultats à d'autres cas différents géométriquement ou aérauliquement est très difficile.

I PHYSIQUE DU TRANSPORT DES PARTICULES

Auteurs	Taille des particules [µm]	Taille de la chambre (S/V – m ⁻¹)	Type de la ventilation	? _p [g/cm ³]	Type de la surface, forme de la chambre	Type de la particule (sphériques)	Type de l'écoulement	constante de dépôt [s ⁻¹]
Harrison, A. W. 1978	0,117-1,01	V=0,195 m ³ S=2,0184 m ² S/V=10,35	-	? _p =1,05	alumine et bois, peinte	latex, polystyrène	convection naturelle et sédimentation gravitationnelle	? _{de} =2,29*10 ⁻⁶ -221
Crump et al. 1983	0,024-0,794	V=0,118 m ³ S=1,1634 m ² S/V=9,8596	écoulement traversant	? _p =1,05	sphère, en verre	chlorure de sodium (NaCl), latex polystyrène	écoulement traversant,	? _{de} =2,9*10 ⁻⁵ - 1,8*10 ⁻⁴
Okuyama et al. 1985	0,006-2	V=0,0026 m ³ S=0,1234 m ² S/V=0,00474	4 hélices, N _s =100-3000 rpm	x	rectangulaire en raisin acrylique	NaCl, diethylhexyl (DEHS) en forme liquide et latex	mélange turbulent	? _{de} =2,5*10 ⁻⁵ – 3,5*10 ⁻²
Holub et al. 1988	0,3-3 nm 0,03-0,2µm	V=3,8651 m ³ S=13,8 m ² S/V=3,57051	2 hélices à l'intérieur N _s =55,2 s ⁻¹	x	cylindrique en acier	Radon	turbulent et convection naturelle	? _{de} =10 ⁻⁵ -10 ⁻⁴
Thatcher et al. 1996	0,1 – 2,5	V=1,8158 m ³ S=8,93 m ² S/V=4,9182	-	? _p =1,35	cube en alumine	particules fluorescentes d'ammonium ; monodispersées	convection naturelle (température)	? _{de} =5,09*10 ⁻⁶ – 1,55*10 ⁻³
Nomura et al. 1997	0,015 – 2	V=1,0125 m ³ S=6,525m ² S/V=6,44	hélice impliquée dans la partie basse de la paroi	x	rectangulaire en plastique	fumé de combustion ; NaCl ; particules de wax de carnauba ; huile végétale ; particules fluorescentes	turbulent	? _{de} =10 ⁻³ -10 ⁻²
Abadie et al. 2001	0,7 ; 1,0 et 5,0	V=0,216 m ³ S= 2,16 m ² S/V=9,09	hélice à l'intérieur	? _p =1	cube en bois, différents revêtements	latex polystyrène	turbulent	? _{de} =3,61*10 ⁻⁵ – 5,8*10 ⁻³
Park et al. 2001	0,04-0,4	V=0,1696 m ³ S= 1,6965 m ² S/V=10,0	hélice à l'intérieur N _s =300 ; 700 ; 1500 rpm	? _p =0,887	boîte cylindrique acrylique	polydispersées	turbulent	? _{de} =2,7*10 ⁻⁵ – 2,569*10 ⁻⁴
Jamriska and Morawska 2003	0,017-0,898	V=3 m ³ S= 13,5 m ² S/V=4,5	une hélice à l'intérieur	x	cube, lisse, peinte pas une peinture latex	fumé de cigarette, fumé de combustion, aérosols ambiants	convection naturelle + ventilation à 0,5 vol/h	? _{de} =4,44*10 ⁻⁵ – 1,083*10 ⁻⁴
Lai and Nazaroff 2005	0,9-9	V=1,8158 m ³ S=8,93 m ² S/V=4,9182	hélice à l'intérieur	? _p =1,35	cube en alumine 5 revêtements différents	particules fluorescentes d'ammonium ; monodispersées	turbulent	? _{de} =8,36*10 ⁻⁶ – 2,754*10 ⁻⁴
Kim et al. 2006	0,03-0,12	V=0,1696 m ³ S= 1,6965 m ² S/V=10,0	hélice à l'intérieur, N _s =0 ; 300 ; 500 ; 700	? _p =2,16	boîte cylindrique en acryle, surface grasse	NaCl	turbulent	? _{de} =8*10 ⁻⁶ – 10 ⁻⁴
Schnell et al. 2006	0,016-20	V=1,6 m ³ S/V=5,25	hélice à l'intérieur	x	rectangulaire en raisin acrylique	fumé de combustion, cendre de papier	dépôt tranquille, turbulent	? _{de} =6,88*10 ⁻⁶ – 5*10 ⁻⁴
Notre cellule	0,3-2,0	V=0,146 S=1,72 S/V=11,783	écoulement traversant	? _p =4,0	rectangulaire en bois peint	alumine	dépôt tranquille, turbulent	voir Chapitre III.

Tableau I-1 Constante de dépôt – mesures en modèle réduit

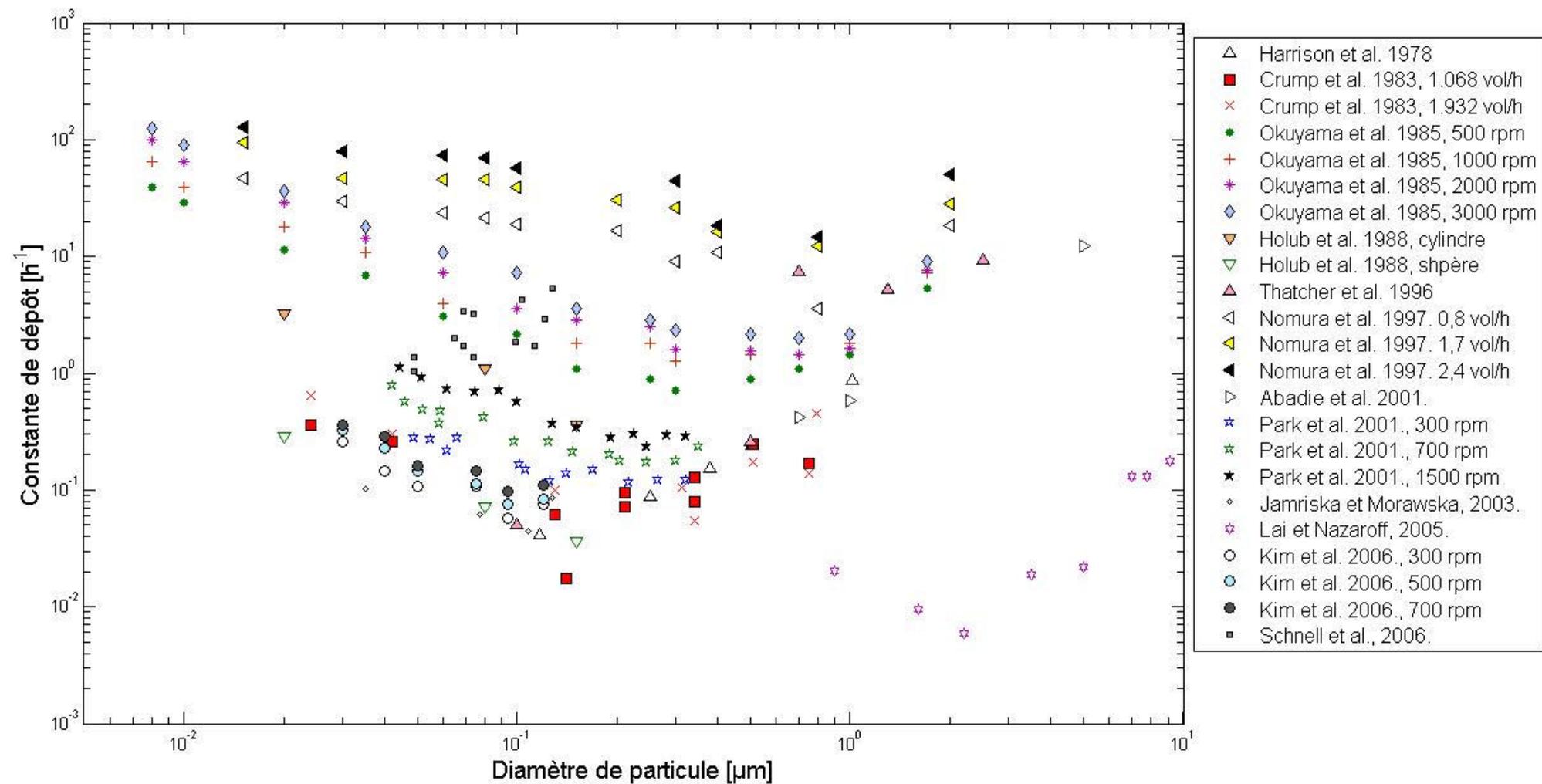


Figure I-18 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats bibliographiques – modèle réduit

Auteurs	Taille des particules [µm]	Taille de la chambre (S/V – m ⁻¹)	Type de la ventilation	ρ_p [g/cm ³]	Type de la surface, forme de la chambre	Type de la particule (sphériques)	Type de l'écoulement	constante de dépôt [s ⁻¹]
Byrne 1995	0,7-5,4	V=8 m ³ S=24 m ² S/V=3	hélice à l'intérieur (pas de sortie d'air, perte d'air : 0,06 h ⁻¹)	x	cube, surface : aluminium, papier peint, moquette, astrotruf	particule de silice, monodispersées	turbulent (0,06 h ⁻¹)	$\rho_{de}=1,86*10^{-4} - 3,3*10^{-3}$
Thatcher et Nazaroff 1997	0,1-1,0	V=1,82 m ³ (1) S/V=4,92 V=35,28 m ³ (2) S/V=1,91	-	x	cube en alumine revêtements rougeaux	particules fluorescentes d'ammonium ; monodispersées	convection naturelle	$\rho_{de}=3,82*10^{-7} - 1,91*10^{-4}$
Mosley et al. 2001	0,015-5	V=19 m ³ S/V=0,212	hélice au plafond ventilation traversant	x	murs et plafond : plaque de plâtre sol : linoléum	x	turbulent	$\rho_{de}=1,94*10^{-5} - 2,22*10^{-3}$
Lai, Byrne et Goddard 2002	0,7-5,4	V=8 m ³ S=24 m ² S/V=3	hélice à l'intérieur	x	cube en alumine	particule de silice, monodispersées	turbulent (3 taux de renouvellement d'air)	$\rho_{de}=5,43*10^{-5} - 2,71*10^{-3}$
Thatcher et al. 2002	0,5-20	V=14,2 m ³ (1) S/V=2,465 (2) S/V=3,2	4 hélices à l'intérieur	x	chambre isolée - meublée murs et plafond : plaque de plâtre sol : métal/moquette	gouttelettes d'huile polydispersées	turbulent	$\rho_{de}=2,778*10^{-5} - 3,22*10^{-3}$
Bouilly et al. 2003	0,3-20	V=15,6 m ³ S=37,5 m ² S/V=2,4 V=9,375	ventilation mécanique	$\rho_p=1$	cube – bois peint	latex polydispersée	turbulent	$\rho_{de}=5,56*10^{-5} - 2,26*10^{-3}$
Notre cellule	0,3-2,0	S=27,5 S/V=2,93	écoulement traversant	$\rho_p=4,0$	rectangulaire en bois peint	alumine	dépôt tranquille, turbulent	voir Chapitre III.

Tableau I-2 Constante de dépôt – mesures en modèle « réel »

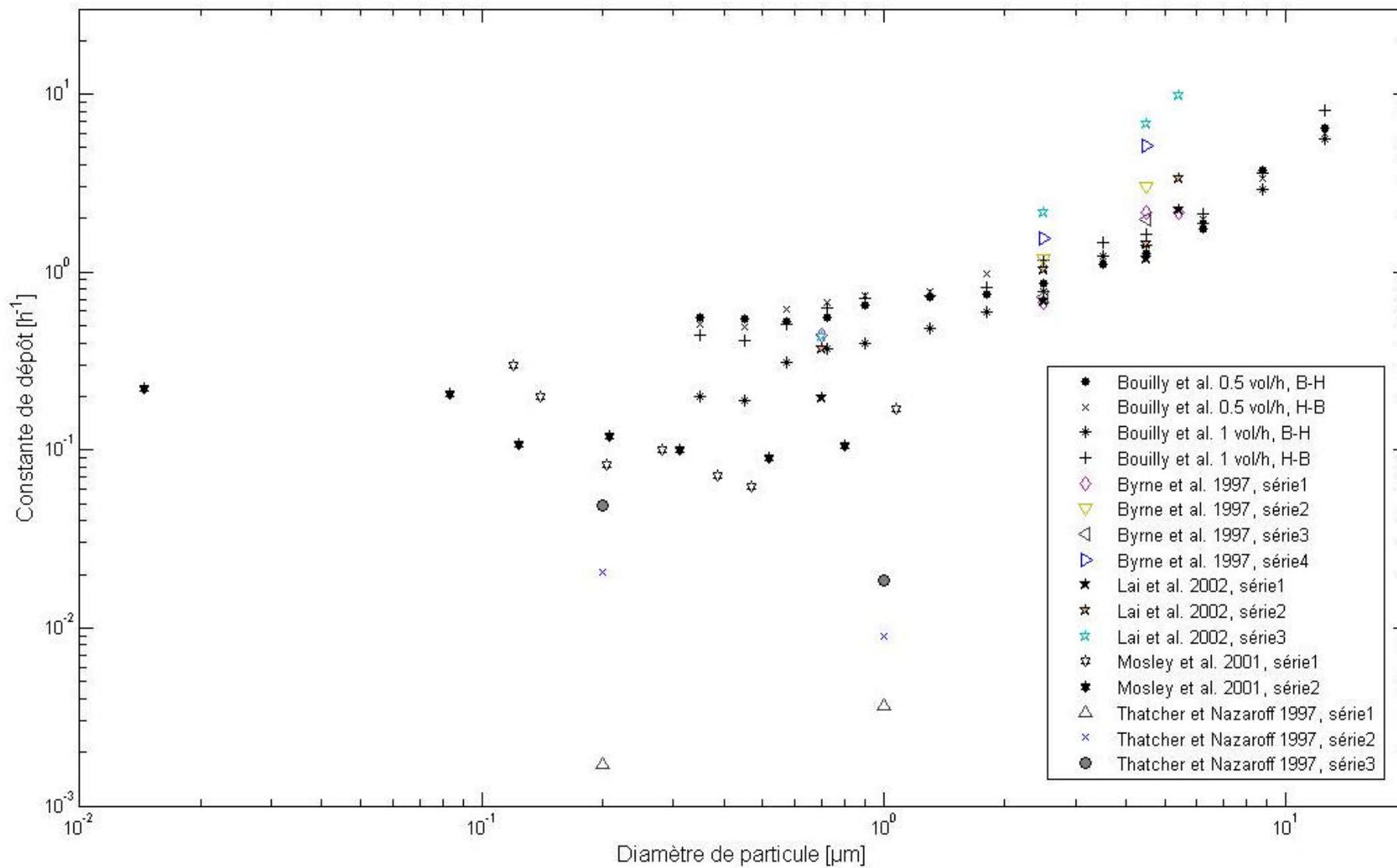


Figure I-19 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats bibliographiques – modèle « réel »

Auteurs	Taille des particules [µm]	Taille de la chambre (S/V – m ⁻¹)	Type de la ventilation	? _p [g/cm ³]	Type de la surface, forme de la chambre	Type de la particule (sphériques)	Type de l'écoulement	constante de dépôt [s ⁻¹]
Nazaroff et Cass 1989	0,07-0,91	V=35,1 m ³ S=74,8 m ² S/V=2,1311	-	x	chambre meublée	fumé de cigarette	convection naturelle	? _{de} =8,06*10 ⁻⁶ – 2,78*10 ⁻⁴
Raunemaa et al. 1989	<0,2 >1,5	x	- mécanique	x	résidence et commerce	Fe, Cl, S, K, Ca	convection naturelle turbulent	v _{dep} =2*10 ⁻³ -5*10 ⁻³
Nazaroff et al. 1990	0,05-2,1	x	- mécanique hélice	x	musées	particules sèches	convection naturelle turbulent	v _{dep} =0,1*10 ⁻⁶ -2*10 ⁻⁵
Thatcher et Layton 1995	1-5	V=550 m ³		? _p =1	sol – bois, moquette, linoléum ; meublé	x	convection naturelle	? _{de} =6,94*10 ⁻⁵ – 1,13*10 ⁻³
Fogh et al. 1997	0,5-5,5	(1) S/V=1,46 (2) S/V=1,64 (3) S/V=2,05 (4) S/V=1,59	hélices, au début	x	résidences meublés, 1-4 occupants	particule de silice, monodispersées	convection naturelle	? _{de} =*10 ⁻⁵ – *10 ⁻³
Thatcher et al. 2003	0,1-10	x	2 hélices sur le sol hélices au plafond	x	résidences meublés	x	turbulent	? _{de} =2,78*10 ⁻⁵ – 1,39*10 ⁻³

Tableau I-3 Constante de dépôt – mesures in situ

I.7. Conclusion

Nous avons construit ce chapitre sur une approche physique du dépôt des particules en commençant par présenter les caractéristiques essentielles des particules, puis en résumant les principaux éléments bibliographiques traitant du dépôt des particules fines dans des cavités ventilées ou non.

Pour traiter la dispersion et le dépôt des particules fines, les différents phénomènes pouvant avoir lieu dans l'air ont été répertoriés : les forces agissant sur les particules ont été présentées ainsi que les limites admises pour leur influence respective.

Après une vaste étude bibliographique, l'approche globale a été choisie pour étudier expérimentalement le dépôt des particules fines et permettre également des comparaisons entre nos propres résultats et ceux issus d'études précédentes.

Cependant, conscients des limites de cette approche globale, nous avons également décidé de coupler à cette approche expérimentale une approche numérique permettant d'acquérir une connaissance beaucoup plus détaillée des phénomènes pouvant influencer le dépôt particulaire.

Le prochain chapitre sera consacré à cette analyse plus détaillée.

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES

II. MODELISATION DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES

II.1. Introduction

A l'intérieur des locaux on considère l'air comme un mélange de particules polluantes et d'air propre.

La résolution du problème du mouvement des particules demande tout d'abord la détermination du mouvement de l'air porteur qui entraîne les particules et les déplace à l'intérieur du local.

Dans le cadre de nos applications à la qualité de l'air à l'intérieur des bâtiments il est légitime de considérer que le polluant particulaire est suffisamment dilué pour supposer négligeable l'effet des particules sur le mouvement de l'air et celui des autres particules. Ainsi le mouvement de l'air une fois calculé ne changera plus pendant nos simulations.

II.2. Modélisation de l'écoulement du fluide

Dans le cadre de notre étude, le fluide où les particules sont présentes, sera :

- newtonien,
- soumis au champ de gravité,
- incompressible à viscosité constante et isotherme.

On utilise les coordonnées cartésiennes où le vecteur de vitesse du fluide, \vec{u}_f , a trois composantes u_f , v_f et w_f suivant x, y et z.

D'après Ferziger et Peric [FER02] l'équation générale de la conservation d'une entité f dans un écoulement (selon l'axe x) est donnée par :

$$\frac{\partial(\mathbf{r}_f \mathbf{f})}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{r}_f \mathbf{f} u_f)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_f \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial x} \right) + q_f \quad (\text{II.1})$$

où f est la variable pour laquelle on écrit l'équation de conservation, q_f la source ou le puit de f et D_f le coefficient de diffusion de f . Dans le Tableau II-1 nous présentons la construction des équations de conservation de la mécanique des fluides (direction x) :

	f	D_f	q_f
continuité	1	0	0
quantité de mouvement	u_f	$\mathbf{u}r_f$	$-\frac{\partial p}{\partial x} - \mathbf{r}_f g$
énergie	$c_p T$	$c_p k_{term}$	q_f
contaminants	C	D_{mol}	S

Tableau II-1 : Equations fondamentales de la mécanique des fluides

Dans le Tableau II-1, g est l'accélération de la pesanteur. Comme nos configurations restent isothermes, l'équation de l'énergie ne sera pas utilisée. A l'intérieur des bâtiments les écoulements d'air sont turbulents. Or, la résolution directe des écoulements turbulents n'est en général pas possible du fait des échelles de temps et d'espace qui seraient nécessaires à leur résolution. De ce fait, on introduit des modèles spécifiques permettant de travailler à des échelles supérieures. De façon à récupérer les effets des échelles non simulées, il faut alors introduire des modèles dits de turbulence dont nous parlons dans le paragraphe suivant.

II.2.1. Les échelles caractéristiques des écoulements turbulents en cavité

Les échelles caractéristiques des tourbillons générés par un écoulement turbulent :

Dans notre configuration, la dimension caractéristique de l'enceinte ventilée détermine la plus grande taille des tourbillons qui peuvent se produire dans l'écoulement. En général on dit que la plus grande structure de tourbillon est égale à $L_t = \sqrt[3]{V}$ où V est le volume de la cavité. Pour un bureau ordinaire, la valeur de cette échelle est de 3 à 5 mètres approximativement selon Etheridge et Sandberg [ETH96].

La taille des plus petits tourbillons est déterminée par la cascade de l'énergie. Les grandes structures se décomposent pendant le mouvement turbulent à cause du frottement visqueux, le mouvement accélère, ainsi les vitesses sont plus élevées et les structures des tourbillons réduisent en taille. Kolmogorov a montré que le mouvement des petits tourbillons dépend uniquement de la quantité d'énergie fournie par le mouvement des gros tourbillons et de la viscosité cinématique du fluide. Alors, les deux paramètres à prendre en compte sont la dissipation de l'énergie $\mathbf{e} \left[\frac{m^2}{s^3} \right]$ et la viscosité cinématique \mathbf{u} . Après l'analyse des dimensions, Kolmogorov a obtenu l'expression suivante pour la taille du plus petit tourbillon qui intervient dans un écoulement turbulent :

$$l_K = \left(\frac{\mathbf{u}^3}{\mathbf{e}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{II.2})$$

Comme \mathbf{u} est constant pour une température donnée, I_K est modifiée directement par \mathbf{e} .

Selon Etheridge et Sandberg [ETH96] la dissipation s'écrit comme suit :

$$\mathbf{e} \cong \frac{\frac{3}{2} \overline{u_f'^2}}{L_t \left(\overline{u_f'^2} \right)^{1/2}} \quad (\text{II.3})$$

A l'intérieur d'une chambre ventilée, la valeur de I_K est approximativement de 1 mm.

Les échelles de temps associées :

L'échelle de temps de Kolmogorov est égale au temps nécessaire au plus petit tourbillon pour effectuer un tour sur lui-même dans le domaine où il y a mouvement, il est donné par :

$$t_K = \sqrt{\frac{\mathbf{u}}{\mathbf{e}}} \quad (\text{II.4})$$

Le temps qui détermine la durée d'un tour du plus grand tourbillon est l'échelle du temps intégral eulérien, définie par :

$$T_E = \frac{L_E}{\underline{u}_f} \quad (\text{II.5})$$

L'échelle du temps intégral lagrangien est l'intervalle le plus long pendant lequel une particule se déplacera dans la même direction [MAT00]. La relation entre ces deux échelles de temps est :

$$T_L = \mathbf{b} T_E \quad (\text{II.6})$$

ou bien

$$T_L = 0,8 \mathbf{b} \frac{k}{\mathbf{e}} \quad (\text{II.7})$$

On peut trouver une analyse détaillée de ces échelles caractéristiques dans Kallio et Reeks [KAL89]. Nous allons utiliser ces échelles dans les modèles d'interaction particules – fluide dans le chapitre II.3.1.4 puis au chapitre IV.2.4.

II.2.2. Les modèles de turbulence

Le mouvement turbulent se caractérise par des tourbillons de différentes tailles, de constantes de temps variables, d'orientations et de vitesses différentes. Ceux-ci donnent à l'écoulement une composante fluctuante dans l'espace et dans le temps. On considère que ces irrégularités du mouvement dans l'espace, restent à une échelle supérieure à celle des molécules du gaz transporté par l'écoulement, rendant l'équation de Navier Stokes utilisable pour nos études. Cette hypothèse est justifiée si nous regardons la cascade des tourbillons, car, pendant les

mouvements turbulents dus aux grands gradients de vitesse du fluide, il y a une dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Cet effet diminue la taille des tourbillons par frottement, et cette diminution continue jusqu'à ce que dans les plus petits tourbillons les forces d'inertie et les forces de viscosité soient en équilibre. La taille de ce tourbillon est appelée micro échelle de longueur de Kolmogorov (l_K).

Pour résoudre ce système d'équations, plusieurs voies existent. Si nous ne faisons aucun compromis et si nous voulons résoudre complètement la turbulence, on utilise la méthode **DNS** (**D**irect **N**umerical **S**imulation – simulation numérique directe). Cette méthode permet de résoudre directement les équations de Navier-Stokes. Les calculs sont beaucoup plus volumineux et plus lents que dans les autres méthodes (car le spectre des tourbillons varie de plusieurs ordres de grandeurs). Ainsi pour décrire l'ensemble des tourbillons, un maillage numérique très fin est indispensable, ce qui impose un pas de temps très petit. C'est pour cette raison également que cette approche est aujourd'hui limitée à l'étude de configurations géométriques élémentaires comme par exemple dans l'étude de Ounis et al. [OUN93] ou encore de McLaughlin [MCL89] et aux écoulements de Re faibles.

Tout mouvement turbulent renferme à la fois des petites et des grandes échelles (petits et grands tourbillons), et il se caractérise par un transfert d'énergie des grandes structures vers les petites. Les grands tourbillons sont influencés par les effets d'inertie alors que les petits le sont par les effets visqueux. Les grandes échelles sont dépendantes du fluide car celui-ci a une influence significative sur leur structure et elles sont anisotropes alors que les petites sont isotropes (dans le cas d'un écoulement à haut nombre de Reynolds).

Les grands tourbillons ont une viscosité pratiquement nulle, et le moment angulaire est conservé pendant leur mouvement tournant. Grâce à cet effet, la rotation des tourbillons augmente et leur diamètre diminue pendant leur déplacement. Cet effort de frottement qui est effectué par l'écoulement sur les grands tourbillons produit l'énergie qui maintient la turbulence.

En général, nous n'avons pas la possibilité de résoudre la turbulence jusqu'à la plus petite structure de l'écoulement et, dans la plupart des cas, nous n'avons pas besoin de connaître toutes les caractéristiques du mouvement. Dans ce cas, on introduit des modèles représentant les effets de la turbulence sur l'écoulement. Le fait que les gros tourbillons sont plus importants énergétiquement que les petits, a conduit au développement de la méthode **LES**

(Large Eddy Simulation – simulation des grandes échelles). Dans cette méthode les équations sont résolues pour les grosses structures de la turbulence, et l'effet des structures plus petites est pris en compte par des modèles de sous – mailles. Cette hypothèse permet d'utiliser un maillage largement plus grossier que dans la méthode DNS, mais aussi de l'adapter au problème traité. Ainsi, en LES, on utilise des équations filtrées sur l'espace. Une bonne description de cette approche a été donnée par Chen et al. [QIN01].

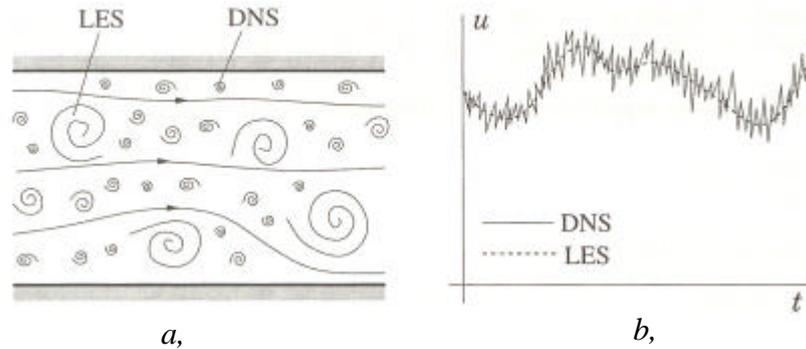


Figure II-1 : Représentation schématique du mouvement turbulent (a,) et la dépendance du temps d'une composante de vitesse dans un point donné (b,) [FER02]

Sur la Figure II-1 une représentation schématique du mouvement turbulent est présentée. La limite entre les deux modèles DNS et LES est lisible, les plus petits tourbillons font partie de la description apportée par la DNS, alors que les grosses structures sont présentes dans les deux approches. Sur la figure b, on voit la différence entre les deux calculs de vitesse, car la LES donne une moyenne « lisse » dans le temps alors que la DNS suit le mouvement de toutes les structures et la présence des petites variations est visible sur le résultat. La courbe représentant la vitesse est plus perturbée, on y voit l'influence directe des petites structures. Une étude exhaustive sur la comparaison entre DNS et LES a été menée par Piomelli [PIO01]. Bouilly [BOU03] a utilisé la LES avec différents modèles de sous – mailles pour étudier le dépôt de particules de diamètre $5 \mu\text{m}$. Béghein et al. [BEG05] ont utilisé la LES avec le modèle de sous - mailles Smagorinsky pour calculer la dispersion des grosses particules polluantes (5 et $20 \mu\text{m}$ de diamètre) dans une chambre de taille de $2.5*2.5*2.5 \text{ m}^3$. Avec cette configuration le mouvement réel des particules étudiées de durée 38 secondes a demandé 19 jours de calcul. Le maillage contenait $57x*82y*57z$ cellules.

Le dernier groupe de modèles est celui des modèles liés à l'utilisation de moyennes temporelles. Dans ces modèles, largement employés aujourd'hui, on introduit les moyennes temporelles des différentes variables dans l'équation de Navier-Stokes et on fait des hypothèses de fermeture pour résoudre les équations supplémentaires (contraintes de Reynolds) qui apparaissent dans ces équations du fait de l'introduction des champs moyens.

On utilise les équations de Reynolds aux moyennes temporelles (**RANS – Reynolds Averaged Navier Stokes**). Ces modèles peuvent être regroupés de la manière suivante [VER95] :

- modèles à zéro équation (ou modèles de longueur de mélange)
- modèles à deux équations (k-e modèles)
- modèles à contraintes de Reynolds
- modèles des contraintes algébriques.

La moyenne temporelle d'une quantité s'exprime dans le cas d'un écoulement stationnaire et turbulent, comme la somme de la moyenne dans le temps, \bar{j} :

$$\bar{j} = \frac{1}{t_{int}} \int_0^{t_{int}} \underline{j} dt \quad (\text{II.8})$$

et de la partie instantanée, \underline{j}' :

$$\underline{j} = \bar{j} + \underline{j}' \quad (\text{II.9})$$

Le temps t_{int} [s], sur lequel on intègre l'équation, doit être significativement plus grand que la période pendant laquelle un tourbillon traverse un point de l'espace (voir Figure II-2). La moyenne temporelle d'une quantité instantanée est nulle :

$$\bar{j}' = \frac{1}{t_{int}} \int_0^{t_{int}} \underline{j}' dt = 0 \quad (\text{II.10})$$

et l'écoulement moyen est supposé stationnaire

$$\frac{\partial \bar{j}}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.11})$$

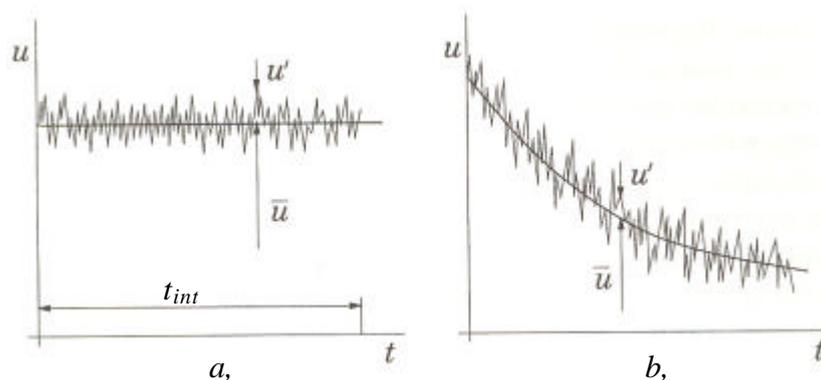


Figure II-2 : Moyenne dans le temps pour un écoulement stationnaire (a.) et moyenne pour un écoulement instationnaire (b.) [FER02]

L'équation gouvernant l'écoulement dans les modèles RANS devient alors (à partir de l'équation (II.1)) :

$$\frac{\partial(\mathbf{r}_f \bar{\mathbf{f}})}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{r}_f \overline{\mathbf{f} u_f})}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_f \frac{\partial \bar{\mathbf{f}}}{\partial x} - \mathbf{r}_f \overline{u_f' \mathbf{f}'} \right) + q_f \quad (\text{II.12})$$

Les modèles RANS sont basés sur l'analogie entre les effets des contraintes visqueuses et des contraintes de Reynolds sur l'écoulement moyen (d'après Boussinesq). Ainsi, dans les écoulements laminaires, la dissipation de l'énergie ou le transport des quantités (masse, moment, énergie) perpendiculairement à la direction de l'écoulement est réalisée par la viscosité, par conséquent on considère l'effet de la turbulence comme une augmentation de la viscosité. De fait, les contraintes de Reynolds peuvent être modélisées comme une viscosité turbulente (eddy - viscosity models) :

$$-\mathbf{r}_f \overline{u_f' v_f'} = \mathbf{m} \left(\frac{\partial \overline{u_f}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v_f}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \mathbf{r}_f \mathbf{d}_{ij} k \quad (\text{II.13})$$

où \mathbf{d}_{ij} est le symbole de Kronecker ($\mathbf{d}_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\mathbf{d}_{ij} = 0$ autrement) et k est l'énergie cinétique turbulente. Le modèle de diffusion des tourbillons pour le flux de concentration turbulent est :

$$-\mathbf{r}_f \overline{u_f' c'} = \mathbf{e}_p \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \quad (\text{II.14})$$

où

$$\mathbf{e}_p = \frac{\mathbf{m}}{Le} \quad (\text{II.15})$$

est le coefficient de diffusion turbulente, et dans l'expression (II.15) Le est le nombre de Lewis de la quantité \mathbf{f} , rapport entre le nombre de Schmidt et celui de Prandtl.

$$Le = \frac{Sc}{Pr} \quad (\text{II.16})$$

Dans l'expression (II.13) nous avons introduit \mathbf{m} , la viscosité dynamique turbulente. Cette quantité \mathbf{m} est proportionnelle à une échelle de vitesse u_f , mais aussi à une échelle de longueur, L_t , caractérisant l'échelle spatiale des gros tourbillons de l'écoulement turbulent :

$$\mathbf{m} = u_f L_t \mathbf{r}_f \quad (\text{II.17})$$

Pour la fermeture du système formé par les équations de conservation, il faut alors déterminer \mathbf{m} , la viscosité turbulente, seule inconnue de ces modèles.

- Dans les modèles à zéro équation (ou longueur de mélange), pour déterminer les contraintes de Reynolds dans l'expression de \mathbf{m} , on lie une échelle de longueur caractéristique de l'écoulement à la vitesse. Ce sont des modèles peu compliqués

mathématiquement, par contre ils s'appliquent seulement aux cas très simples car le choix de cette longueur de mélange devient trop complexe autrement.

- Dans les modèles à deux équations, on résout deux équations supplémentaires, une pour l'énergie cinétique turbulente k , et une autre pour son taux de dissipation e . Dans ces modèles, l'équation de conservation de k est une équation de transport de l'échelle de vitesse, la deuxième équation représente le transport de l'échelle de longueur.

Jusqu'à nos jours, les modèles $k - e$ ont été les plus populaires pour résoudre les écoulements turbulents. En effet, ils donnent un bon compromis entre la qualité des résultats et le temps de calcul. Cependant, pour ces deux types de modèles (à zéro et à deux équations), on considère la viscosité turbulente comme isotrope. Ainsi, si le rapport entre les contraintes de Reynolds et le taux moyen de déformation n'est pas identique dans toutes les directions nous avons besoin d'équations supplémentaires pour les contraintes de Reynolds elles mêmes. C'est pour cette raison que les modèles de contraintes de Reynolds ont été développés. Par contre, dans ces modèles il y a sept nouvelles équations aux dérivées partielles qui apparaissent, et par conséquent, ces modèles sont très coûteux. Ils ne sont pas encore adaptés aux écoulements rencontrés dans les bâtiments et a fortiori à ceux qui sont pollués par les particules. Pour simplifier la situation, un autre type de modèle a été formé à partir d'équations algébriques plus simples. Cette dernière famille de modèles permet de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence en limitant toutefois l'augmentation du temps de calcul.

II.2.2.1. Synthèse

Si les modèles DNS permettent la résolution complète de la structure de l'écoulement, la réalisation d'un tel calcul dans une enceinte ventilée entière est aujourd'hui trop coûteux et il n'y a pas de justification à une telle exigence d'exactitude au niveau des résultats. Par contre comme nous sommes intéressés essentiellement par le comportement des particules fines, la LES ne nous convient pas non plus. En effet, dans cette méthode la structure fine de l'écoulement est modélisée, alors que le mouvement particulaire est largement influencé par celle-ci. Par conséquent, nous avons opté pour les modèles de troisième type, les modèles $k - e$ qui permettent d'obtenir un bon compromis entre la qualité des résultats et le coût de calcul.

II.2.2.2. Les modèles $k - e$

Le modèle $k - e$ le plus utilisé dans la bibliographie est le modèle *standard* [BEG92], [SAN99]. Il existe selon la relation entre les contraintes de Reynolds et les effets visqueux des modèles linéaires, des modèles quadratiques et cubiques. Selon la différence de traitement de la couche limite, on distingue les modèles à haut nombre de Reynolds et à bas nombre de Reynolds. Cependant [VER95] a montré que les modèles $k - e$ ont des difficultés à suivre les

écoulements complexes comme les écoulement rotatifs, les écoulements à couche limite très fine ou encore des écoulements à fluides séparés. Malgré ces critiques, les modèles $k - \epsilon$ ont eu un succès indiscutable dans les applications industrielles et pour les bâtiments, et restent encore en plein développement de nos jours. Avec les progrès réalisés ces dernières années dans la construction des supers calculateurs, les simulations avec les modèles à bas nombre de Reynolds sont de plus en plus utilisées. L'avantage des modèles à bas nombre de Reynolds est que nous n'avons plus besoin d'utiliser de modèles empiriques pour représenter la couche limite, elle est complètement intégrée au domaine de calcul. De ce fait, il est alors nécessaire d'avoir un maillage beaucoup plus fin, surtout au voisinage des parois. Dans nos études, nous avons utilisé ces modèles à bas nombre de Reynolds. Au sein du laboratoire, nous disposons d'un code commercial, StarCD qui a été utilisé pour réaliser nos calculs. Pour l'écoulement turbulent nous avons eu le choix entre plusieurs modèles à bas nombre de Reynolds qui sont disponibles dans StarCD. Nous présentons ici le modèle retenu.

II.2.2.3. Le modèle retenu

Ces modèles à bas nombre de Reynolds sont utilisés du fait que dans les pièces nous avons à la fois des écoulements turbulents mais également des zones laminaires (notamment près des parois). Avec la diminution de la vitesse de l'écoulement ces modèles se transforment en modèles décrivant l'écoulement laminaire.

Le modèle standard à bas nombre de Reynolds

Les équations de base du modèle sont:

- l'équation de l'énergie cinétique turbulente ;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{r}_f k) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mathbf{r}_f v_f k - \left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{s}_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] = \quad (\text{II.18})$$

$$\mathbf{m}_t (P + P_B) - \mathbf{r}_f \mathbf{e} - \frac{2}{3} \left(\mathbf{m}_t \frac{\partial u_f}{\partial x} + \mathbf{r}_f k \right) \frac{\partial u_f}{\partial x} + \mathbf{m}_t P_{NL}$$

avec

$$P = S_{ij} \frac{\partial u_f}{\partial y} \quad (\text{II.19})$$

et

$$S_{ij} = \frac{\partial u_f}{\partial y} + \frac{\partial v_f}{\partial x} \quad (\text{II.20})$$

et

$$P_B = - \frac{g_i}{\mathbf{s}_{h,t}} \frac{1}{\mathbf{r}_f} \frac{\partial \mathbf{r}_f}{\partial x} \quad (\text{II.21})$$

et

$$P_{NL} = -\frac{\mathbf{r}_f}{\mathbf{m}} \frac{u_f v_f}{\partial y} \frac{\partial u_f}{\partial y} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_f}{\partial x} + \frac{\mathbf{r}_f k}{\mathbf{m}} \right) \frac{\partial u_f}{\partial x} \right] \quad (\text{II.22})$$

– l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ;

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{r}_f \mathbf{e}) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mathbf{r}_f v_f \mathbf{e} - \left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{s}_e} \right) \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial y} \right] = \\ C_{e1} \frac{\mathbf{e}}{k} \left\{ \mathbf{m} (P + P') - \frac{2}{3} \left(\mathbf{m} \frac{\partial u_f}{\partial x} + \mathbf{r}_f k \right) \frac{\partial u_f}{\partial x} \right\} \\ + C_{e3} \frac{\mathbf{e}}{k} \mathbf{m} P_B - C_{e2} \left(1 - 0.3 e^{-R_t^2} \right) \mathbf{r}_f \frac{\mathbf{e}^2}{k} + C_{e4} \mathbf{r}_f \mathbf{e} \frac{\partial u_f}{\partial x} + C_{e1} \frac{\mathbf{e}}{k} \mathbf{m}_t P_{NL} \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

où

$$P' = 1,33 \left[1 - 0,3 e^{-R_t^2} \right] \left[P + 2 \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{m}_t} \frac{k}{y^2} \right] e^{-0,00375 R_{e_y}^2} \quad (\text{II.24})$$

et la viscosité turbulente est :

$$\mathbf{m}_t = f_m \frac{C_m \mathbf{r} k^2}{\mathbf{e}} \quad (\text{II.25})$$

où

$$f_m = \left[1 - e^{-0,0198 R_{e_y}} \right] \left(1 + \frac{5,29}{R_{e_y}} \right) \quad (\text{II.26})$$

Dans cette expression, le nombre de Reynolds turbulent local est :

$$R_{e_y} = \frac{y \sqrt{k}}{\mathbf{u}} \quad (\text{II.27})$$

Les valeurs des variables évoquées dans le modèle sont les suivantes :

$$C_\mu = 0,09, \quad C_{e1} = 1,44, \quad C_{e2} = 1,92 \quad \text{et} \quad \mathbf{s}_k = 1,00, \quad \mathbf{s}_e = 1,30 \quad [\text{VER95}].$$

II.2.2.4. Traitement de la couche limite

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe précédent, les modèles à bas nombre de Reynolds n'utilisent pas de loi empirique pour le traitement de la couche limite. Pour décrire le mouvement du fluide au voisinage des parois, ils utilisent un raffinement du maillage qui demande beaucoup d'effort de calcul, mais qui, par contre, ne suppose pas d'hypothèses supplémentaires sur la description du mouvement dans la couche limite. Sur ce maillage plus fin, l'équation (II.23) n'est pas résolue au voisinage des parois, mais elle est remplacée par l'expression suivante :

$$\mathbf{e} = \frac{2\mathbf{u}k}{y^+} \quad (\text{II.28})$$

où le y^+ est de l'ordre de grandeur de 1 pour les cellules se trouvant au voisinage immédiat des parois.

y est la distance de la paroi d'où y^+ la distance adimensionnée est exprimé comme suit :

$$y^+ = \frac{yu^* \mathbf{r}_f}{m} \quad (\text{II.29})$$

II.3. Modélisation de dispersion et de dépôt des particules fines

Après avoir analysé l'écoulement turbulent du fluide et sélectionné un modèle de turbulence adapté à la prédiction des écoulements présents dans les pièces d'habitation, nous arrivons à la partie suivante de notre travail qui concerne la description du mouvement particulaire dans les bâtiments. On considère ici les particules fines entre 0,35 et 2,0 μm de diamètre. L'objectif de nos travaux est de déterminer la constante de dépôt particulaire et de calculer les valeurs de la vitesse de dépôt des particules dans les locaux d'habitation.

II.3.1. Les modèles lagrangiens

Dans ce paragraphe, nous faisons le bilan des modèles existants parmi lesquels nous choisirons celui qui nous convient le mieux. Ensuite, nous exposons les travaux précédents.

II.3.1.1. Obtention de l'équation de transport

Les méthodes lagrangiennes traitent la phase particulaire comme une phase discrète où on suit chaque particule individuellement tout au long de son parcours dans l'écoulement. On prend l'hypothèse que les particules en suspension dans l'air ne modifient pas l'écoulement pendant leur déplacement. Le comportement particulaire est modélisé par une moyenne statistique à partir d'un nombre de trajectoires calculées par résolution de l'équation de la dynamique écrite pour chaque particule.

Le système d'équation qui décrit le mouvement des particules discrètes dans un fluide est :

$$m_p \frac{d\bar{\mathbf{u}}_p(t)}{dt} = \sum \bar{\mathbf{F}}_i, \quad \text{équation dynamique} \quad (\text{II.30})$$

et

$$\frac{d\bar{\mathbf{x}}_p(t)}{dt} = \bar{\mathbf{u}}_p(t), \quad \text{équation cinématique} \quad (\text{II.31})$$

où la masse d'une particule est égale à

$$m_p = \mathbf{r}_p \frac{\rho d_p^3}{6} \quad (\text{II.32})$$

La résolution du système est effectuée numériquement, et sera présentée dans le Chapitre IV.

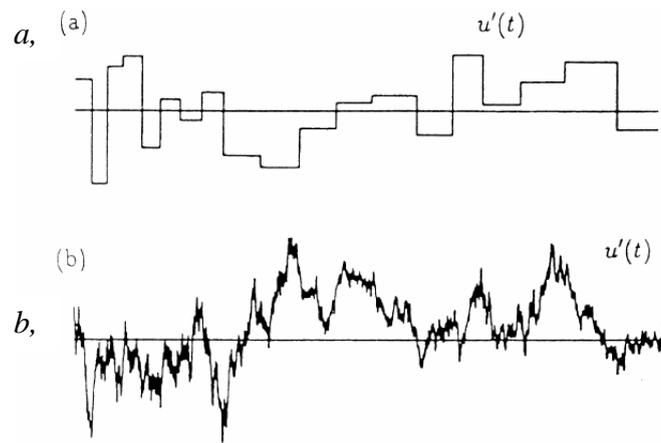
II.3.1.2. Conditions aux limites

D'une façon générale, nous utilisons des parois lisses et adiabatiques. A l'injection dans la cellule test, nous imposons la vitesse de l'écoulement et par là même, le débit massique de fluide qui entre dans l'enceinte. Du fait de la conservation de la masse, nous avons bien évidemment, le même débit massique à la sortie.

On imposera également qu'une particule touchant la paroi reste bloquée sur cette surface, la remise en suspension n'est pas autorisée (voir chapitre I.4.4.)

II.3.1.3. Génération des fluctuations de vitesse

Avec les modèles moyens en temps (**RANS**) pour la phase fluide, il faut noter que l'on n'obtient que le champ de vitesse moyen et de ce fait un calcul supplémentaire est nécessaire pour obtenir les champs des vitesses fluctuantes. On reconstitue alors ces composantes instantanées à l'aide de modèles supplémentaires. Ici on présente deux groupes de modèles. Le premier groupe est constitué des modèles de «parcours aléatoire discontinu» (**DRW** – **Discountinuous Random Walk**). Un modèle de ce groupe est celui de Gosman et Ioannides utilisé parmi d'autre par Sandu [SAN99] et par Abadie [ABA00] au LEPTAB. Dans ce modèle, les fluctuations de la vitesse sont approchées par une fonction basse fréquence qui élimine les fluctuations et remplace les changements aléatoires par des valeurs moyennes pour chaque pas de temps. Cette valeur est liée aux caractéristiques locales du fluide à l'endroit demandé. Le deuxième groupe est la famille des modèles de «parcours aléatoire continu» (**CRW** – **Continuous Random Walk**). Dans ces modèles, les fluctuations (dont l'anisotropie des tensions), sont prises en compte. Avec cette possibilité, on peut suivre le mouvement des particules plus précisément, ce qui est indispensable pour les particules fines car elles répondent rapidement aux changements de la vitesse du fluide. Les deux modèles sont présentés sur la Figure II-3.

Figure II-3 Les modèles *a*, DRW et *b*, CRW. [LOT00]

La Figure II-3 (a) présente les vitesses obtenues par le modèle DRW. On voit que les fluctuations sont suivies d'une façon aléatoire mais à l'aide de valeurs moyennées sur les pas de temps. Par conséquent, on perd l'information sur la structure fine réelle de l'écoulement. Contrairement aux modèles DRW, les modèles CRW présentés sur la Figure II-3 (b), suivent mieux les fluctuations aléatoires de l'écoulement en redonnant les variations plus rapides dans le temps et ils suivent ainsi mieux la nature de la turbulence. Ces modèles CRW sont encore plus coûteux en temps calcul que les modèles DRW.

Il existe un troisième groupe de modèle pour la génération des fluctuations de vitesse, appelé modèle d'équation différentielle stochastique de Langevin (**SDE** – **S**tochastic **D**ifferential **E**quation) [LOT00]. Cette approche prometteuse n'est pas encore complètement adaptée aux écoulements chargés en particules, ainsi dans cette étude nous ne l'utiliserons pas.

Pour affiner les limites des modèles DRW, nous avons décidé de tester ce groupe de modèles.

II.3.1.4. Etude bibliographique

Dans le modèle proposé par Gosman et Ioannides en 1981, la fluctuation des vitesses est reproduite par un modèle nommé « interaction *tourbillon – particule* » (**EIM** – **E**ddy **I**nteraction **M**odel). Dans ces modèles, le champ de turbulence est représenté comme une série de tourbillons de zéro dimension. Le nom « zéro dimension » vient du fait qu'un tourbillon est censé gérer une perturbation constante pendant son interaction avec la particule. Au début ($t = 0$) de l'interaction, la particule a une vitesse $\overline{u_{p,0}}$, et elle rencontre une particule de fluide au milieu d'un tourbillon. La vitesse instantanée du fluide à ce point est donnée par la somme de la partie moyenne de vitesse du fluide, $\overline{u_f}$, et de la partie fluctuante, $\overline{u_f}'$:

$$\overline{u_{f,p}} = \overline{u_f} + \overline{u_f'}, \quad (\text{II.33})$$

La valeur de la vitesse moyenne vaut zéro dans le cas de la turbulence homogène [GRA96]. Pour calculer la valeur de $\overline{u_f'}$, ces modèles effectuent un tirage aléatoire pour une variable à distribution Gaussienne de moyenne nulle. Avec l'écart type s_{ii} proportionnel à k :

$$s_{ii} = \sqrt{\overline{u_f'^2}} \quad (\text{II.34})$$

En supposant que les fluctuations de vitesse sont identiques dans toutes les directions – la turbulence est isotrope – cette expression s'écrit :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{II.35})$$

ainsi

$$k = \frac{3}{2} \overline{u'^2} \quad (\text{II.36})$$

et d'ici l'écart type

$$s_{ii} = \sqrt{\frac{2}{3} k} \quad (\text{II.37})$$

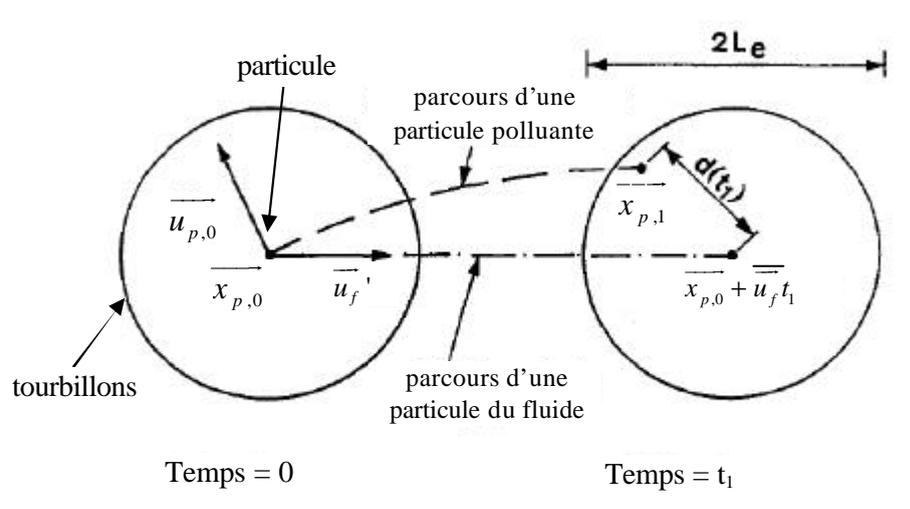


Figure II-4 Modèle « interaction *tourbillon – particule* » [GRA96]

La géométrie d'une interaction entre une particule et un tourbillon est présentée sur la Figure II-4. Au moment initial, la particule est au centre du tourbillon correspondant, puis au moment $t = t_1$, les deux se sont déplacés séparément du fait de vitesses différentes. Ainsi, leur position relative est-elle modifiée.

L'interaction se termine soit

- au temps t , si celui-ci dépasse le temps t_e la durée de vie d'un tourbillon,

- si l'écart entre la position de la particule et le centre du tourbillon, $d(t_1)$ dépasse l'échelle de longueur de tourbillon L_e .

Le temps nécessaire pour traverser un tourbillon t_c est déterminé comme suit :

$$d(t_c) = L_e \quad (\text{II.38})$$

L'équation du mouvement de la particule est intégrée sur l'intervalle du temps d'interaction entre particule et tourbillon, t_{int} , qui est le minimum entre la durée de vie du tourbillon t_e , et le temps de traversée du tourbillon, t_c [GRA96].

Enfin, on constate que dans les modèles «interaction *tourbillon – particule* » le mouvement d'une particule est déterminé par trois paramètres :

- la vitesse du tourbillon,
- la durée de vie du tourbillon
- l'échelle caractéristique de longueur du tourbillon.

Selon la détermination de ces trois paramètres, on distingue plusieurs types de modèles. Le plus connu est le modèle de Gosman et Ioannides qui détermine ces paramètres à l'aide des résultats obtenus pour l'écoulement par un modèle de $k - \epsilon$.

Plusieurs études ont été réalisées à l'aide du modèle de Gosman et Ioannides. Contrairement à Kalio et Reeks [KAL89] qui ont proposé une fonction exponentielle pour obtenir l'échelle du temps lagrangien, Graham et al. [GRA96] ont montré qu'en choisissant t_e comme constante,

$$t_e = 2T_L \quad (\text{II.39})$$

on obtient une dispersion consistante des particules. Matida et al. [MAT00] ont souligné que en choisissant t_e constante on obtient une simulation numérique plus performante au niveau du temps du calcul, puis ils ont proposé l'expression pour la durée de vie d'un tourbillon (en utilisant l'expression (II.39))

$$t_e = C_1 \frac{(v'_{rms})}{\epsilon} \quad (\text{II.40})$$

En suggérant $C_1=1$ pour la meilleure correspondance aux résultats des expérimentations de Liu et Agarwal [LIU74] (v'_{rms} est la racine carrée de la partie fluctuante de la vitesse radiale de l'écoulement dans un tuyau).

II.3.1.5. Conclusion

Nous considérons que l'approche Lagrangienne est un outil efficace dans la prédiction du mouvement des particules polluantes de l'air. Par contre en analysant les méthodes disponibles, nous réalisons que les petites particules imposent une restriction sur le pas de temps de calcul qui risque d'augmenter de façon irréaliste le temps total de résolution. Cette contrainte marque certainement une limite importante dans l'utilisation des modèles lagrangiens. Comme notre intérêt se porte sur les écoulements d'air dans les bâtiments, donc les grands volumes, nous sommes obligés d'élargir la palette des modèles utilisables pour mieux décrire le mouvement des particules fines. C'est pour cette raison que notre intérêt s'est tourné vers les modèles eulériens qui permettent de traiter des particules fines. Les paragraphes suivants sont consacrés à la présentation de cette approche.

II.3.2. Les modèles eulériens

L'application de l'approche eulérienne étant très vaste, nous avons restreint notre revue bibliographique au domaine des descriptions du mouvement des particules fines dans les locaux, (diamètre inférieur à $2,0 \mu\text{m}$). D'abord, nous résumons brièvement le principe de cette approche. Par la suite, nous montrons différents exemples d'application de cette méthode aux intérieurs de bâtiments, avec une analyse approfondie du cas d'étude effectué par Lai et Nazaroff [LAI00].

Dans l'approche eulérienne, les particules sont traitées comme une phase continue, par conséquent, les équations sont similaires à celles de Navier – Stokes mais impliquent quelques nouveaux termes. Pour pouvoir utiliser l'approche eulérienne, la satisfaction des critères de continuité sont nécessaires. Ainsi, tous les éléments quantitatifs doivent contenir une certaine quantité de particules pour calculer les propriétés moyennes statistiques des particules. La taille d'une particule doit être inférieure à l'échelle de Kolmogorov, l_K , car dans l'approche eulérienne on considère que les particules constituent une deuxième phase transportée par l'écoulement. Si la taille d'une particule dépassait la taille de la plus petite structure du fluide, la condition de continuité ne serait plus valable (voir paragraphe II.2.1.). Cette condition est vérifiée dans nos problèmes.

Nous considérons négligeable l'échange de masse entre les particules et le fluide et également l'échange de quantité de mouvement des particules vers le fluide. Les problèmes principaux à résoudre sont la détermination du coefficient de diffusion turbulente et l'introduction des conditions aux limites.

II.3.2.1. Obtention de l'équation du transport

Pour obtenir l'équation de conservation moyenne de la phase « particule », nous écrivons l'équation de Fick qui régit la diffusion moléculaire

$$\frac{\partial C(\vec{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial C(\vec{x}, t) \overline{u_f}(\vec{x}, t)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[D_{Bro}(\vec{x}, t) \frac{\partial C(\vec{x}, t)}{\partial x_i} \right] \quad (\text{II.41})$$

où $C(\vec{x}, t)$ est la concentration en particule. Chaque variable dépend de la position et du temps, elle s'écrit donc rigoureusement $\mathbf{j}(\vec{x}, t)$, mais pour la suite nous garderons simplement leur écriture \mathbf{j} .

Nous décomposons chaque variable utilisée en un terme moyen $\overline{\mathbf{j}}$ et un terme fluctuant \mathbf{j}' (vu à l'équation (II.9)). Ainsi l'expression de la concentration est la suivante :

$$C = \overline{C} + C' \quad (\text{II.42})$$

En supposant que la diffusivité brownienne D_{Bro} ne soit pas fluctuante, l'équation (II.41) devient alors :

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{u_f} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[D_{Bro} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} - \overline{u_{fi}' C'} \right] \quad (\text{II.43})$$

Nous considérons que les termes fluctuants sont proportionnels au gradient moyen de la concentration :

$$\overline{u_{fi}' C'} = -\mathbf{e}_p(\vec{x}, t) \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} \quad (\text{II.44})$$

où $\overline{u_{fi}' C'}$ représente la dispersion turbulente de la particule et \mathbf{e}_p est le coefficient de diffusivité turbulente de la phase transportée (les particules). En substituant l'équation (II.44) dans l'équation (II.43) nous obtenons

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{u_f} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(D_{Bro} S_{ij} + \mathbf{e}_p) \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II.45})$$

Dans la méthode eulérienne nous utilisons ainsi le champ de vitesse moyenne du fluide pour décrire le mouvement des particules transportées. Les fluctuations d'origine turbulente sont prises en compte au travers de la diffusion turbulente, nous considérons également que les particules respectent la première loi de Fick. De plus, comme pour la méthode lagrangienne, les particules sont supposées suffisamment diluées pour ne pas modifier les caractéristiques du fluide. Enfin, dans notre cas, la concentration en particules est telle qu'il n'y a pas

d'interaction entre les particules. Avec l'approche eulérienne nous obtenons directement le champ de concentration en particules.

Il existe deux types de mélange *particules – fluide* : soit les particules sont présentes en faible quantité, ainsi nous considérons qu'elles ne modifient pas le comportement de la phase fluide, soit la quantité de particules est importante, et dans ce cas là l'interaction fluide – particule n'est plus négligeable. Dans le premier cas, le mélange est considéré comme une phase, la méthode s'appelle « méthode monophasique ». Dans le deuxième cas, les particules forment un deuxième fluide et la méthode s'appelle « méthode biphasique » ou bien « méthode à deux fluides ». A l'intérieur des bâtiments les écoulements sont faiblement chargés en particule par rapport aux cas industriels par exemple, nous utiliserons donc la « méthode monophasique ».

Il y a trois principaux types de modèles eulériens monophasiques qui ont été développés selon le traitement du dépôt dans les endroits clos : modèle de vol libre, modèle de gradient de diffusion et modèle de turbophorèse.

II.3.2.2. Modèle de vol libre

D'après le travail de Tchen [HIN75] qui a traité le mouvement du fluide, une proposition parmi les premières a été faite par Friedlander et Johnstone en 1957 [FRI57] pour décrire le dépôt des particules d'un écoulement turbulent. Le principe de cette théorie explique la rapide augmentation de la vitesse de dépôt des particules sur une surface verticale avec de faibles augmentations de la taille des particules en régime de *diffusion - impact*. Le phénomène a été observé par les auteurs pendant leurs expérimentations. Ces modèles de vol libre considèrent uniquement le dépôt sur les surfaces verticales.

Ce type de modèles se fonde sur la résolution du bilan de conservation de la masse du polluant particulaire. Leur principe est que les particules polluantes peuvent se déposer sur les murs en traversant la région laminaire de la couche limite proche des parois en vol libre au lieu de diffuser.

L'effet du déplacement est le suivant : les particules sont transportées vers les parois par les grandes échelles de la turbulence. Près des parois verticales, les tourbillons disparaissent à cause du frottement, alors que les particules continuent leur mouvement en vol libre vers les murs. L'impact est situé là où les particules touchent le mur. Le mouvement des particules n'est plus lié à la diffusion mais au vol libre à la distance d'arrêt. La distance d'arrêt d'une

particule est la distance caractéristique le long de laquelle la particule se déplacera au travers de l'air stagnant avant de s'arrêter, la vitesse initiale de la particule étant connue voir Figure II-5. La distance d'arrêt est déterminée par :

$$S = \tau_p u_{pini} \quad (\text{II.46})$$

où S est la distance d'arrêt et u_{pini} est la vitesse initiale de la particule.

La forme sans dimension est :

$$S^+ = \frac{Su^*}{\nu} \quad (\text{II.47})$$

En écrivant l'équation de conservation de la masse pour un écoulement turbulent et en appliquant la moyenne de Reynolds nous obtenons la loi de diffusion de Fick, modifiée pour inclure les effets de diffusion turbulente :

$$J = (D_{Bro} + e_p) \frac{dC^+}{dy^+} \quad (\text{II.48})$$

où

$$C^+ = \frac{\bar{C}}{C_\infty} \quad (\text{II.49})$$

et C_∞ est la concentration moyenne en temps, loin des parois, qui est supposée être constante.

La distance de capture, Δ , est définie comme la distance où la particule commence son vol libre vers le mur. La définition graphique de ces quantités est présentée sur la Figure II-5.

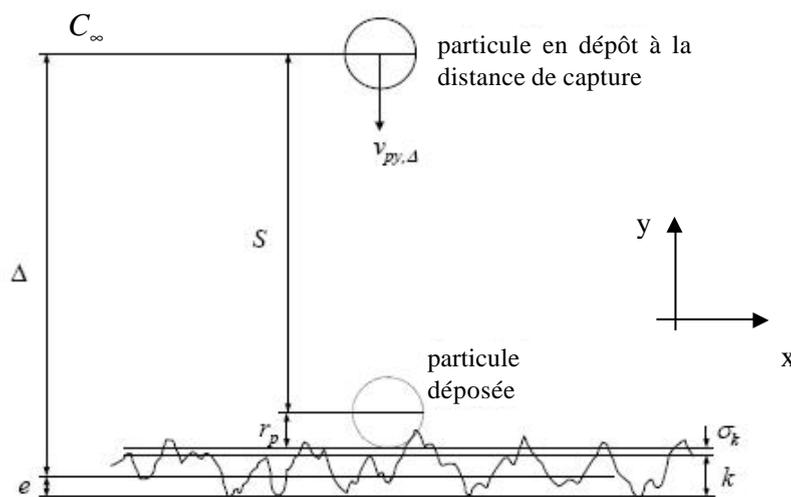


Figure II-5 Définition graphique de S et Δ par Sippola [SIP02]

D'après la définition de la vitesse de dépôt donnée par l'équation (I.50) (le flux des particules au travers de la couche limite), et en utilisant la formule (I.51) pour l'adimensionner, les valeurs v_{dep} par la vitesse de friction; on obtient la forme générale de l'équation de vitesse de dépôt en modèle de vol libre :

$$\frac{1}{v_{dep}^+} = \frac{1}{u_{py,\Delta^+}^+} + \int_{\Delta^+}^{y^+(c^+=1)} \frac{dy^+}{\left(\frac{D_{Bro}}{\nu} + \frac{e_p}{\nu} \right)} \quad (II.50)$$

u_{py,Δ^+}^+ est la composante y (perpendiculaire à la paroi) de la vitesse de la particule à la distance Δ^+ , et

$$u_{py,\Delta^+}^+ = \frac{u_{py,\Delta}}{u^*}. \quad (II.51)$$

Comme cela a été évoqué au chapitre I.5.1., la constante de dépôt est exprimée de la vitesse de dépôt (voir l'équation (I.52)).

II.3.2.3. Modèles de gradient de diffusion

Dans ces modèles, on considère que le domaine où s'effectue le mouvement des particules est divisé en deux régions. La première région est le noyau de l'écoulement, homogène donc parfaitement mélangé. La deuxième région, située au voisinage des parois, est une couche limite très fine qui a un volume négligeable par rapport au reste du domaine. Pour cette raison, on considère le domaine comme totalement homogène. Le traitement de la couche limite implique une définition de la distribution de la concentration dans cette couche elle-même. Sur la surface des parois la concentration est égale à zéro, et à la limite extérieure de la couche limite, elle est égale à la concentration du reste de domaine C_∞ .

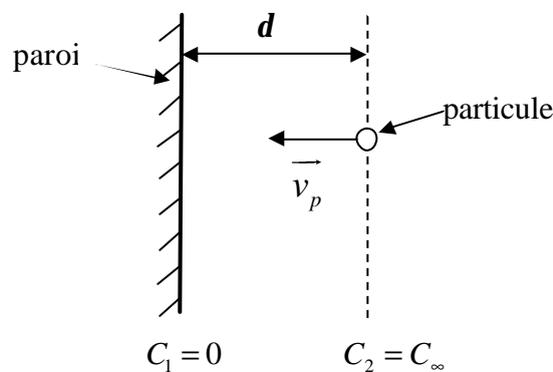


Figure II-6 Définition du gradient de concentration dans la couche limite

La Figure II-6 représente l'emplacement de cette couche avec les concentrations de référence pour chaque zone. Comme sur une distance très courte il existe une très grande différence de concentration, on considère que le gradient de concentration génère un processus d'équilibrage, et celui-ci conduit les particules vers les parois comme le ferait un phénomène de diffusion.

Dans la démarche, ces modèles sont similaires aux modèles de vol libre du fait qu'il s'agit encore une fois de résoudre une équation de conservation de masse. Ici, les seuls mécanismes de diffusion considérés sont les diffusions brownienne et turbulente. La condition de distance d'arrêt n'est pas prise en compte, ce qui est plutôt positif pour cette méthode. La loi de diffusion de Fick est le point de démarrage de ces modèles, et après avoir rendu l'équation adimensionnelle, la solution pour la vitesse de dépôt sans dimension sur une surface lisse est :

$$\frac{1}{v_{dep}^+} = \int_{r_p^+}^{y^+(C^+=1)} \frac{dy^+}{\left(\frac{D_{mol}}{\nu} + \frac{e_p}{\nu} \right)} \quad (II.52)$$

où r_p^+ est le rayon adimensionné de la particule, (c^+ est la limite inférieure pour l'intégrale car le centre de la particule est situé à cette distance de la paroi). Dans ce modèle, nous considérons seulement la corrélation pour la diffusivité turbulente de la particule, et la distance à la paroi où la concentration particulaire est égale à 1. ($y^+(C^+=1)$) est supposée constante afin de résoudre l'équation ci-dessus (l'adimensionnement de la concentration est fait comme cela a été présenté par l'équation (II.49)).

Un modèle de ce type a été proposé par Lai et Nazaroff [LAI00] pour prédire le dépôt particulaire à l'intérieur des bâtiments. Dans ce cas précis, le rôle de l'inertie de la particule a été considéré comme moins important dans le transport, car le mouvement d'air est moins intense à l'intérieur des locaux que dans les tubes (conduits de ventilation par exemple).

Lai et Nazaroff [LAI00] ont considéré que la couche limite se compose de trois zones (voir Figure II-7). Il semble qu'il faille examiner le mouvement particulaire également dans ces 3 zones. Comme à l'intérieur des bâtiments la vitesse de l'air est faible [BAL98] ils ont considéré les parois comme de parfaits puits et également qu'il n'y a pas de rebond.

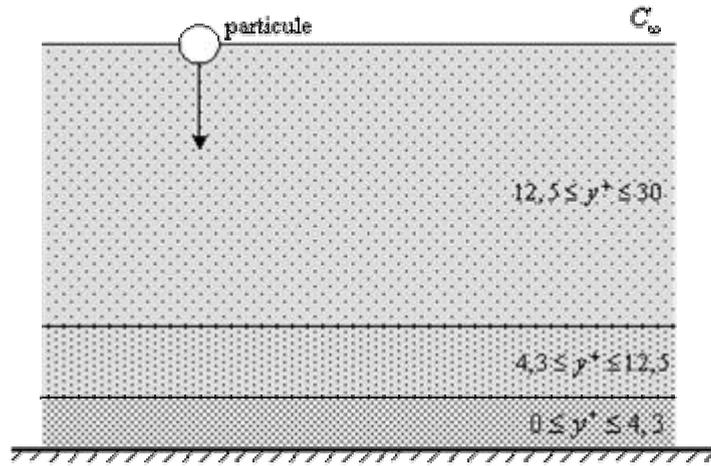


Figure II-7 Définition graphique des zones dans la couche limite (selon Lai et Nazaroff)

De l'expression du flux, Lai et Nazaroff ont obtenu la vitesse de dépôt comme suivant :

$$v_{dep}^+ = \left(\frac{\mathbf{e}_p + D_{Bro}}{\mathbf{u}} \right) \frac{\partial C^+}{\partial y^+} \quad (\text{II.53})$$

Ils ont intégré cette équation sur la couche limite, où les conditions limites sont $C^+ = 0$ à $y^+ = r_p^+$ et $C^+ = 1$ à $y^+ = 30$; et $r_p^+ = \left(\frac{d_p}{2} \right) \left(\frac{u^*}{\mathbf{u}} \right)$. Les deux conditions limites expriment que la concentration à $y^+ = r_p^+$ où la particule touche la surface est zéro, et à $y^+ = 30$ la concentration est égale à la concentration dans le cœur de l'écoulement C_∞ .

Après plusieurs modifications Lai et Nazaroff ont obtenu l'expression de l'inverse de la vitesse de dépôt particulaire :

$$\frac{1}{v_{dep}^+} = \int_0^1 \frac{dC^+}{v_{dep}^+} = \int_{r^+}^{30} \left(\frac{v}{\mathbf{e}_p + D_{Bro}} \right) dy^+ = I \quad (\text{II.54})$$

Hinze [HIN75] a prouvé mathématiquement (échelle de temps long) que la diffusivité turbulente des particules est égale à viscosité turbulente du fluide, dans le cas où l'écoulement est homogène et turbulent, on peut donc dire que $\mathbf{e}_p = \mathbf{u}_t$.

De récents résultats issus de simulations numériques ont confirmé que $\mathbf{e}_p = \mathbf{u}_t$ est égal à 1, à condition que le temps de relaxation adimensionné t^+ de la particule soit inférieur à 0.1. La définition de \mathbf{t} et de t^+ est donnée par l'expression (I.3.) et (I.4.).

Comme la couche limite de l'écoulement est divisée en trois parties selon la valeur de y^+ , la viscosité turbulente du fluide est déterminée dans les trois parties de la couche limite :

$$\frac{u_t}{u} = 7.669 \times 10^{-4} (y^+)^3, \quad 0 \leq y^+ \leq 4.3 \quad (\text{II.55})$$

$$\frac{u_t}{u} = 1.00 \times 10^{-3} (y^+)^{2.8214}, \quad 4.3 \leq y^+ \leq 12.5 \quad (\text{II.56})$$

$$\frac{u_t}{u} = 1.07 \times 10^{-2} (y^+)^{1.8895}, \quad 12.5 \leq y^+ \leq 30 \quad (\text{II.57})$$

Une hypothèse supplémentaire a été émise par Lai et Nazaroff [LAI00] ; lorsque la diffusion brownienne des particules est faible, la couche limite de concentration de particules se trouve dans la sous-couche visqueuse. Par conséquent, la dépendance fonctionnelle de la diffusivité turbulente sur y^+ est la plus forte dans le domaine $0 \leq y^+ \leq 4.3$.

Lai et Nazaroff [LAI00] ont préconisé, si on a besoin de la vitesse de dépôt des particules pour les surfaces verticales, d'utiliser la substitution $e_p = u_t$ dans les équations précédentes. Leur hypothèse utilise le fait que la diffusion brownienne est importante seulement dans la première sous-couche $0 \leq y^+ \leq 4.3$. Dans les deux autres, on peut simplifier la résolution de l'équation en négligeant ce terme parce que la diffusivité turbulente est plus significative que la diffusion brownienne. Cette approximation est précise selon les auteurs à 1% pour les particules de diamètre supérieur à $0.01 \mu\text{m}$. Dans le cas contraire il faut intégrer l'équation de vitesse de dépôt (II.56) sur les trois sous-couches. Les valeurs issues de la bibliographie sont présentées dans le tableau suivant :

Diamètre de particule, d_p [μm]	Intégrale, I [-]
0,001	29,1
0,0015	49,1
0,002	71,0
0,003	120,3
0,004	174,9
0,005	234,2
0,006	297,4
0,007	364,0
0,008	432,7
0,009	504,5
0,01	579,3

Tableau II-2 Valeurs d'intégrale I (II.56) par Lai et Nazaroff [LAI00]

Dans le cas d'une particule de diamètre supérieur ou égal à $0.1 \mu\text{m}$, il faut prendre en compte l'effet de la gravité. Les auteurs ont utilisé une vitesse de sédimentation pour les particules et à l'aide de cette vitesse ils décrivent la vitesse de dépôt :

$$v_{dep}^+ = \frac{v_{sed}^+}{1 - \exp(-v_{sed}^+ I)}, \text{ surfaces orientées vers le haut} \quad (\text{II.58})$$

$$v_{dep}^+ = \frac{v_{sed}^+}{\exp(v_{sed}^+ I) - 1}, \text{ surfaces orientées vers le bas} \quad (\text{II.59})$$

Lai et Nazaroff ont utilisé l'idée de Corner et Pendlebury [COR51] qui stipulent que le dépôt sur des surfaces différentes est supposé se dérouler au même temps. Ainsi la constante de dépôt se construit de la manière suivante :

$$I_{de} = \frac{v_{depv} A_v + v_{depu} A_u + v_{depd} A_d}{V} \quad (\text{II.60})$$

où v_{depv} , v_{depu} et v_{depd} sont les vitesses de dépôt sur les surfaces verticales, sur les surfaces horizontales orientées vers le haut et sur les surfaces horizontales orientées vers le bas ; A_v , A_u et A_d sont les surfaces intérieures des parois verticales, horizontales orientées vers le haut et vers le bas. (Très récemment Gao et Niu [GAO007] ont utilisé cette méthode pour calculer le dépôt des grosses particules, et l'exposition des occupants à ces particules.)

Les résultats donnés par ce modèle sous-estiment les résultats expérimentaux de Liu et Agarwal [LIU74] dans le régime de diffusion – impaction et inertie – modéré. Liu et Agarwall ont étudié le dépôt dans les conduites où la vitesse de friction est plusieurs fois supérieure à celle obtenue dans les bâtiments. Il faut ainsi souligner que le modèle de Lai et Nazaroff sous-estime les données expérimentales.

Lai [LAI03] et Chen, Yu et Lai [CHE05] ont développé de nouveaux modèles eulériens pour la description du mouvement des particules. Ils ont proposé pour la phase particulaire l'équation suivante :

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \nabla \cdot [(u_f + v_{sed}) C_i] = \nabla \cdot [(D_i + \mathbf{e}_p) \nabla C_i] + S_{C_i} \quad (\text{II.61})$$

Le dernier terme à gauche représente l'effet de la sédimentation qui est traité comme un terme source. D'après les travaux de Holmberg et Li [HOL98], cette vitesse est obtenue en égalisant la force de traînée du fluide (donnée par l'équation de Stokes) avec la force de gravité (les deux forces agissent ensemble sur la particule). C'est une vitesse relative de l'air en condition stationnaire. Cela égalise en quelque sorte la production d'accélération due à la gravité, avec le temps de relaxation de la particule. Les auteurs ont proposé des conditions limites pour le dépôt de particules sur les surfaces solides en définissant la concentration sur les parois. Ils ont traité deux possibilités :

$C_\infty = 0$, dépôt maximum sur les parois,

$\frac{dC}{dn} = 0$, il n'y a pas de dépôt sur les murs, le gradient normal de concentration est nul. Dans

leur article ils considéraient que $C_\infty = aC_{n\infty}$ où $0 \leq a \leq 1$. C'est une approche empirique où les valeurs de a proviennent de mesures et dépendent du maillage retenu près de la paroi.

Chen, Yu et Lai [CHE05] ou encore Harrison [HAR79], ont divisé le domaine de l'écoulement en deux grandes parties : le coeur de l'écoulement et la couche limite (voir figure I.14.). Selon le traitement de la couche limite ils ont proposé deux méthodes. Dans la première on considère que la concentration particulaire au niveau du mur est égale à zéro, ainsi la particule qui a touché la paroi, va rester collée. Dans la deuxième méthode on considère le dépôt de particules comme un flux vers le mur. Ce flux est constant à travers la couche limite dans la direction normale au mur (à la condition qu'il n'y ait pas de sources ni de puits de particules). Le principe de cette répartition est montré sur la Figure II-8.

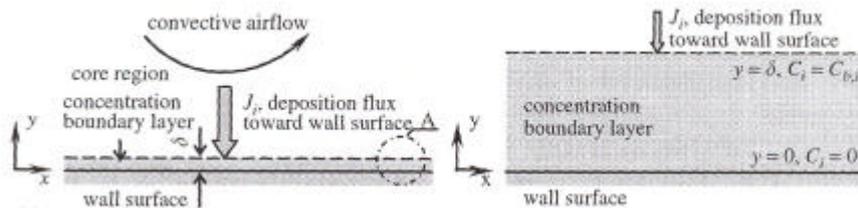


Figure II-8 Division du domaine de l'écoulement [CHE05]

II.3.2.4. Modèle de turbophorèse

La nouveauté de ce modèle est de prendre en compte la turbophorèse (voir chapitre I.) comme moyen de transport des particules. Caporaloni et al. [CAP75] ont proposé un modèle s'appuyant sur la solution de l'équation de conservation de masse :

$$J = -(D_{mol} + e_p) \frac{d\bar{C}}{dy} + u_{turb} \bar{C} \quad (II.62)$$

dans l'équation (II.62), la vitesse de turbophorèse est définie par :

$$u_{turb} = -t \frac{\overline{du_{py}^2}}{dy} \quad (II.63)$$

Il n'y a pas de corrélation spécifique recommandée pour la viscosité cinématique turbulente du fluide, u_t , et pour la fluctuation de la vitesse du fluide normale au mur, $\overline{u_f'}$.

Le modèle de Guha (1997) est basé sur les équations de conservation de masse et de quantités de mouvement. Il est arrivé à l'équation suivante :

$$v_{dep}^+ = - \left(\frac{D_{Bro} + \mathbf{e}_p}{\nu} \right) \frac{\partial C^+}{\partial y^+} + u_{pcy}^+ C^+ - C^+ \frac{D_T}{\nu} \frac{\partial (\ln T)}{\partial y^+} \quad (\text{II.64})$$

où u_{pcy}^+ est la vitesse convective de la particule adimensionnée dans la direction y , normale au mur, et D_T est le coefficient de diffusion dépendant du gradient de température.

Dans ce modèle, le coefficient de diffusion turbulente de la particule et la viscosité turbulente du fluide sont égales. Il est applicable dans tous les cas de dépôt et il est très intéressant car on peut y introduire une grande variété de forces ce qui n'était pas possible dans les deux modèles précédents. Lai et Nazaroff [LAI00] suggèrent que la vitesse de dépôt peut-être légèrement améliorée par la faible augmentation de rugosité de la surface en comparaison avec la vitesse obtenue s'il n'y avait pas de rugosité [LAI00]. D'autres efforts de modélisation suggèrent qu'un petit changement dans les conditions de température ou dans les charges électriques peuvent causer des divergences entre les résultats des mesures et les simulations dans le domaine des petites particules.

Ces modèles demandent moins de temps de calcul que les deux précédents, par contre, on ne peut les appliquer que pour des écoulements où la turbulence est totalement développée.

II.3.2.5. Conditions aux limites

Comme nous avons vu dans la revue bibliographique, le problème principal de la méthode eulérienne réside dans la détermination du coefficient de diffusivité turbulente et la définition des conditions limites. Pour la détermination de \mathbf{e}_p nous avons évoqué plusieurs possibilités, (également dans le chapitre I). Par contre, pour la définition de la valeur de la concentration sur la paroi, à part Holmberg et Li [HOL98] et Chen, Yu et Lai [CHE05], nous n'avons trouvé aucune solution utilisable. Pour nos calculs nous avons décidé d'utiliser sur les parois soit une concentration zéro soit une valeur prédéfinie dans chaque modèle eulérien. La quantité des particules dans un volume de contrôle est supérieure à la valeur minimum qui correspond au critère de continuité.

II.3.3. Méthode eulérienne choisie

Après la revue bibliographique nous considérons les particules comme des scalaires passifs transportés dans l'air. Ainsi nous résoudrons l'équation de conservation de masse de ce scalaire, où la concentration locale est égale à la masse des particules par unité de masse de fluide, C :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{r}C) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\mathbf{r}u_j C + F_{m,j}) = s_m \quad (\text{II.65})$$

Pour un écoulement turbulent, le flux diffusif se calcule de la façon suivante :

$$F_{m,j} = \mathbf{r}C v_{diff,j} + \overline{\mathbf{r}u_j' C'} \quad (\text{II.66})$$

où $v_{diff,j}$ est la composante j de la vitesse de diffusion qui s'écrit comme suit :

$$v_{diff} = -\frac{1}{X_m} D_{Bro} \nabla X_m \quad (\text{II.67})$$

Le flux de masse s'écrit alors :

$$-\overline{u_j' C'} = \frac{\mathbf{m}}{Sc_t} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} \quad (\text{II.68})$$

où la viscosité turbulente du fluide est :

$$\mathbf{m} = f_m \frac{C_m \mathbf{r}k^2}{e} \quad (\text{II.69})$$

et f_m est une fonction d'amortissement.

Sc_t est le nombre de Schmidt turbulent, qui a l'expression suivante :

$$Sc_t = \frac{\mathbf{u}_t}{K_z} \quad (\text{II.70})$$

où \mathbf{u}_t est la viscosité turbulente du fluide (transfert turbulent du moment) et K_z le transfert turbulent vertical de la masse (exprime le taux du mélange). Dans nos écoulements, nous considérons la diffusivité turbulente des particules dominante par rapport à la viscosité cinématique, ainsi nous nous plaçons dans le cas $Sc_t < 1$. Dans nos études, nous avons choisi particulièrement la valeur $Sc_t = 0,8$ en suivant Koeltzsch [KOE00].

Cette méthode est une méthode de gradient de diffusion (groupe II.), la concentration à la paroi est égale à zéro et à la frontière de la couche limite, elle est égale à la concentration au cœur de la cellule. Pour étudier le dépôt selon cette méthode, nous avons besoin de connaître le flux de particules dans la couche limite afin de calculer la valeur de la vitesse de dépôt (voir équation (I.50)).

II.4. Conclusion

En analysant les caractéristiques des deux approches : *lagrangienne* et *eulérienne*, nous avons décidé d'utiliser les deux pour étudier le dépôt des particules dans des cavités ventilées.

Pour l'approche lagrangienne, nous avons choisi le modèle nommé Gossman et Ioannides pour générer les fluctuations de vitesse, car le rapport qualité / temps du calcul, demeure à nos yeux très intéressant. Parmi les modèles eulériens nous avons retenu le modèle de « gradient de diffusion ».

Les difficultés liées au calcul du dépôt particulaire à l'aide de diverses méthodes seront évoquées au Chapitre IV où nous présenterons l'utilisation des méthodes choisies.

CHAPITRE III

ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPOT DES PARTICULES FINES

III. ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPOT DES PARTICULES FINES

III.1. Introduction

Nos expérimentations ont été réalisées dans les cellules tests du LEPTAB. Toutes nos cellules sont construites en bois et disposent d'un système de ventilation. Comme nous l'avons évoqué précédemment (Chapitre I.) ; plusieurs thèses ont déjà été réalisées au laboratoire pour étudier le dépôt des particules au sein des locaux influencés par les systèmes de ventilation. Les premiers travaux de Sandu [SAN99] ont été des travaux numériques qui ont permis le développement d'un code décrivant le mouvement particulaire dans des écoulements turbulents bidimensionnels. Ce code a été amélioré par Abadie [ABA00] qui a élargi la validité au cas tridimensionnel, puis a étudié l'influence des revêtements sur le taux de dépôt des particules de 0,7 ; 1,0 et 5,0 μm de diamètre.

Plus récemment, Bouilly [BOU03] a étudié l'influence de la stratégie de ventilation sur le dépôt des particules de taille comprise entre 0,3 et 10 μm .

Après avoir constaté d'une part la dispersion des résultats bibliographiques (évoqué dans le chapitre I.), et d'autre part les contradictions existant dans ces résultats, nous nous sommes concentrés dans notre étude sur le dépôt des particules fines, plus particulièrement sur la gamme 0,3-2 μm .

Outre l'utilisation de la cellule utilisée par Bouilly, nous avons construit également une deuxième cellule de taille réduite, afin d'étudier le transfert des résultats obtenus entre différentes tailles d'enceintes.

Notre démarche est de vérifier par l'expérimentation la cohérence de résultats obtenus dans des cellules de taille différente afin d'évaluer l'intérêt des résultats obtenus en cellules test de taille réduite.

III.2. Etude expérimentale de la dispersion et du dépôt des particules fines dans une cellule test

III.2.1. Dispositif expérimental

Au sein du laboratoire deux cellules tests ont été réalisées en 2002. Dans cette partie nous analysons les résultats obtenus pour celle de 9,37 m^3 . Ses parois sont en contreplaqué, leur surface intérieure est peinte de façon à obtenir une rugosité uniforme.

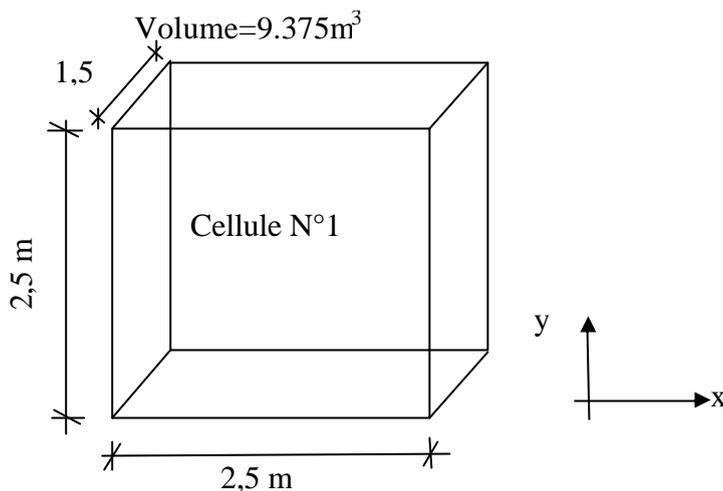


Figure III-1 Configuration géométrique, grande cellule

Le schéma de fonctionnement de la cellule est présenté sur la Figure III-2. La cellule a pour dimensions : 2,5 mètres en hauteur et longueur et 1,5 mètre de largeur. (volume = 9.375 m³ et surface intérieure = 27.5 m²)

Nous avons choisi d'étudier l'influence de deux paramètres sur le dépôt des particules fines dans cette cellule, le taux de renouvellement d'air et la position de l'entrée et de la sortie de l'air de ventilation. Nous avons disposé trois compteurs optiques pour chaque mesure, positionnés à l'intérieur de la cellule. La position de ces compteurs est présentée au Tableau III-1.

Coordonnée (m)	x	y	Z
CP1 (x ₁ ,y ₁ ,z ₁)	1,25	1,25	0,75
CP2 (x ₂ ,y ₂ ,z ₂)	1,25	0,05	0,75
CP3 (x ₃ ,y ₃ ,z ₃)	0,75	1,25	0,75

Tableau III-1 Position des compteurs optiques dans la grande cellule

Les orifices d'injection et de sortie mesurent 10 cm de largeur et 7 cm de hauteur. La position des bouches de ventilation a été choisie selon la configuration étudiée.

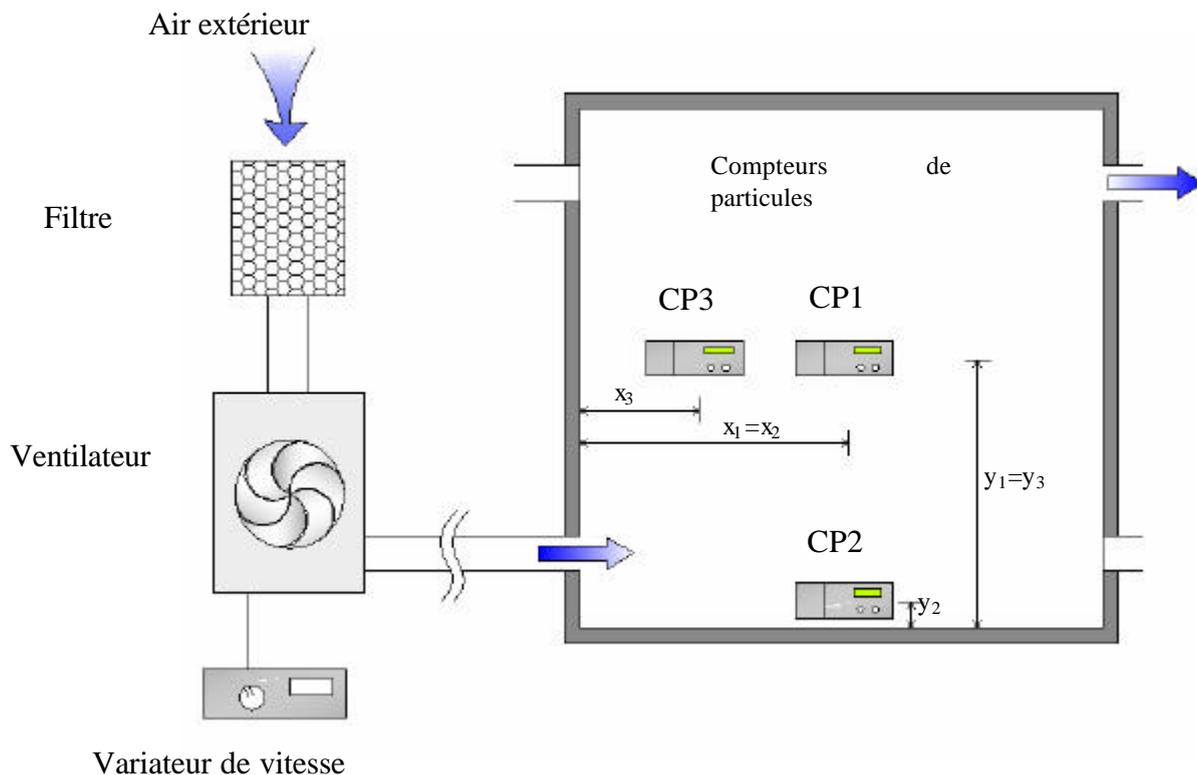


Figure III-2 Schéma de fonctionnement du dispositif expérimental

Les coordonnées des centres des ouvertures sont présentées au Tableau III-2.

	Configuration 1 "Bas-Haut"	Configuration 2 "Haut-Bas"
Position de la bouche de soufflage (m)	X=0 Y=0,305 Z=0,75	X=0 Y=2,195 Z=0,75
Position de la bouche d'extraction (m)	X=2,5 Y=2,195 Z=0,75	X=2,5 Y=0,305 Z=0,75

Tableau III-2 Coordonnées des bouches d'entrée et de sortie d'air

L'enceinte est équipée d'un agitateur à hélice (placée au centre sur le plafond, voir Figure III-3) afin de générer un écoulement ascendant pour assurer l'homogénéité du mélange dans la cellule test.



Figure III-3 Hélice installée sur le plafond de la grande cellule test

Un système mécanique lié à la cellule a été installé afin d'assurer la ventilation. L'installation a été réalisée selon le schéma présenté sur la Figure III-2. Le système se compose d'un filtre à haute efficacité (type H13, 99,95% des particules de taille supérieure à $0,3\mu\text{m}$ sont capturées), un ventilateur relié à un variateur de tension, et un tuyau (de longueur supérieure à 30 fois son diamètre) qui assure la liaison entre la cellule et le ventilateur. L'installation finale est présentée sur la Figure III-4.



Figure III-4 Photo de la cellule taille réelle

Au cours de nos mesures, trois taux de renouvellement d'air ont été étudiés : 0,5, 1,0 et 2,0 volume/heure ; et deux configurations de ventilation généralement utilisées dans les bâtiments, configuration *entrée en bas de la cellule et sortie en haut*, et l'inverse : *entrée en haut et sortie en bas*, ont été étudiées.

Sept différentes tailles de particules ont été injectées pour chaque expérience. L'intervalle de taille des diamètres se situe entre $0,3$ et $2,0\mu\text{m}$. Ces particules sont représentatives des particules présentes dans les bâtiments situés en milieu urbain, car elles sont susceptibles de rester très longtemps en suspension dans l'air, causant ainsi un danger pour la santé des occupants. Les particules choisies sont des particules de poudre d'alumine, de *diamètre moyen* compris entre $0,6\mu\text{m}$ et $0,8\mu\text{m}$ (50 % des particules ont des diamètres inférieurs à cette valeur). Ces particules sont conditionnées sous forme de poudre sèche, ainsi pour les injecter nous avons utilisé un disperseur qui sera présenté dans le chapitre suivant.

III.2.1.1. Le système de ventilation

Pour obtenir les trois taux de renouvellement d'air demandés, le système de ventilation doit être variable. Pour mesurer le taux de renouvellement d'air de manière précise, nous disposons au sein du laboratoire de deux méthodes. La méthode de mesure du profil de vitesse par anémométrie utilisant une sonde de vitesse basse vitesse et la méthode de mesure de débit par gaz traceur. Après des calculs préliminaires nous avons décidé d'utiliser principalement la méthode par gaz traceur, et comme méthode supplémentaire la sonde de vitesse. L'explication vient du fait que nous avons étudié de très faibles vitesses où les appareils de mesure de vitesse ne sont pas assez fiables pour déterminer un tel taux de ventilation. La description détaillée des mesures avec le gaz traceur se trouve en Annexe I. De manière générale, le variateur de tension lié au ventilateur permet de fixer le taux de renouvellement d'air de la cellule. La relation entre la tension et le débit d'air obtenu par cette méthode est présentée sur la Figure III-5. Les valeurs utilisées ont été obtenues par interpolation des résultats présentés sur cette figure.

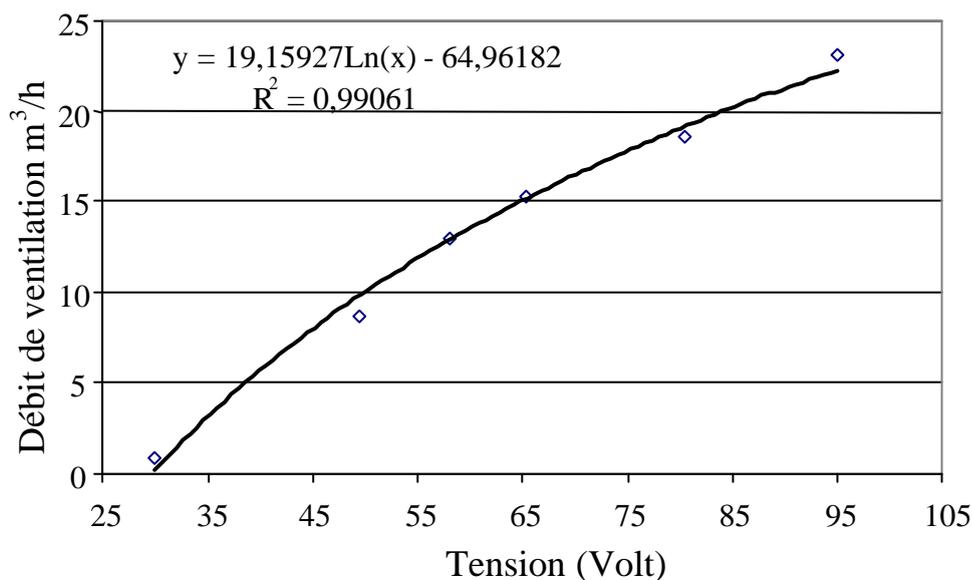


Figure III-5 Taux de renouvellement d'air en fonction de la tension du ventilateur

(mesures par gaz traceur)

III.2.1.2. Etude de la rugosité des parois dans les cellules tests

Nous considérons que les surfaces intérieures de nos cellules sont lisses. Pour vérifier cette hypothèse nous utilisons les valeurs mesurées dans le cadre du projet PRIMEQUAL II. par Limam et al. [LIM05] qui ont étudié la rugosité de différents revêtements utilisés dans les bâtiments.

Deux caractéristiques de la rugosité ont été présentées. La rugosité moyenne de matière (coefficient R_a) et la profondeur d'irrégularité de la surface (R_p). La première représente l'écart moyen par rapport à la ligne moyenne de la surface et la seconde représente les pics par rapport à cette moyenne.

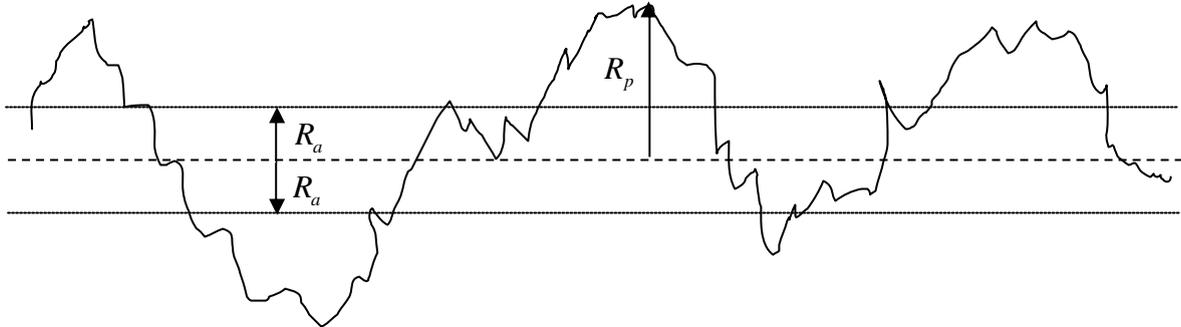


Figure III-6 Représentation graphique de R_a et R_p

Les deux caractéristiques ont été relevées par un capteur mécanique. Les résultats sont présentés au Tableau III-3.

CONTREPLAQUE	R_a [μm]	R_p [μm]
macro rugosité	8,72	58,93
micro rugosité	8,39	57,01

Tableau III-3 Caractéristiques de rugosité de contreplaqué par Limam et al. [LIM05]

Nous sommes intéressés par l'effet de la rugosité sur la distribution des vitesses au voisinage des parois. Pour étudier cette question, nous utilisons la loi universelle de la paroi, qui décrit tous les types d'écoulements turbulents à condition que les contraintes de friction à la paroi soient finies. Cette loi s'écrit :

$$u^+ = f(y^+) \tag{III.1}$$

En regardant le comportement de cette loi à condition que $y^+ \rightarrow \infty$, on obtient la relation suivante après l'intégration :

$$\lim_{y^+ \rightarrow \infty} u^+(y^+) = \frac{1}{k} \ln y^+ + C^+ \tag{III.2}$$

La rugosité d'une surface modifie la distribution des vitesses de l'écoulement dans sa couche limite. Pour prendre en compte cette rugosité, on introduit l'expression adimensionnée de R_a :

$$R_a^+ = \frac{R_a}{d_v} = \frac{R_a u^*}{u} \tag{III.3}$$

La constante d'intégration de l'équation (III.2) C^+ , dépend ainsi de cette rugosité adimensionnée R_a^+ , alors si on écrit les asymptotes de fonction de $C^+(R_a^+)$ pour $R_a^+ \rightarrow 0$ et

$$R_a^+ \rightarrow \infty,$$

$$\lim_{R_a^+ \rightarrow 0} C^+(R_a^+) = 5,0 \tag{III.4}$$

Des équations (III.2) et (III.4) :

$$\lim_{y^+ \rightarrow \infty} u^+(y^+) = \frac{1}{k} \ln y^+ + C^+(R_a^+) \tag{III.5}$$

et

$$\lim_{y^+ \rightarrow \infty} u^+(y^+) = \frac{1}{k} \ln \frac{y}{R_a^+} + \frac{1}{k} \ln R_a^+ + C^+(R_a^+) \tag{III.6}$$

ou :

$$\lim_{y \rightarrow 0} u^+(y) = \frac{1}{k} \ln \frac{y}{R_a^+} + C_r^+(R_a^+) \tag{III.7}$$

avec l'expression

$$C_r^+(R_a^+) = C^+(R_a^+) + \frac{1}{k} \ln R_a^+ \tag{III.8}$$

Si $R_a^+ \gg d_v$ la viscosité n'est plus importante ainsi $C_r^+(R_a^+)$ devrait être constante.

$$\lim_{R_a^+ \rightarrow \infty} C_r^+(R_a^+) = \lim_{R_a^+ \rightarrow \infty} \left[C^+(R_a^+) + \frac{1}{k} \ln R_a^+ \right] \tag{III.9}$$

et puis

$$\lim_{R_a^+ \rightarrow \infty} C_r^+(R_a^+) = 8,0 \tag{III.10}$$

ainsi notre cas est en régime complètement rugueux.

On distingue trois régimes de rugosité :

lisse hydrauliquement	$0 \leq R_a^+ \leq 5$	$C^+ \approx 5$
région transitoire	$5 \leq R_a^+ \leq 70$	$C^+(R_a^+)$
complètement rugueux	$70 \leq R_a^+$	$C_r^+ \approx 8,0$

Tableau III-4 Les régimes de la rugosité

A partir de l'étude de Limam et al. [LIM05] les valeurs de R_a , la rugosité équivalente du contre-plaqué sont présentées dans le Tableau III-3.

Avec la substitution des valeurs du Tableau III-3 dans l'équation (III.3), nous avons obtenu des valeurs largement inférieures à 5 (voir Tableau III-4), de l'ordre de grandeur de 10^{-3} , les parois des cellules utilisées peuvent donc être considérées comme parfaitement lisses.

III.2.2. La métrologie

III.2.2.1. Le générateur de particules

Pendant nos expérimentations, nous avons utilisé un générateur de poudre sèche de type TOPAS SAG 410 représenté sur les Figure III-7 et Figure III-8. L'appareil fonctionne selon deux principes. Premièrement, *une alimentation* continue en particules dans le générateur, c'est-à-dire le déplacement en continu des particules entre le réservoir et la buse aspiratoire, et deuxièmement *la dispersion* elle-même. La continuité de l'alimentation est assurée par un excavateur qui tourne dans le réservoir. La poudre précédemment choisie est introduite dans le réservoir de l'appareil puis transportée par l'intermédiaire d'une courroie dentée jusqu'à la buse d'aspiration. Les particules sont aspirées à partir de cette bande doseur et la dispersion est faite par un système de double buse. La régulation de la quantité injectée s'effectue par le changement de la vitesse de la bande.

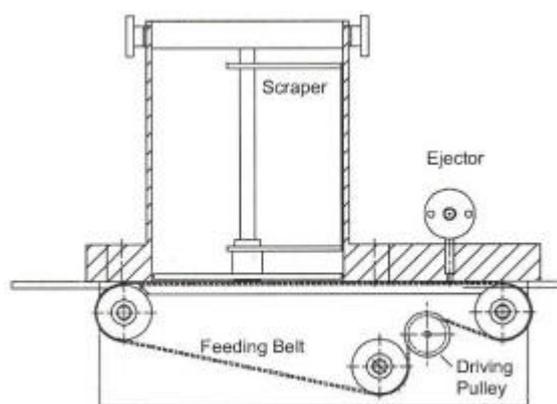


Figure III-7 Schéma de fonctionnement du générateur de particules, type TOPAS [TOP05]

L'appareil fonctionne sur le réseau d'air comprimé. Pour s'assurer que la quantité de polluant injectée est identique pour chaque expérience, nous avons utilisé une pression identique de 2 bars pour la procédure d'injection et pendant la même durée. Une photo de cet appareil est présentée sur la Figure III-8.



Figure III-8 Générateur des particules, type TOPAS

III.2.2.2. Les compteurs optiques

La mesure de la décroissance de la concentration en particules dans la cellule a été faite par comptage optique des particules. Le principe de fonctionnement des ces compteurs optiques, de type GRIMM G 1.108, est le suivant : l'air, pollué par les particules, est aspiré par une pompe à débit constant (1,2 litre par minute). Ensuite, il arrive dans la chambre de mesure où se trouve un faisceau laser. Lorsque les particules traversent ce faisceau, elles créent une dispersion de la lumière. La partie dispersée de la lumière est collectée et capturée par un photodétecteur qui la convertit en une tension proportionnelle à la taille des particules. La taille des particules est alors déterminée directement selon la valeur de la tension. Une revue approfondie des moyens de mesures des aérosols est donnée par McMurry [MCM00] ou bien par Renoux et Boulaud [REN98]. Ces auteurs ont remarqué que les compteurs optiques sont conviviaux jusqu'à la taille de $0,3\mu\text{m}$, au-dessous de cette valeur il faut utiliser d'autres moyens pour compter les aérosols en suspension dans l'air. Les résultats mesurés sont affichés par « nombre de particules / litre » toutes les 6 secondes sur l'écran de l'appareil et enregistrés chaque minute sur sa carte mémoire. (voir Figure III-9). Ces appareils peuvent capturer les particules de diamètre compris entre $0,3\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$. Dans cette gamme nous n'avons utilisé que l'intervalle de $0,3\mu\text{m} - 2\mu\text{m}$. Les enregistrements sont simultanés car les particules polluantes utilisées sont polydispersées. Les tailles sont distribuées en 7 classes : $0,3-0,4\mu\text{m}$, $0,4-0,5\mu\text{m}$, $0,5-0,65\mu\text{m}$, $0,65-0,8\mu\text{m}$, $0,8-1,0\mu\text{m}$, $1,0-1,6\mu\text{m}$ et $1,6-2,0\mu\text{m}$.



Figure III-9 Compteur optique, type GRIMM 1.108

III.2.3. Protocole expérimental

La procédure suivante a été respectée pour chaque expérience ; Avant de démarrer une série de mesures, nous nettoyons la cellule avec la soufflette à air comprimé. Après le nettoyage nous posons les trois compteurs optiques à leur place, (nous avons utilisé deux configurations pour mieux estimer l'homogénéité de la cellule après l'injection des particules ; pour cette raison deux positions sont possibles pour l'emplacement du 3^{ème} compteur) et les appareils

sont mis en marche. Tout d'abord pour obtenir une bonne homogénéité nous brassons l'air intérieur avec l'hélice installée sur le plafond pendant 10 minutes et nous mesurons la concentration de fond, (première section sur la Figure III-10). Après les 10 premières minutes, nous injectons les particules avec le générateur de poudre pendant 20 secondes (le moment entre la section 1 et la section 2 sur la Figure III-10). Nous conservons la même pression d'air comprimé et la même durée d'injection afin d'obtenir approximativement la même quantité de particules injectée à chaque essai. La quantité de particule injectée a toujours été assez élevée pour déterminer la constante de dépôt par la décroissance de la concentration ; par contre elle est suffisamment basse pour que la coagulation n'intervienne pas [OKU85]. Après l'injection, nous continuons à brasser l'air pendant encore 10 minutes pour obtenir une bonne homogénéité du mélange *air – particules* (deuxième section sur la Figure III-10). Après la vingtième minute nous mettons en marche le système de ventilation et nous arrêtons le brassage à l'intérieur (troisième section sur Figure III-10, la période de mesure).

Pour obtenir le taux de renouvellement d'air demandé nous utilisons le variateur de tension du ventilateur précédemment étalonné. Selon le débit de ventilation, l'expérience dure de 3 à 6 heures. Les taux de renouvellement d'air utilisés nous permettent de déterminer la constante de dépôt pour chaque taille de particule [THA02]. Afin d'éviter toute perturbation du dépôt ainsi que la remise en suspension des polluants, nous n'intervenons jamais dans la cellule pendant les mesures. Pendant chaque mesure, la décroissance de la concentration des particules polluantes est mesurée par les compteurs optiques. Nous déterminons la constante globale de cette décroissance par la relation exponentielle présentée au Chapitre I. Ensuite, nous déterminons la constante de dépôt à partir des résultats obtenus pour la constante globale. Ce paramètre est indépendant de la concentration initiale en particules. Afin de diminuer l'erreur de nos mesures, chaque essai a été répété au moins 5 fois. Sur la Figure III-10 l'évolution typique de la concentration en particules à l'intérieur de l'enceinte est représentée.

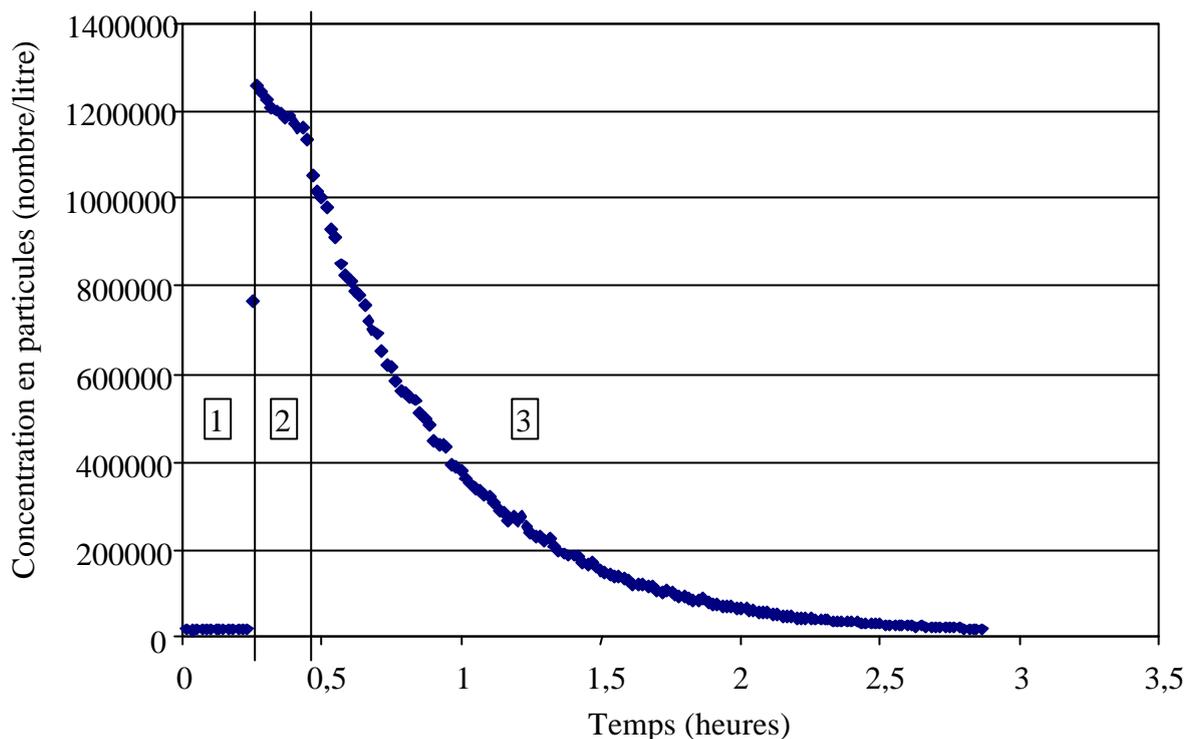


Figure III-10 Evolution typique de la quantité de particules en suspension à l'intérieur de la cellule

III.2.4. Détermination de la constante globale de dépôt

D'après le paragraphe I.5.3. où nous avons présenté l'approche globale du dépôt, la solution de l'équation qui définit la concentration moyenne au sein de la cellule est de la forme suivante :

$$C_{\text{int}}(t) = C \exp(-I_g t) + f \frac{I_r}{I_g} C_{\text{ext}} \quad (\text{III.11})$$

où I_g est appelée constante globale de dépôt (voir chapitre 1).

De là, la reconstruction de la constante globale de dépôt est :

$$I_g = I_r + I_{de} \quad (\text{III.12})$$

où I_r est le taux de renouvellement d'air dans la cellule et I_{de} est la constante de dépôt.

Lors de nos mesures, nous avons déterminé cette constante globale qui nous permet d'exprimer la constante de dépôt. La valeur de la constante globale est déterminée par régression linéaire (seules les valeurs obtenues avec un coefficient de corrélation, R^2 , supérieur à 96% ont été retenues). La Figure III-11 présente l'évolution de la quantité de particules par unité de volume (cas du diamètre $0,35\mu\text{m}$).

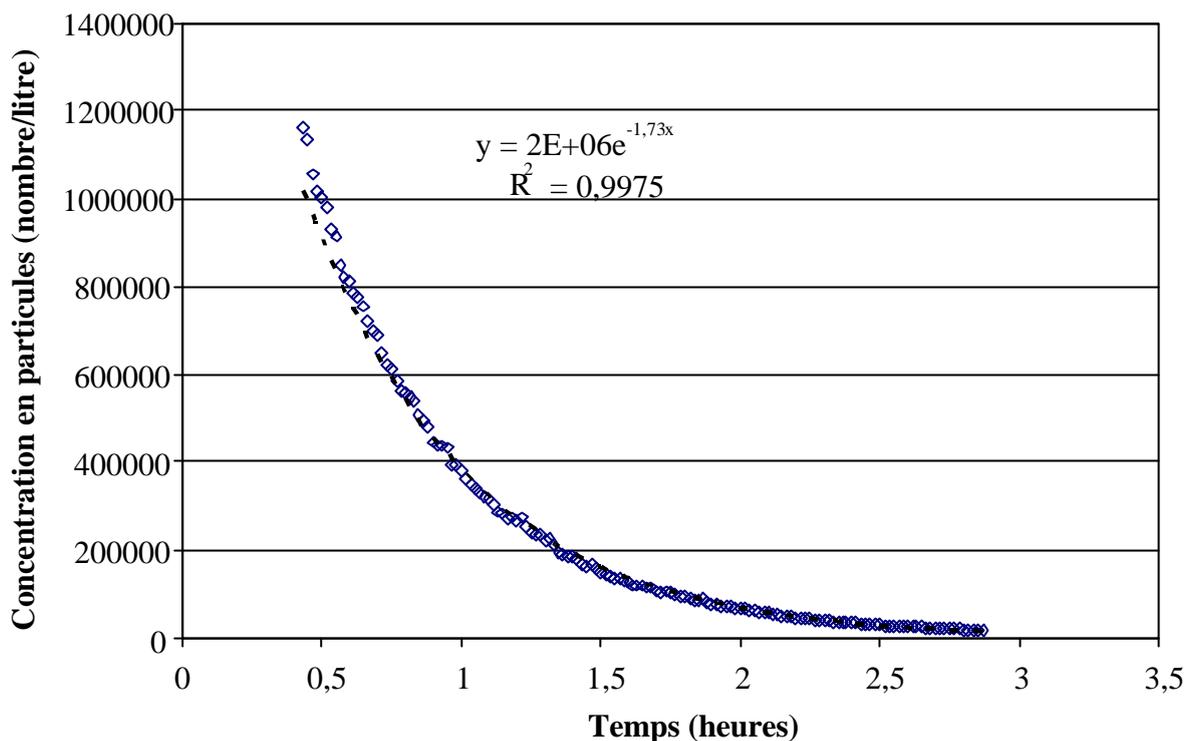


Figure III-11 Estimation de la constante globale pour la taille 0,35 μm de diamètre de particule, à l'intérieur de l'enceinte

III.2.5. Etudes préliminaires

III.2.5.1. Homogénéité dans le volume étudié

La question de l'homogénéité a également été étudiée pendant nos campagnes de mesures. Pour utiliser l'approche globale de dépôt nous considérons que le domaine est bien brassé, les particules sont dispersées de façon homogène partout dans la cellule. Pour s'assurer que cette hypothèse de concentration homogène est valable pour notre étude, nous avons utilisé pendant chaque mesure au moins trois compteurs optiques simultanément pour déterminer la constante de dépôt. De ce fait nous avons eu à notre disposition trois différentes valeurs pour chaque configuration pour chacun des 5 essais (15 valeurs différentes). Pour obtenir la valeur retenue, nous avons fait la moyenne à chaque fois sur ces 15 valeurs (les valeurs moyennes, les minima et les maxima sont présentés dans l'Annexe II.). Après avoir analysé les résultats nous avons constaté que les différences entre les valeurs obtenues pendant une mesure n'excèdent pas 10%. Ainsi le domaine peut être considéré comme suffisamment homogène. Un exemple de valeurs obtenues pendant une mesure est présenté sur la Figure III-12. Pour ce dispositif nous avons posé deux capteurs optiques à l'intérieur de la cellule qui sont présentés sur la Figure III-2 (CP1 et CP2).

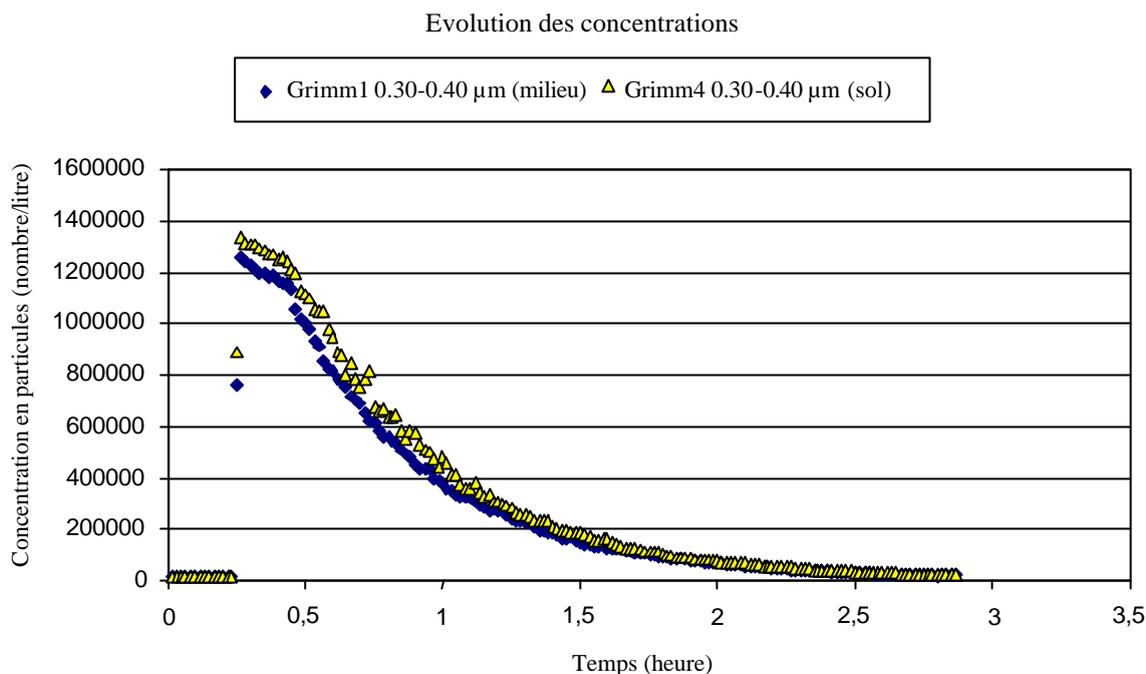


Figure III-12 Comparaison de mesures des différents appareils de comptage (grande cellule)

Pour analyser ces résultats, nous avons évalué le décalage pouvant exister entre les valeurs mesurées par les appareils. Pour obtenir approximativement les mêmes valeurs pour une mesure, nous avons posé les quatre appareils à l'intérieur de la grande cellule de la façon présentée sur la Figure III-13. A chaque appareil, nous avons connecté un tuyau de façon à ce que les extrémités de ces tuyaux soient exactement au même endroit, comme présenté sur la Figure III-13.

Avec ce dispositif nous avons mesuré la décroissance de la concentration à l'intérieur de la grande cellule. Le protocole expérimental a été le suivant :

- nettoyage de la cellule avec le soufflage de l'air comprimé,
- positionnement des compteurs optiques au sol de la cellule (voir Figure III-13),
- mise en marche des appareils et brassage de l'air à l'intérieur,
- après 10 minutes, injection des particules,
- après 10 minutes à nouveau, nous avons arrêté le brassage à l'intérieur et démarré la ventilation traversant (pour accélérer la mesure, nous avons utilisé un taux de renouvellement d'air élevé pour cette fois),
- au bout de 40 minutes la mesure a été arrêtée, les résultats ont été récupérés.

Nous avons comparé les résultats obtenus sur la détermination de la constante de dépôt. Ici nous présentons deux diamètres de particule pour étudier l'écart entre les valeurs mesurées. Les résultats obtenus pour un diamètre de $0,35\mu\text{m}$ sont présentés sur la Figure III-14, et ceux obtenus pour un diamètre de $0,45\mu\text{m}$ sur la Figure III-15.

La mesure pour obtenir l'écart entre les appareils est présentée par la suite.

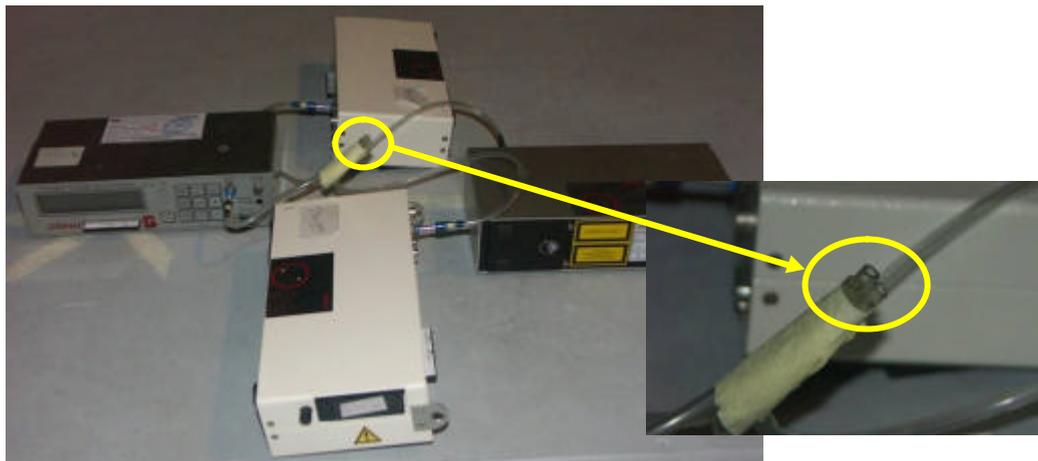


Figure III-13 Mesure simultanée du décalage entre les valeurs des 4 compteurs optiques

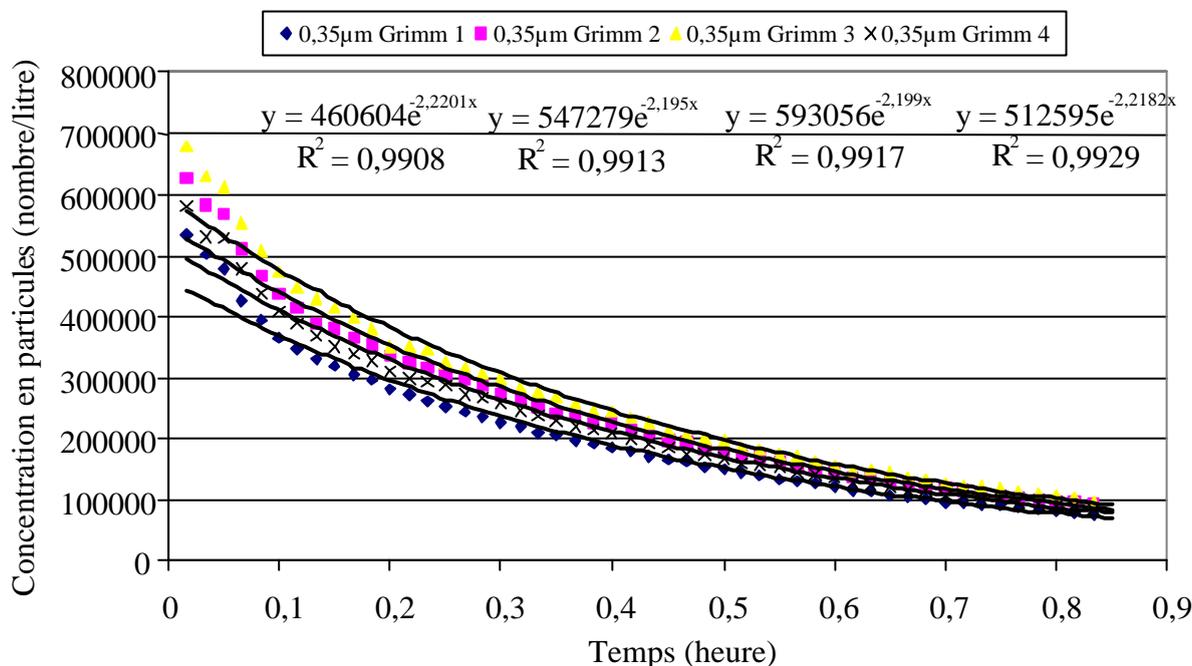


Figure III-14 Décroissance de la concentration en fonction de temps, diamètre de particules : 0,35µm

Nous pouvons comparer les résultats obtenus sur la valeur de la constante de dépôt, pour estimer le décalage entre les quatre appareils. Pour 0,35µm les résultats obtenus sont regroupés dans le Tableau III-5. La valeur de GRIMM1 a été choisie de représenter 100%, alors que les autres sont mis en relation avec cette valeur.

	GRIMM1	GRIMM2	GRIMM3	GRIMM4
Valeur de constante de dépôt [h ⁻¹]	2,2201	2,195	2,199	2,2182
% par rapport à GRIMM1	100%	98,87%	99,05%	99,91%
Ecart en %	0	1,13	0,95	0,09

Tableau III-5 Les valeurs des écarts entre les compteurs optiques (0,35µm)

Nous constatons que l'écart sur la valeur de la constante de dépôt n'excède pas le 1,13% entre deux appareils pour ce diamètre de particules, et entre les appareils GRIMM1 et GRIMM4 la différence est remarquablement faible.

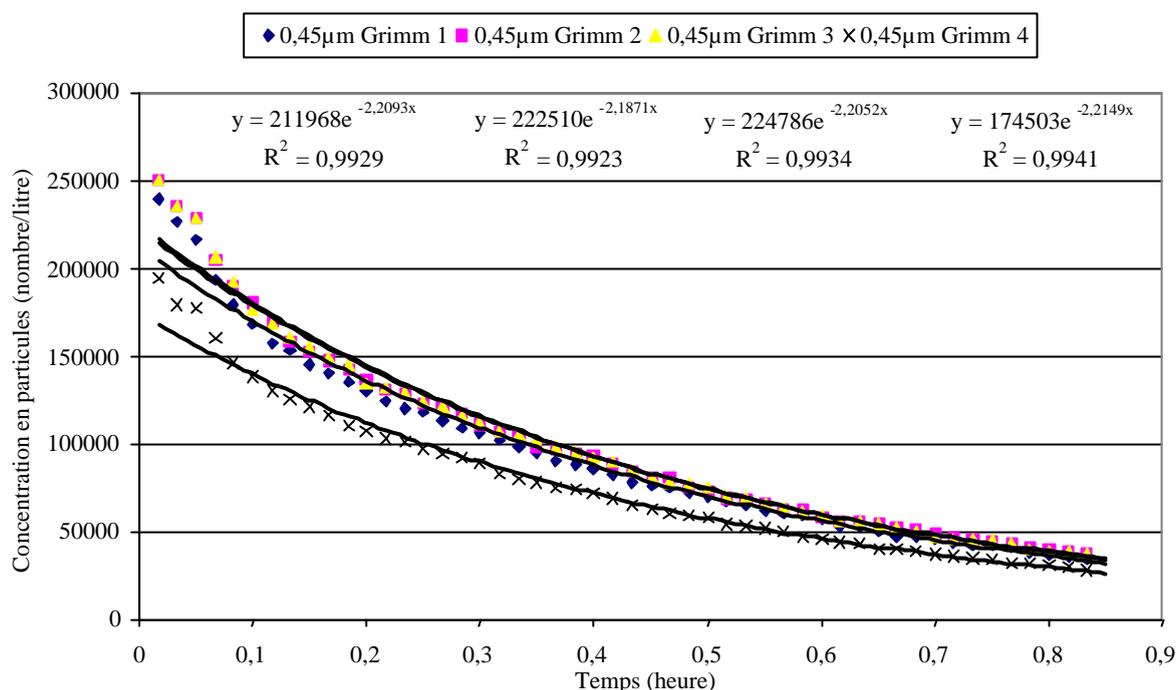


Figure III-15 Décroissance de la concentration en fonction de temps, diamètre de particules : 0,45µm
 Pour le diamètre 0,45µm les résultats sont comparés dans le Tableau III-6. Ici, comme pour le cas précédent, l'appareil GRIMM1 a été choisi également comme référence.

	GRIMM1	GRIMM2	GRIMM3	GRIMM4
Valeur de constante de dépôt	2,2093	2,1871	2,2052	2,2149
% par rapport à GRIMM1	100%	98,995%	99,81%	100,253%
Ecart en %	0	1,005	0,19	0,253

Tableau III-6 Les valeurs des écarts entre les compteurs optiques (0,45µm)

Dans ce cas, l'écart est encore plus faible que pour le diamètre 0,35µm ce qui peut s'expliquer par le nombre de particules plus faible pour ce diamètre (voir Figure III-15). Ici l'écart maximum est 1,005% entre le GRIMM1 et le GRIMM2. Dans ce cas le GRIMM4 a mesuré une valeur plus éloignée que celle de GRIMM1, ainsi nous ne pouvons pas remarquer une réelle différence entre les valeurs données par les compteurs optiques. Comme cette erreur ne dépasse pas 1,13%, nous considérons que l'erreur entre les appareils est négligeable par rapport à la qualité du résultat donné. Par conséquent, pour nos mesures suivantes, nous considérons que les compteurs optiques sont interchangeables. Malgré la faiblesse des écarts constatés, nous avons essayé d'utiliser toujours le même appareil aux mêmes endroits.

III.2.5.2. Dépôt tranquille, grande cellule

Le protocole expérimental ressemble à celui évoqué précédemment, la cellule test a été nettoyée par soufflage avec de l'air comprimé et les capteurs optiques ont été installés aux points de mesure à l'intérieur de la cellule. La position des capteurs est présentée sur la Figure III-2.

Lors de cette expérimentation, nous nous intéressons au phénomène de dépôt tranquille, ainsi le système de ventilation est arrêté. Pendant le dépôt tranquille, la concentration en particules décroît selon une loi exponentielle comme dans le cas de la ventilation forcée, par contre le dépôt est le résultat de la sédimentation et de la diffusion moléculaire. L'effet de la diffusion turbulente n'existe pas, car il n'y a aucun écoulement. La décroissance de la concentration est présentée sur la Figure III-16. (Une interruption s'est manifestée pendant la mesure après quatre heures de fonctionnement, mais cela ne modifie pas les valeurs de I_{de} .)

Pendant nos mesures, nous considérons que la température reste constante. Pratiquement, sa valeur n'excède pas l'intervalle $20^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$

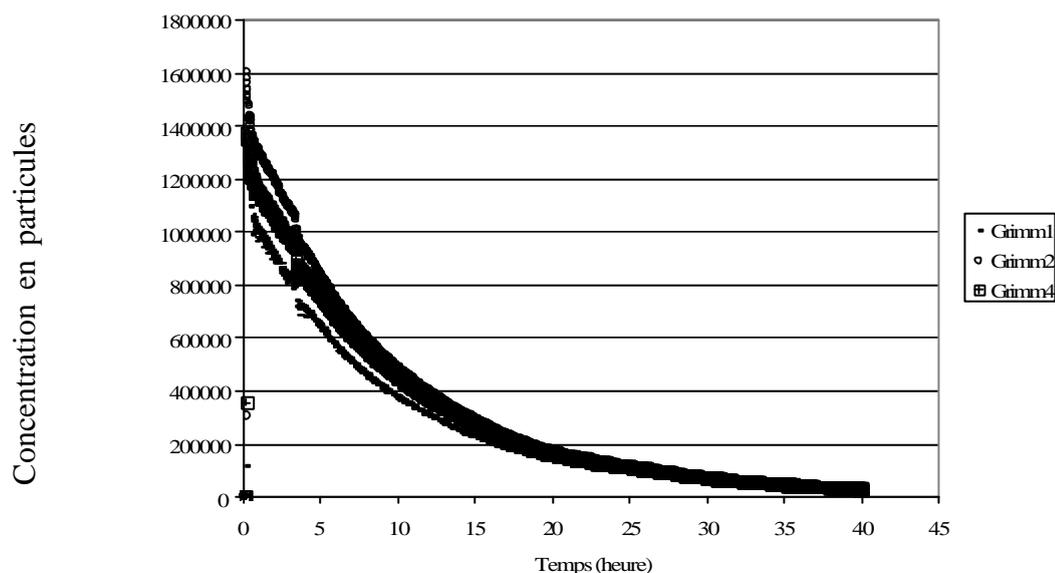


Figure III-16 Evolution de la concentration en dépôt tranquille dans la grande cellule ;

$$\text{taille de la particule : } d_p = 0,35\mu\text{m}$$

La mesure s'est déroulée de la façon suivante ; L'air à l'intérieur de la cellule a été brassé pendant dix minutes pour obtenir un écoulement bien développé, quasiment homogène, le brassage a été effectué par l'hélice fixée au centre du plafond de la cellule (voir Figure III-3 et première phase sur Figure III-10). Les particules ont été injectées à la dixième minute pendant 20 secondes avec le même débit que pour les autres mesures avec ventilation (à la limite de la phase 1 et 2 sur Figure III-10). Les diamètres des particules utilisées sont identiques à ceux des autres mesures, pour les injecter le disperseur TOPAS de particules a été utilisé (diamètre

entre 0,3 et 2 μm). Le brassage a été arrêté 10 minutes après l'injection des particules, quand on a considéré que l'homogénéisation était atteinte (phase 2 sur Figure III-10). Les mesures ont été poursuivies pendant plus de 40 heures afin d'arriver à une valeur précise (phase 3 présentée sur la Figure III-10). Les valeurs de concentration ont été prélevées toutes les six secondes et la moyenne a été enregistrée à chaque minute.

Cette mesure n'a été réalisée qu'une seule fois car le temps de mesure est relativement long par rapport aux autres mesures, et la qualité des données obtenues a été suffisante. Les résultats pour cette mesure sont présentés qualitativement sur la Figure III-17 et quantitativement au Tableau III-7.

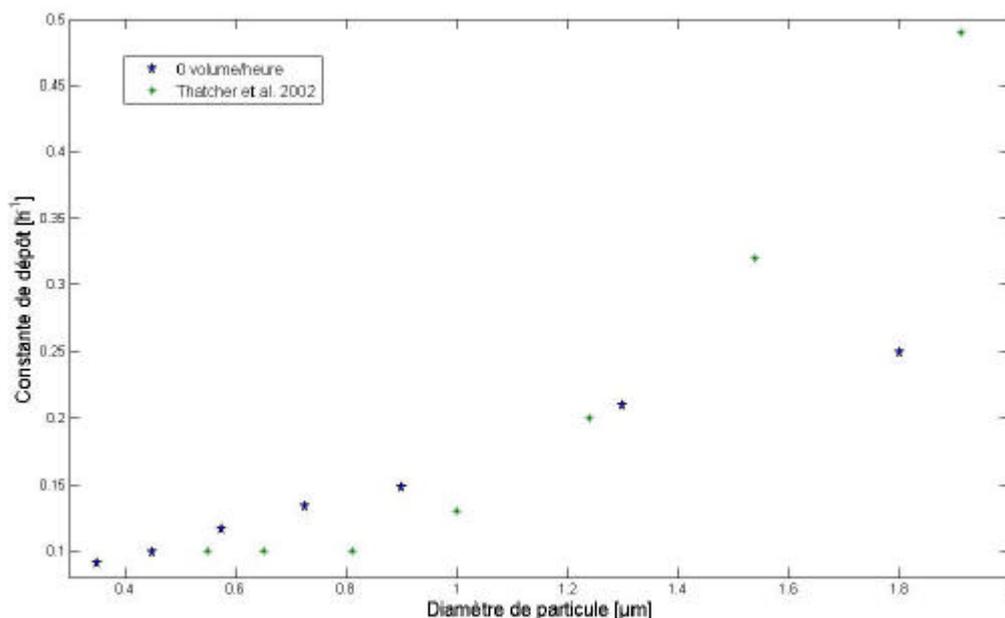


Figure III-17 Constante de dépôt dans la grande cellule, cas « dépôt tranquille », comparaison avec les résultats de Thatcher et al.

En comparant ces résultats avec la bibliographie, (voir Figure III-17), nous avons trouvé que les résultats obtenus sont proches de ceux de Thatcher et al. [THA02]. Ces auteurs ont mesuré la décroissance de la concentration dans une cellule non meublée de 2,2x2,7 mètres sur 2,4 mètres de hauteur, les surfaces intérieures des parois sont des surfaces sèches texturées mis à part le sol qui a été recouvert d'une plaque de métal. Leurs résultats sont présentés sur la Figure III-17 en comparaison avec les nôtres. La Figure III-17 montre une évolution croissante de la constante de dépôt avec la taille des particules. Pour le domaine de taille de particules étudié les deux études confirment que nous nous situons dans le domaine où le dépôt gravitaire (sédimentation) est dominant et augmente avec la taille des particules. Il faut

remarquer que Thatcher et al. [THA02] ont obtenu des valeurs identiques pour leurs trois plus petites tailles, ainsi le minimum de leur courbe ne peut pas être défini non plus.

Diamètre de particule (μm)	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
Constante de dépôt (h^{-1}) I_d (mesurée)	0,091	0,0998	0,116	0,134	0,148	0,21	0,249

Tableau III-7 Valeurs obtenues de I_d pour le dépôt tranquille

III.2.5.3. Etude de l'évolution de la concentration dans la cellule test en situation ventilée

Pour évaluer l'étanchéité de la cellule, et vérifier que nos considérations du Chapitre I. concernant l'approche globale sont bonnes, nous avons étudié la décroissance de la concentration par rapport à la concentration initiale dans la cellule. Ainsi, si nous obtenons une droite pour caractériser la relation entre les deux concentrations, cela veut dire qu'il n'y a pas d'autre mécanisme d'élimination des particules polluantes uniquement ceux que nous avons considéré (ventilation et dépôt). Sur la Figure III-18, la relation $C_i(t)/C_i(0)$ pour le diamètre $0,35\mu\text{m}$ et pour trois taux de renouvellement d'air est présentée. Pour chaque cas, la relation linéaire a été retrouvée, nous pouvons ainsi conclure qu'il n'y a pas de sources extérieures ni intérieures, ni de remise en suspension des particules. La variation du taux de renouvellement d'air conduit à une pente différente pour chaque expérimentation. Plus la vitesse d'air est élevée, plus vite les particules disparaissent de l'air intérieur de la cellule.

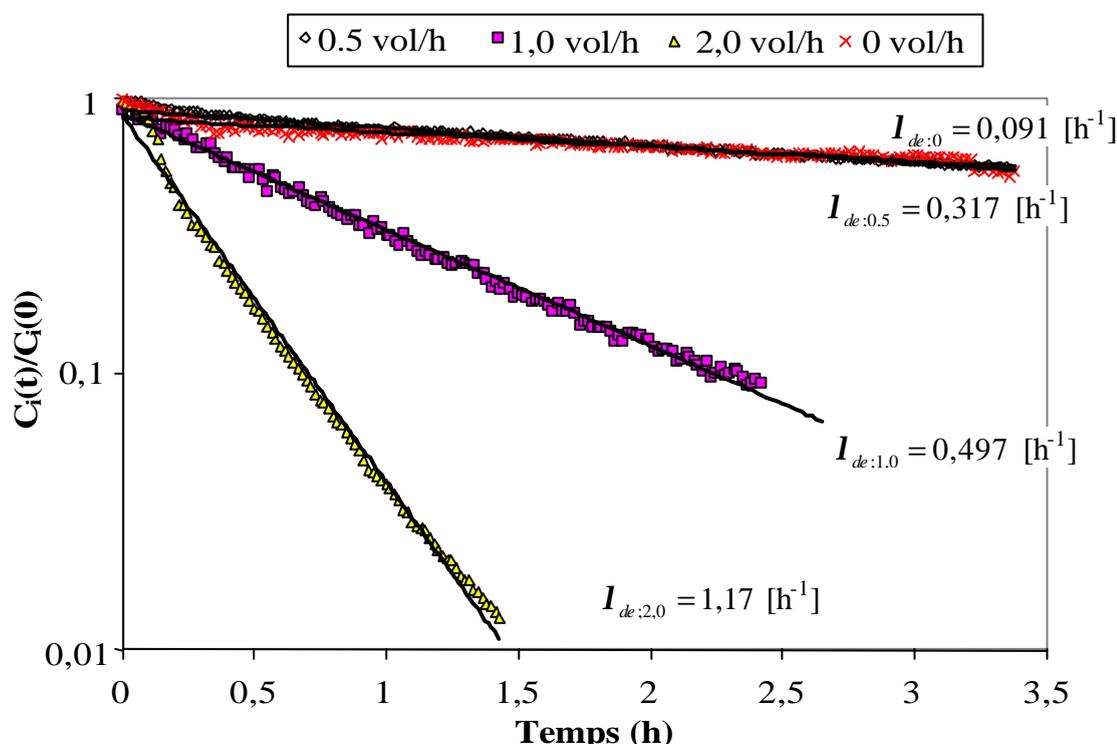


Figure III-18 Décroissance de la concentration des particules pour trois taux de renouvellement d'air, pour des particules de $0,35\mu\text{m}$

III.2.6. Influence de la position des bouches de ventilation: configuration bas - haut

Pour la grande cellule, nous avons étudié plusieurs taux de renouvellement d'air. L'objectif de nos études était de mesurer l'influence de la ventilation et de la position des bouches d'extraction sur le dépôt des particules fines. Ainsi nous avons regroupé nos résultats en deux grandes familles, selon la stratégie de ventilation. A chaque fois nous nous sommes intéressés à l'évolution de la constante de dépôt selon l'augmentation du débit de ventilation. Nous ne présentons ici que des constantes de dépôt en [h⁻¹] car c'est la valeur que l'on peut comparer avec les études précédentes. Les cas étudiés sont listés au Tableau III-8.

Débit étudié (volume/heure)	Grande cellule		Petite cellule	
	Configuration Bas - Haut	Configuration Haut - Bas	Configuration Bas - Haut	Configuration Haut - Bas
0,5	X	X		
1,0	X	X	X	X
1,5			X	X
2,0	X	X	X	X
8,0			X	X

Tableau III-8 Liste des cas étudiés lors de nos expérimentations

NB : Chaque mesure a été répétée 5 fois, ainsi les courbes présentées sont elles les moyennes de ces valeurs.

Pour cette configuration, l'entrée de l'air a été installée au bas de la cellule tandis que la sortie a été réalisée en haut de la paroi opposée. Les coordonnées exactes des centres des bouches ont été présentées au Tableau III-2.

III.2.6.1. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 0,5 vol/h

Les vitesses qui se produisent dans cet écoulement sont très faibles, la vitesse d'injection est $v_{inj} = 0,19m/s$, donc nous considérons que l'écoulement à l'intérieur de la cellule a des vitesses plus faibles, que cette valeur (voir chapitre II). Le nombre de Reynolds d'injection est :

$$Re = \frac{\rho_f v_{inj} d_{inj}}{\mu_f} = 867 \tag{III.13}$$

où d_{inj} est la dimension verticale de la bouche d'injection. Cette valeur du nombre de Reynolds signifie un écoulement faiblement turbulent. Les nombres de Reynolds correspondant à chaque taux de renouvellement d'air sont présentés dans le tableau suivant (Tableau III-9).

Taux de renouvellement d'air	Vitesse de l'injection, v_{inj}	Nombre de Reynolds, Re d'injection	Débit [m ³ /h]
0,5	0,19m/s	Re _{0,5} = 867	4,688
1,0	0,37m/s	Re _{1,0} = 1733	9,375
2,0	0,74m/s	Re _{2,0} = 3467	18,75

Tableau III-9 : Nombres de Reynolds et vitesses d'injection pour les taux de renouvellement d'air

La raison pour laquelle nous avons étudié de faibles taux de renouvellement d'air tient au fait que nous voulions examiner l'influence des très faibles vitesses sur le dépôt des particules fines. En effet, les taux de renouvellement d'air 0,5 et 1,0 volume/heure sont les plus fréquents dans les habitations [MOS01]. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-19.

Les valeurs de la constante de dépôt n'excèdent pratiquement pas l'intervalle 0,22-0,32 h⁻¹. Une différence remarquable par rapport au dépôt tranquille est la forme des courbes obtenues. Dans le cas «dépôt tranquille » les courbes sont monotones avec tendance montante, alors que dans le cas d'un faible débit, une forme en « V » de la courbe est remarquée. Les valeurs de la constante de dépôt sont plus élevées dans le cas de 0,5 volume/heure que dans le cas du dépôt tranquille ce qui montre l'influence de l'écoulement d'air sur le dépôt. La probabilité d'impact d'une particule sur une paroi augmente en fonction de la vitesse de l'air qui la transporte.

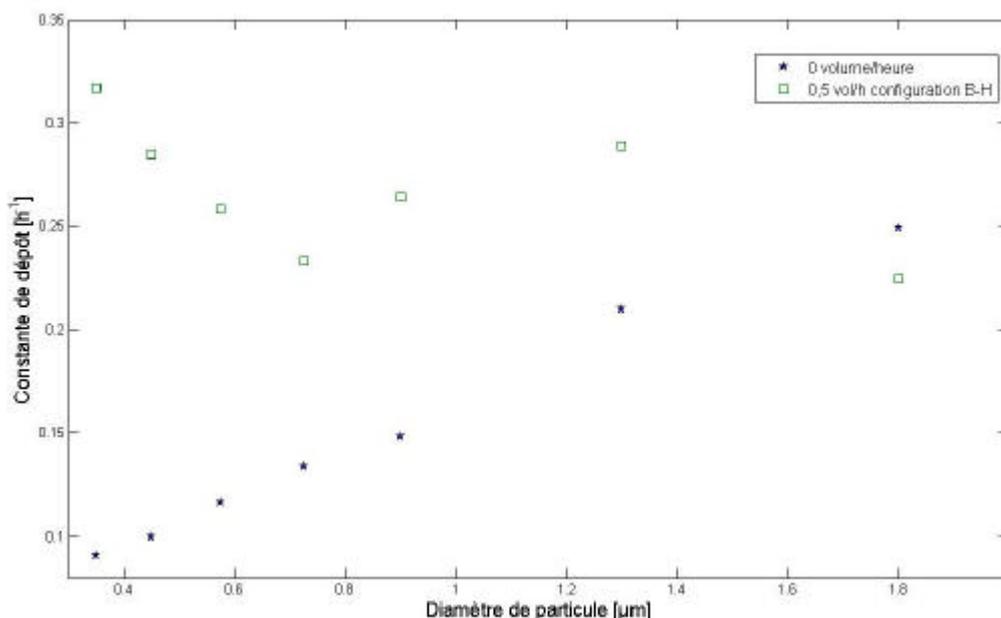


Figure III-19 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 0,5 vol/h

La valeur de la constante de dépôt de l'intervalle 1,6 – 2,0 μm est décalée par rapport aux autres valeurs. Cette déviation s'explique par la faible quantité de particules de cette taille présentes dans l'écoulement. Alors que pour la taille 0,3 – 0,4 μm nous avons utilisé en moyenne plus de 2 millions de particules par litre à chaque mesure (dans la cavité), entre 1,6 – 2,0 μm , nous n'avons eu que 10000 particules par litre après l'homogénéisation dans l'écoulement, ce qui ne permet pas de retenir une valeur de constante de dépôt représentative. Cette taille de particules montre une déviation systématique à chaque taux de renouvellement d'air ainsi nous considérons que ces valeurs ne sont pas assez fiables pour les retenir dans notre analyse.

III.2.6.2. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 1 vol/h

Les tendances précédemment remarquées sont encore plus visibles pour un taux de renouvellement d'air de 1 vol/h. Sur la Figure III-20 les valeurs de la constante de dépôt sont présentées et elles sont autour de 0,5-0,6 [h^{-1}] ce qui montre l'influence plus importante de l'écoulement d'air sur I_{de} que dans le cas précédent. La forme en « V » de la courbe remarquée pour 0,5 vol/h a pratiquement disparue, cela veut dire que la différence entre les particules les plus petites (0,3-0,4 μm) et les plus grosses est moins importante dans le cas de 1 vol/h que dans le cas de 0,5 vol/h. Les particules se déposent plus vite avec l'augmentation de la vitesse d'air mais les différences entre les différentes tailles sont moins importantes que dans le cas de 0,5 vol/h.

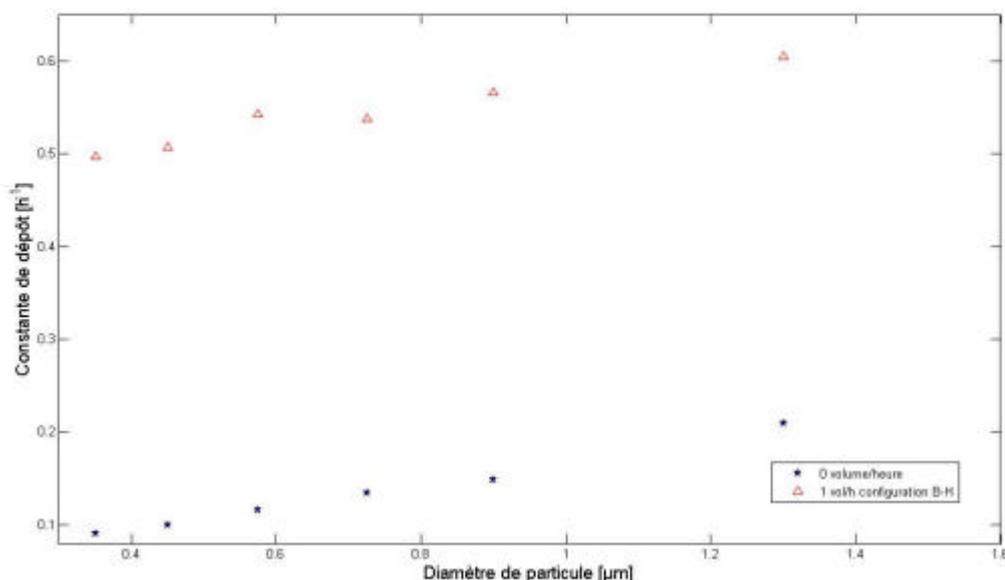


Figure III-20 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 1 vol/h

III.2.6.3. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 2,0 vol/h

Pour un taux de renouvellement d'air de 2 vol/h, nous avons constaté que les valeurs de constante de dépôt sont encore plus élevées, elles tombent dans l'intervalle de 0,9-1,2 h⁻¹. Alors l'influence de la vitesse de l'air porteur est clairement remarquable. Ainsi, plus la vitesse de l'air est élevée plus les particules se déposent vite. Ce fait correspond bien avec la théorie de la probabilité de l'impacte de Langstroth et Gillespie [LAN47] (voir chapitre I.). Cette théorie mentionne que si le taux de renouvellement d'air est élevé (avec lui l'intensité du mouvement turbulent) une collision entre une paroi et une particule a plus de probabilité que pour un taux moins élevé.

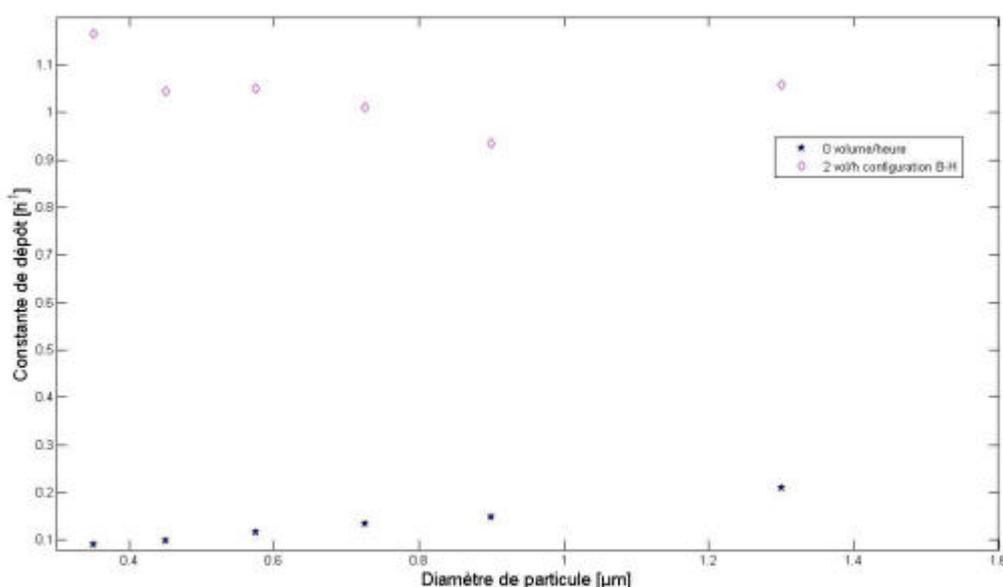


Figure III-21 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 2 vol/h

Sur la Figure III-21 on remarque que les valeurs des constantes de dépôt sont moins dispersées que pour les cas précédents.

III.2.7. Influence de la position des bouches de ventilation : configuration haut – bas

Dans le cas de configuration haut – bas, l'entrée de l'air a été placée dans la partie haute de la cellule et la sortie dans la partie basse. La configuration est présentée sur la Figure III-2 et les positions exactes des orifices sont présentées dans le Tableau III-2. Les vitesses d'injection de chaque taux de renouvellement d'air ont été les mêmes que dans le cas de la configuration bas – haut. Pour cette configuration nous ne nous sommes pas seulement intéressés à l'influence de la vitesse de l'écoulement mais également à l'influence de la direction de l'écoulement sur

le dépôt des particules. Pour cette raison les résultats de la configuration précédente sont aussi présentés pour chaque taux de ventilation.

III.2.7.1. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 0,5 vol/h

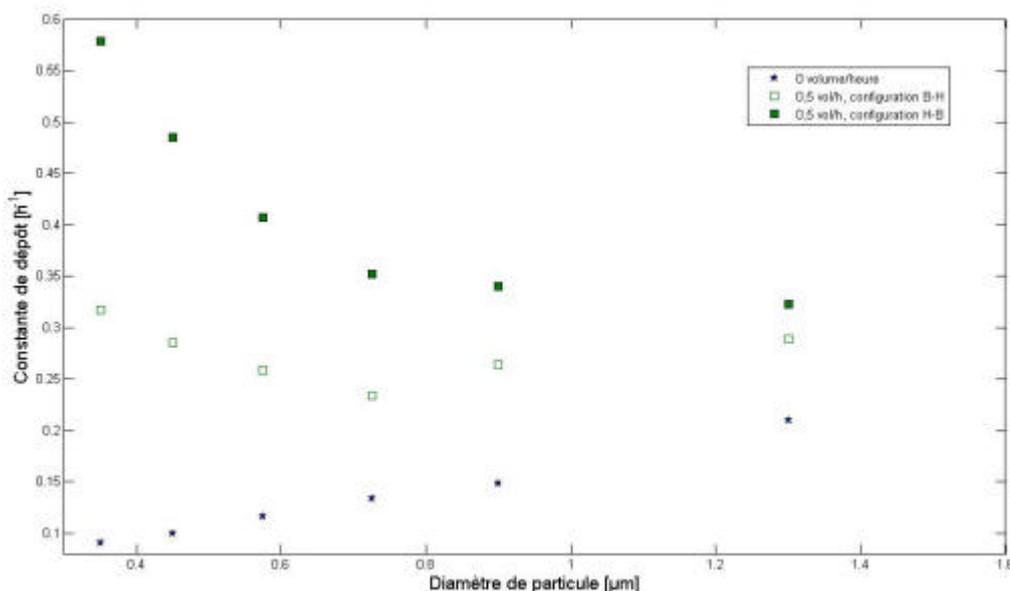


Figure III-22 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 0,5 vol/h

Sur la Figure III-22 les valeurs correspondant à un taux de renouvellement d'air de 0,5 vol/h, sont présentées. On remarque à la fois une augmentation importante dans les valeurs des constantes de dépôt par rapport à configuration bas – haut et une pente plus forte que dans le cas B-H. Plus les valeurs de constante de dépôt sont élevées, plus les particules se déposent rapidement, on peut dire qu'avec la configuration haut – bas il y a plus de particules fines qui se déposent dans un local qu'avec la configuration bas – haut (dans le cas de 0,5 vol/h). Sur la courbe de configuration haut – bas un minimum est visible autour de diamètre du 1,3 μm ainsi les particules de cette taille se déposent le moins vite parmi tous les diamètres examinés.

En regardant les valeurs obtenues pour chaque diamètre, on constate que la différence entre les deux configurations conduit à une différence de presque 100% sur la valeur de la constante de dépôt pour les particules très fines et une différence moins remarquable pour les particules plus grosses. Les valeurs de la constante de dépôt pour la configuration H-B restent dans l'intervalle 0,3-0,6 h^{-1} .

III.2.7.2. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 1 vol/h

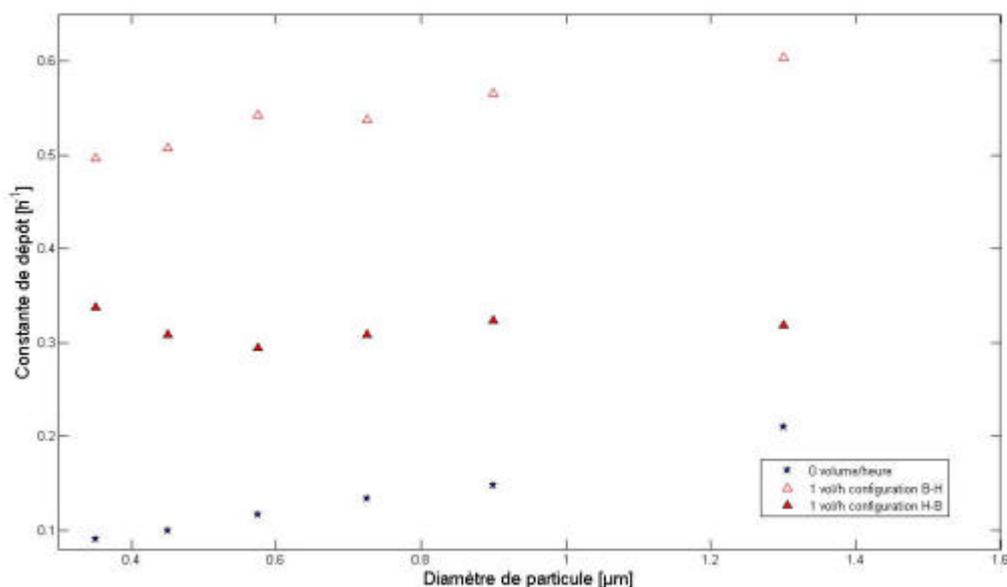


Figure III-23 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 1 vol/h

Pour 1 vol/h la position des courbes de constante de dépôt en fonction de la position des bouches d'extraction est inversée par rapport au taux de 0,5 vol/h. Sur la Figure III-23 nous constatons que les valeurs de constante de dépôt de configuration haut – bas sont moins élevées que pour le cas de bas – haut. Alors les particules déposent moins vite si on souffle l'air à partir de la partie haute de la cellule que depuis la partie basse. Pour les faibles vitesses (ordre de grandeur de 5 cm/s dans la plupart du domaine) les particules répondent bien aux faibles changements de vitesse dans la direction de l'écoulement, alors la configuration haut – bas est plus favorable pour accélérer le dépôt. Par contre, avec l'augmentation de vitesse (dizaines cm/s dans la plupart du domaine), les particules se déposent plus vite dans la configuration B-H car elles arrivent plus vite dans la région adjacente aux parois que dans le cas H-B.

III.2.7.3. Influence du taux de renouvellement d'air, cas : 2,0 vol/h

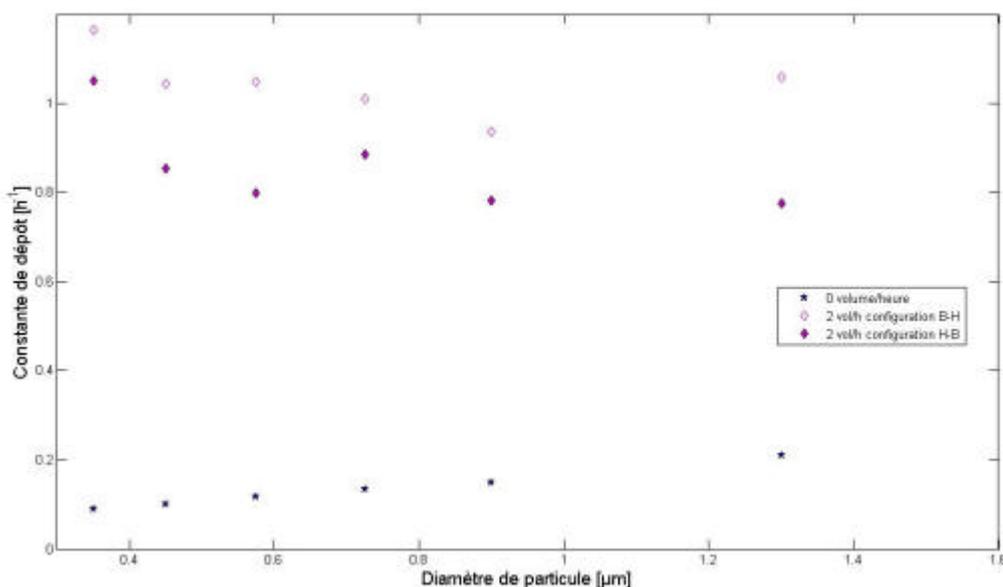


Figure III-24 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 2 vol/h

Il y a toujours plus de particules qui se déposent pour la configuration *bas – haut*, que pour la configuration haut- bas, comme au cas précédent. La différence entre les deux configurations est moins importante que pour le cas de 1,0 vol/h. Les raisons sont identiques aux raisons du cas précédent. Par contre il faut remarquer que les différences entre les valeurs des deux configurations sont moins élevées que dans le cas de 1 vol/h. Ici, les valeurs des constantes de dépôt pour la configuration H-B restent entre 0,6 et 1,1 h⁻¹ et sont donc proches des valeurs de la configuration B-H. Il est important de remarquer qu'on retrouve la même variation sur les deux courbes obtenues à 2 vol/h.

III.2.8. Conclusion

En comparant globalement tous nos résultats, l'influence des caractéristiques de l'écoulement est clairement remarquable. Pour les trois taux de renouvellement d'air de la configuration bas – haut, la tendance montre que plus nous augmentons le taux de renouvellement d'air, plus les particules se déposent vite. Par contre pour la configuration haut – bas, les valeurs de I_{de} sont moins importantes pour le taux de 1 vol/h que pour les deux autres taux. Sur la Figure III-25 les résultats obtenus pour les différents taux de renouvellement d'air et pour les 2 configurations d'injection sont présentés. Les valeurs obtenues pour 0,5 vol/h configuration H-B sont supérieures aux valeurs de 1 vol/h configuration H-B par contre inférieures aux valeurs de 2 vol/h de la même configuration.

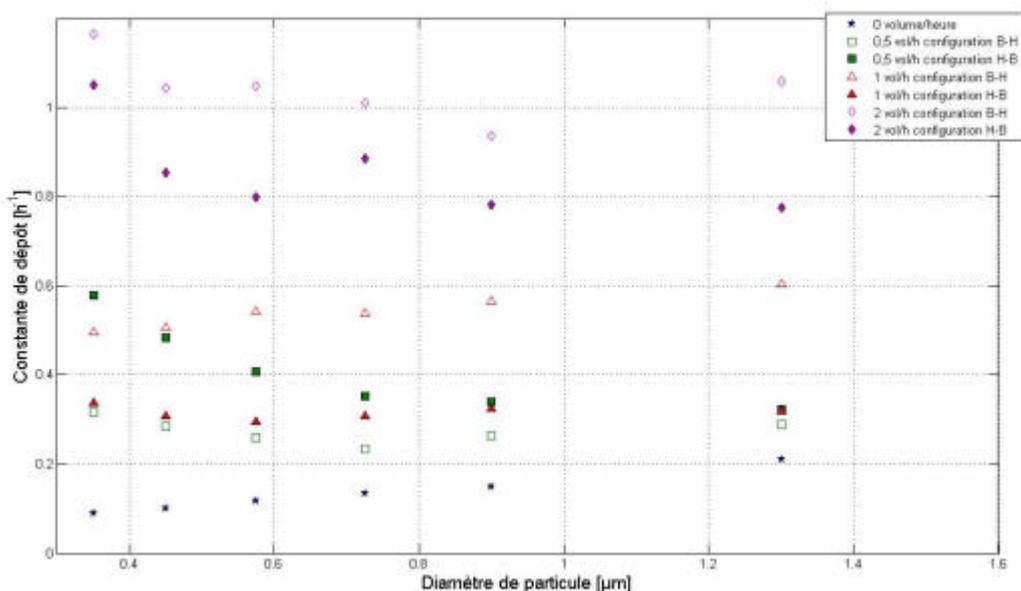


Figure III-25 Valeurs des constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules pour différents taux de renouvellement d’air dans la grande cellule test.

Pour conclure, on peut dire qu’en cas de configuration bas – haut, avec l’augmentation du taux de renouvellement d’air, nous obtenons une valeur plus élevée pour la constante de dépôt, et donc une quantité de particules déposées plus importante. Par contre, pour la configuration haut – bas cette évolution n’est pas aussi claire. Nous remarquons une perturbation entre le taux de 0,5 vol/h et 1 vol/h. Une étude plus détaillée de l’écoulement est donc nécessaire pour mieux interpréter ces résultats expérimentaux.

Nos résultats comparés à ceux de Bouilly [BOU03] sont présentés sur la Figure III-26. Bouilly a étudié l’influence de différentes stratégies de ventilation sur le dépôt comme cela a été présenté au premier chapitre. Il a obtenu des résultats très proches pour ces deux taux de renouvellement d’air étudié (0,5 et 1,0 vol/h) malgré la grande différence entre ses vitesses d’injection (Pour 0,5 vol/h, la vitesse d’injection était $v_{inj0,5} = 0,443 \frac{m}{s}$ et pour 1,0 vol/h,

$$v_{inj1,0} = 0,886 \frac{m}{s} .)$$

Nos vitesses d’injection de 1,0 et 2,0 volume/heure sont dans le même ordre de grandeur que celles de Bouilly (voir Tableau III-9), on s’attend ainsi à obtenir la même tendance de courbes pour les deux cellules.

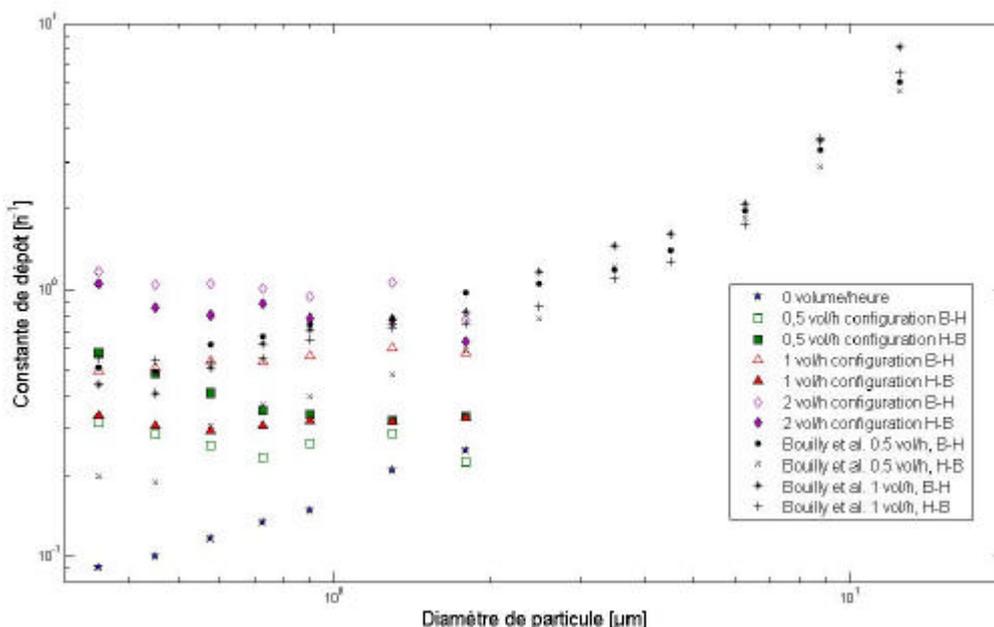


Figure III-26 Evolution des constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats comparés avec Bouilly et al. [BOU03]

Bouilly a trouvé qu'au taux de 1 vol/h il y a plus de dépôt que pour 0,5 vol/h en configuration H-B pour les particules entre 0,3 et 3 μm alors que pour la configuration B-H, le taux de 0,5 vol/h résulte plus de dépôt que 1,0 vol/h jusqu'à la taille de 2 μm environ.

Globalement, nos résultats sont éloignés de ceux de Bouilly en régime submicronique sauf pour le taux de 1,0 vol/h en configuration B-H. En comparant les vitesses d'air dans le domaine, l'expérience de Bouilly, avec un taux de renouvellement d'air de 1,0 vol/h, a eu des vitesses plus élevées que nous dans le cas de 2 vol/h. Ceci montre déjà que le taux de renouvellement d'air n'est pas un paramètre discriminant. De plus, les valeurs de I_{de} plus élevées qu'il a rencontrées peuvent être expliquées par le régime de turbulence, probablement plus développé. Il est probable que la turbulence, représentée localement par son intensité, soit un paramètre plus déterminant que la vitesse d'air sur la dispersion des particules et donc sur leur dépôt. Ces résultats sont cohérents avec la théorie de Crump et Seinfeld [CRU81] présentée au premier chapitre.

Pour mieux qualifier nos résultats une comparaison avec les données de la bibliographie est présentée sur la Figure III-27. Nous n'avons retenu que des études qui correspondaient à nos configurations en régime de ventilation, taille de particule et type de cavité. Les études sont les mêmes que celles discutées au chapitre I.

Nos résultats correspondent bien aux résultats précédents, un décalage important se manifeste seulement entre les résultats de Thatcher et Nazaroff [THA97]. Il faut remarquer que ces résultats de Thatcher et Nazaroff sont éloignés également des autres résultats de la bibliographie. L'étude de Lai et al. [LAI02] donne des résultats proches des nôtres. En faisant un bilan on peut dire que dans la bibliographie, il y a encore un manque de résultats pour les particules entre 0,1 et 1 μm dans les habitations, mesurés dans les cavités de taille réelle.

Nos résultats montrent que le régime d'écoulement est un paramètre plus important que la configuration de ventilation. Il est ainsi délicat de proposer une relation directe entre la quantité de particules déposées, la configuration de la ventilation et le taux de renouvellement d'air. Par contre des tendances des courbes de constante de dépôt peuvent être dégagées.

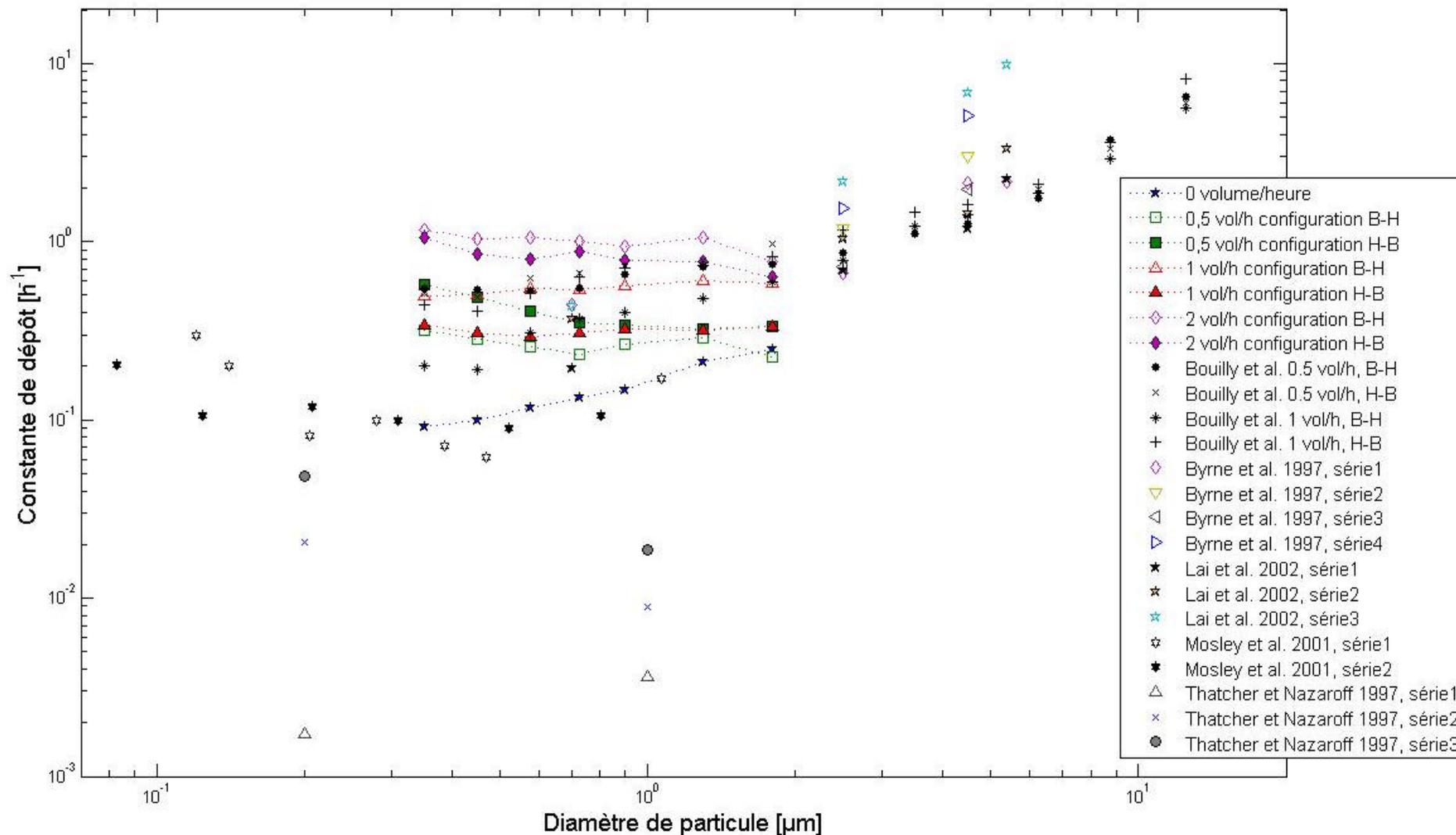


Figure III-27 Constante de dépôt en fonction de diamètre de particules – comparaison avec les données bibliographiques

III.3. Etude expérimentale de la dispersion et du dépôt des particules fines dans une cellule test de taille réduite

Partant des résultats obtenus à l'aide de la grande cellule, nous avons vu que de nombreux paramètres peuvent influencer le dépôt des particules fines. Pour améliorer le contrôle de l'ensemble des paramètres, et obtenir plus facilement des résultats plus fiables, nous avons décidé de construire une cellule test de taille plus réduite mais de forme identique à la première cellule. Le but de cette étude est aussi de vérifier la possibilité de transfert des résultats obtenus à partir de cellules tests de taille réduite vers les cellules de taille « réelle ».

III.3.1. Le dispositif expérimental

La petite cellule a été construite en contreplaqué, la surface intérieure est peinte, ses dimensions sont de 0,625 mètre dans les directions x et y, et de 0,375 mètre dans la direction z. (Volume $V=0,146\text{m}^3$, surface intérieure $S=1,72\text{m}^2$.) Nous avons obtenu cette taille par réduction de la grande cellule à l'échelle un quart.

Dans cette cellule, nous avons utilisé les mêmes particules et nous avons étudié les mêmes caractéristiques de dépôt que dans la grande cellule (par exemple, la rugosité n'a pas été changée, elle est considérée identiquement très faible pour les deux cellules). La position de l'entrée et de la sortie d'air est similaire à celle de la grande cellule. La taille d'orifice d'injection et de la sortie sont 1,75cm de hauteur et 2,5cm de largeur (rapport 0,25 avec la grande cellule). Les coordonnées des centres des ouvertures pour ce cas sont également présentées dans le Tableau III-10.

	Configuration 1 "Bas-Haut"	Configuration 2 "Haut-Bas"
Position de la bouche de soufflage (m)	X=0	X=0
	Y=0,07625	Y=0,54875
	Z=0,1875	Z=0,1875
Position de la bouche d'extraction (m)	X=0,625	X=0,625
	Y=0,54875	Y=0,07625
	Z=0,1875	Z=0,1875

Tableau III-10 Coordonnées des bouches d'entrée et de sortie d'air dans la petite cellule test

Nous avons étudié deux configurations de ventilation, identiques à celles utilisées pour la grande cellule : configuration *bas – haut*, et configuration *haut – bas*. Les taux de renouvellement d'air choisis sont les valeurs couramment utilisées dans les bâtiments, tels que 1,0 ; 1,5 et 2,0 vol./h. Nous avons également utilisé un taux de renouvellement d'air 8,0 vol/h, pour produire un *écoulement similaire* dans les deux cellules (cas 0,5 vol/h dans la grande cellule). Ce cas sera présenté plus en détails par la suite.

Par contre, nous n'avons pas étudié le taux de renouvellement d'air de 0,5 vol. /h (74 litre/heure) car notre installation de ventilation ne nous permet pas d'obtenir des vitesses très faibles suffisamment stables.

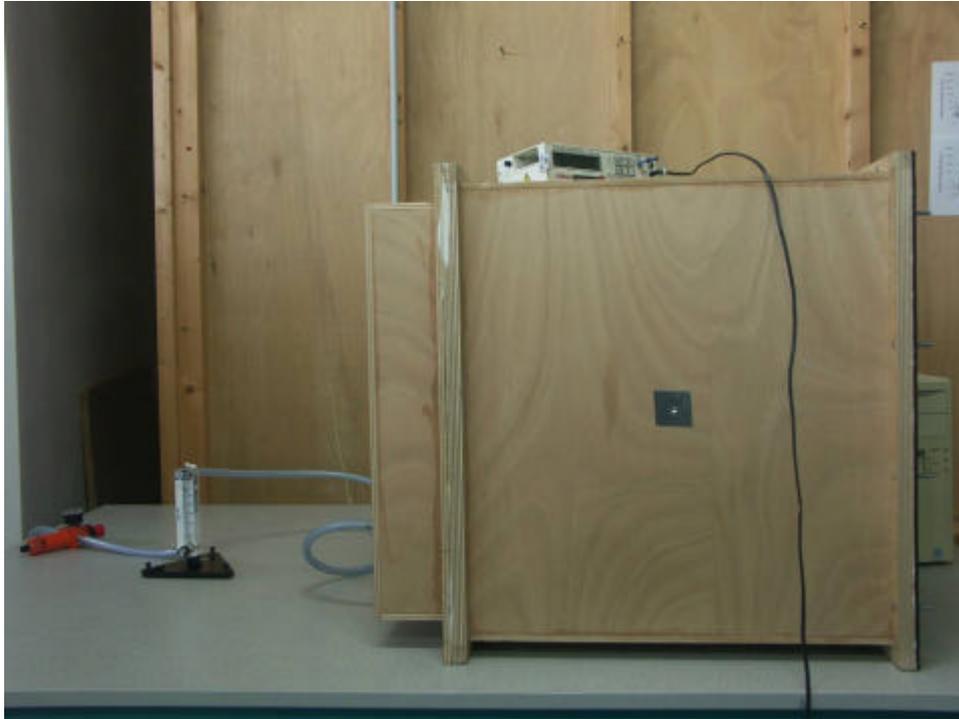


Figure III-28 La photo de la cellule de taille réduite

Pour cette cellule test de 146 litres, nous avons eu besoin d'un système de ventilation mieux adapté aux faibles débits. En effet, ici, le taux de renouvellement d'air nécessaire est inférieur d'un ordre de grandeur à ceux utilisés pour la grande cellule. Pour assurer les débits demandés, (ordre de grandeur de 0,1 – 0,3 m³/h), nous avons choisi d'utiliser le réseau d'air comprimé cumulé avec l'installation d'un débitmètre pour régler directement le débit entrant dans la cellule.

III.3.2. La métrologie

Le débitmètre utilisé, type Cole – Palmer, nous permet de régler la valeur du débit d'air entre 0,15 et 1,8 m³/h. Cet instrument est positionné de façon parfaitement verticale sur son trépied au moyen d'un niveau à bulle intégré. Le débit d'air est indiqué par une bille de métal. L'appareil est connecté à la cellule à l'aide un tuyau présenté sur la Figure III-29. Cette installation nous permet d'étudier facilement les différentes stratégies de ventilation, (configuration bas – haut et haut – bas).

Pour homogénéiser la pression d'air qui arrive au débitmètre, un filtre régulateur a été installé entre le réseau du bâtiment et l'appareil, ce qui nous a permis d'obtenir de l'air propre et sec, à une pression approximativement constante (2 bars). (voir photo dans l'Annexe I.)



Figure III-29 Le débitmètre et son installation pour le système de ventilation de la petite cellule

III.3.3. Le protocole expérimental

Le protocole expérimental, bien qu'adapté à la petite cellule, ressemble à celui de la grande cellule. Avant chaque mesure, un nettoyage par soufflage d'air comprimé est effectué afin d'enlever la possible pollution des mesures précédentes. Cette étape est réalisée à l'aide d'un pistolet à air.

La taille de la cellule test est $0,146 \text{ m}^3$, par conséquent la taille des capteurs optiques (GRIMM) est comparable à celle de la cellule. Pour cette raison nous avons disposé l'appareil à l'extérieur de la cellule pour diminuer la perturbation du dépôt particulaire. Pour accéder aux valeurs de la concentration à l'intérieur, nous avons relié la bouche du capteur et le milieu de la cellule avec un tuyau en téflon et un embout en métal. Pour la même raison (taille comparable), nous avons utilisé un seul capteur pour prélever la concentration intérieure.

Après nettoyage des surfaces intérieures, le capteur a été mis en marche. L'homogénéisation de ce volume a été réalisée avec de l'air comprimé modéré par un pistolet à air (contrairement à l'hélice de la grande cellule). Le même type de particule a été employé (même taille et même forme). Nous avons testé l'applicabilité de l'appareil TOPAS (disperseur de particules). Après plusieurs tests, nous avons constaté que même en utilisant le plus faible débit d'alimentation d'appareil, la quantité de particules injectées dépasse le seuil maximal de mesure du capteur optique (environ 10 millions particules capturées/litre). C'est pour cette raison que la poudre sèche d'alumine a été introduite dans le volume d'étude au moyen d'une seringue. Cette méthode nous a permis également de nous assurer d'injecter

approximativement la même quantité de poudre à chaque essai, une solution fiable et suffisante malgré sa simplicité.

Après l'injection des particules, nous brassons l'air à l'intérieur pour homogénéiser la distribution des particules. Après 5 minutes, la ventilation est mise en route et la décroissance de la concentration en particules peut être observée. Les valeurs sont données à chaque minute. Comme la taille de la cellule est très petite par rapport à celle de la grande cellule, les mesures sont beaucoup plus rapides. La durée complète d'une expérimentation varie entre 30 minutes et 3 heures.

III.3.4. La détermination de la constante globale

Nous avons utilisé la même méthode *globale* pour déterminer la constante de dépôt que celle présentée au chapitre III.2.4 et déjà utilisée pour la grande cellule. La constante de dépôt est exprimée comme la différence entre la constante globale de décroissance de la concentration et le taux de renouvellement d'air :

$$I_{de} = I_g - I_r \quad (III.14)$$

III.3.5. Dépôt tranquille, petite cellule – comparaison avec la grande cellule

Le protocole expérimental ressemble à celui évoqué précédemment au paragraphe III.3.3, la cellule test a été nettoyée préalablement par soufflage d'air comprimé, et le capteur optique a été installé à l'extérieur de la cellule. Le principe de l'expérimentation est identique à celui de la grande cellule. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps au phénomène de dépôt tranquille : le dépôt sans perturbation des particules dans la cellule. La décroissance de la concentration est exponentielle sachant qu'en absence de ventilation, la constante globale de décroissance de la concentration est identique à la constante de dépôt.

Les résultats de cette expérience sont présentés dans le Tableau III-11 où ils sont comparés à ceux obtenus dans la grande cellule. La différence entre les résultats obtenus dans les deux cellules est remarquable, pour la petite cellule les valeurs sont plusieurs fois supérieures à celles obtenues pour la grande cellule.

La différence s'explique par le phénomène de dépôt tranquille. Le processus physique est le même pour les deux cellules ; les particules sont soumises à deux phénomènes principaux : la sédimentation gravitaire et la diffusion brownienne. Il n'y a pas d'autres forces extérieures

présentes car le champ de pression est homogène et les deux configurations sont isothermes. Les tailles des particules étant identiques dans les deux cas.

Diamètre de particule (µm)	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
Constante de dépôt (h ⁻¹) I_{de} , petite cellule	0,5	0,647	0,798	0,89	0,973	0,993	1,05
Constante de dépôt (h ⁻¹) I_{de} , grande cellule	0,091	0,0997	0,116	0,134	0,148	0,21	0,249
$I_{de, petite} / I_{de, grande}$	5,495	6,487	6,85	6,642	6,56	4,734	4,204

Tableau III-11 Valeurs *mesurées* de I_{de} pour le dépôt tranquille, comparaison des résultats obtenus dans les deux cellules

Le rapport des constantes de dépôt ne peut cependant pas être expliqué uniquement par le rapport d'échelle. Il varie aussi intrinsèquement avec la taille des particules. Comme cela a été présenté au Chapitre I., le dépôt tranquille a été étudié par Corner et Pendlebury [COR51], puis par Harrison [HAR79] et Crump et Seinfeld [CRU81]. Ils ont proposé l'équation (I.68) où interviennent les paramètres essentiels caractéristiques du dépôt tranquille :

$$I_{de} = \frac{v_{sed}}{h} + \frac{S}{V} \frac{D_{Bro}}{d}$$

A l'aide de cette formule nous avons cherché à expliquer les différences entre les valeurs obtenues pour chaque taille de particule dans nos deux cellules. Pour l'utilisation de cette expression nous avons calculé la vitesse de sédimentation, le coefficient de diffusion pour chaque taille de particule utilisée et l'épaisseur de la couche limite de la concentration. Ces valeurs sont présentées dans le Tableau III-12.

Diamètre de particule [µm]	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
Vitesse de sédimentation [m/s], v_{sed}	0,058	0,089	0,136	0,204	0,296	0,561	0,986
Coefficient de diffusion [m ² /s] (*10 ⁻¹¹), D_{Bro}	10,57	7,69	5,64	4,21	3,2	2,01	1,33
Epaisseur de la couche limite [m], (*10 ⁻⁴) d	2,9	2,6	2,4	2,2	2	1,7	1,5

Tableau III-12 Valeurs calculées de v_{sed} , de D_{Bro} (selon Hinds [HIN82]) et de d (selon Okuyama [OKU86])

La valeur de d (épaisseur de la couche limite de diffusion) a été calculée selon Okuyama et al. [OKU86], car la formule originale proposé par Harrison a été déjà critiquée par Crump et al. [CRU83], ainsi cette expression (I.82) nous semble être plus fiable. Dans l'expression (I.82) le coefficient de diffusion est en [cm²/s] et ainsi les valeurs de d sont obtenues en cm [OKU86].

Les valeurs de la constante de dépôt calculées à l'aide de l'expression (I.68) sont rassemblées dans le Tableau III-13.

Diamètre de particule [μm]	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
Constante de dépôt [h^{-1}] I_{de} petite cellule	0,104	0,153	0,227	0,333	0,48	0,902	1,58
Constante de dépôt [h^{-1}] I_{de} , grande cellule	0,027	0,039	0,057	0,084	0,12	0,226	0,395
$I_{de, petite} / I_{de, grande}$	3,852	3,923	3,982	3,964	4	3,991	4

Tableau III-13 Valeurs *calculées* de I_{de} pour le dépôt tranquille, pour les deux cellules (selon Corner et Pendlebury [COR51])

En comparant les valeurs calculées, on constate que le rapport entre les constantes obtenues dans les deux cellules suit directement le rapport d'échelle à moins de 4 % près. Une tendance montante est remarquable entre les valeurs des petites particules et celles des grandes. Pour la plus petite taille nous avons trouvé une différence de 3,7 % entre les valeurs des deux cellules, tandis que pour la plus grande taille, le rapport était exactement 4 ce qui peut s'expliquer par l'aspect dominant du terme de sédimentation.

Diamètre de particule [μm]	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
v_{sed} / H	0,0230	0,0356	0,0545	0,0815	0,119	0,224	0,394
$\frac{S}{V} \frac{D_{Bro}}{d}$	0,0038	0,00308	0,0025	0,00206	0,00171	0,00126	0,00096
% de 2 ^{ème} terme	16,52	8,65	4,6	2,53	1,14	0,56	0,24

Tableau III-14 Valeurs de deux composantes d'équation (I.68), grande cellule

Diamètre de particule [μm]	0,35	0,45	0,575	0,725	0,9	1,3	1,8
v_{sed} / H	0,0921	0,142	0,218	0,326	0,474	0,897	1,58
$\frac{S}{V} \frac{D_{Bro}}{d}$	0,0121	0,0101	0,00894	0,00698	0,0059	0,00438	0,00367
% de 2 ^{ème} terme	13,14	7,11	4,1	2,14	1,25	0,49	0,23

Tableau III-15 Valeurs de deux composantes d'équation (I.68), petite cellule

Dans le Tableau III-14 et Tableau III-15 nous avons décomposé l'expression (I.68) pour les deux cellules. Pour les plus petites particules le deuxième terme a une participation au dépôt voisine de 15 %. Par contre pour les plus grandes particules cette participation est négligeable, la sédimentation est dominante pour les particules supérieures ou égales à 0,725 μm .

On remarque l'effet de la diffusion jusqu'aux particules inférieures à 0,9 μm . En revenant à nos résultats expérimentaux, cette tendance existe aussi pour les particules les plus grosses ce qui paraît cohérent. Par contre l'expression (I.68) semble sous évaluer les phénomènes de diffusion. Les résultats (Tableau III-13) obtenus par cette expression conduisent à des valeurs de rapport $I_{de, petite} / I_{de, grande}$ plus faibles pour toutes les tailles des particules : quand le

phénomène de diffusion devrait être le phénomène dominant et également quand la sédimentation gravitaire devient plus significative (tailles plus importantes). Ainsi, l'utilisation de l'équation (I.68) dans cette forme n'est pas justifiée pour nos cas.

Cette équation était la base des études suivantes où les auteurs ont développé des expressions pour les cas ventilés. Une étude importante a été celle de Crump et Seinfeld [CRU81], qui ont étudié les cellules cubiques. Ils ont développé une expression plus sophistiquée pour la constante de dépôt d'une cellule de forme quelconque aux cas ventilés. Cette expression a été reprise par plusieurs auteurs plus tard, comme au sein de notre laboratoire par Abadie [ABA00].

III.3.6. Etude du dépôt des particules fines avec ventilation

Chaque mesure a été répétée 5 fois, ainsi les courbes présentées traduisent-elles les moyennes de ces valeurs. Afin d'améliorer la lecture des résultats nous ne présentons les écarts types que dans l'Annexe I.

Les vitesses d'injection et les nombres de Reynolds pour chaque cas mesuré sont présentés dans le Tableau III-16. On constate que les valeurs du nombre de Reynolds sont très faibles, ce qui veut dire que nos écoulements sont majoritairement en régime laminaire, à l'exception de renouvellement d'air imposé à 8,0 vol/h.

Taux de renouvellement d'air	Vitesse de l'injection, v_{inj}	Nombre de Reynolds, Re	Débit [m^3/h]
1,0	0,093m/s	108	0,1465
1,5	0,14m/s	163	0,22
2,0	0,19m/s	217	0,293
8,0	0,74m/s	867	1,172

Tableau III-16: Nombres de Reynolds et vitesses d'injection pour les taux de renouvellement d'air (petite cellule)

D'après les valeurs du Tableau III-16, nous nous attendons à ce que l'influence de la turbulence sur le dépôt n'intervienne que faiblement (pratiquement que pour 8 vol/h). C'est-à-dire que nous attendons des courbes de constantes de dépôt proches de celles obtenues pour le dépôt tranquille, avec des modifications dues à la convection des particules, générée par l'écoulement.

Tous nos résultats mesurés dans la petite cellule sont présentés sur la Figure III-30. Contrairement au cas de la grande cellule, nous avons décidé d'analyser l'ensemble des

résultats au lieu de diviser la discussion en plusieurs sous-chapitres en espérant obtenir ainsi un traitement plus synthétique. Nous pouvons envisager cette simplification car la petite cellule sert à étudier la transmission des résultats entre nos deux cellules d'échelles différentes.

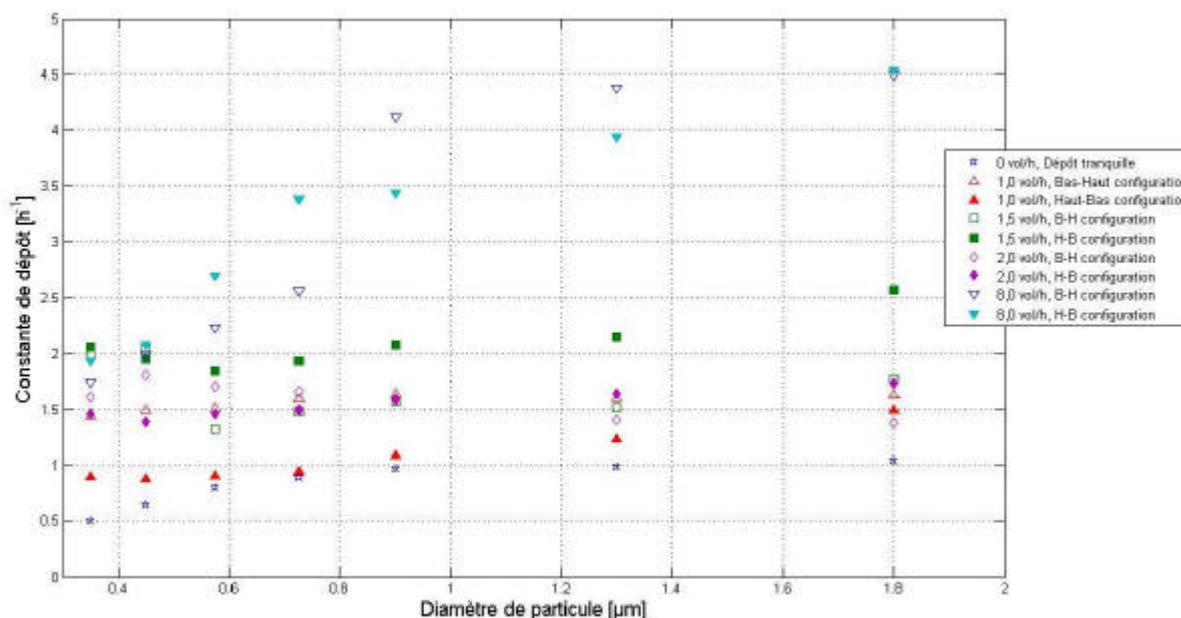


Figure III-30 Constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules, différents taux de renouvellement d'air, cas de la petite cellule

Sur la Figure III-30, on constate que toutes les configurations avec ventilation ont donné des valeurs supérieures à celles obtenues pour le dépôt tranquille. Cependant, la tendance attendue qui ferait que plus le taux de renouvellement d'air est élevé, plus la constante de dépôt correspondante est élevée, n'a pas été systématiquement retrouvée.

En effet, les valeurs de constante de dépôt les plus basses ont été trouvées pour le taux de renouvellement d'air de 1,0 vol/h, configuration haut – bas. Les valeurs sont entre 0,8 et 1,5 $[h^{-1}]$, bien inférieures à celles obtenues pour un même taux de renouvellement d'air mais avec une configuration de ventilation bas – haut. La différence est plus importante pour les petites particules (0,3-0,5 μm) que pour les grosses (entre 1,3-2 μm). Ce qui montre l'influence indiscutable des scénarii d'écoulement de l'air sur le dépôt des particules les plus fines, les plus grosses étant moins entraînées par l'écoulement. La chute observée dans la grande cellule pour la taille 1,8 μm n'est plus présente dans la petite cellule ce qui justifie notre hypothèse qui était de dire que la déviation est causée par le faible nombre des particules de cette taille

dans la grande cellule. En effet, dans la petite cellule, le nombre de particules par unité de volume, est nettement plus élevé que dans la grande cellule.

Pour les faibles taux de renouvellement d'air (1,0, 1,5 et 2,0 vol/h), les valeurs les plus élevées ont été obtenues pour le taux de 1,5 vol/h, configuration haut – bas. Ces valeurs sont pratiquement deux fois plus élevées que pour la même configuration à 1,0 vol/h. Cela veut dire que dans ce cas, les particules se déposent même plus vite que pour 2,0 vol/h. Cette observation n'est plus valable pour la configuration bas – haut, car les valeurs obtenues sont dans le même intervalle pour les deux taux (1,5 et 2,0 vol/h). L'explication n'est vraisemblablement liée qu'à l'influence du schéma d'écoulement de l'air au sein de la cellule. Malheureusement nous n'avons pas dans cette expérimentation le moyen de visualiser les écoulements, mais la simulation numérique sera un atout précieux pour expliquer ce type de comportement.

III.3.7. Conclusions

En général, pour ce type d'étude, on essaie de retenir deux types de conclusions, soit sur l'influence du taux de renouvellement d'air soit sur celle du principe de ventilation. Dans notre cas, nous avons étudié deux configurations de ventilation qui finalement ont donné des valeurs proches en constante de dépôt, avec des variations selon le débit de ventilation.

On ne peut pas définir une règle universelle qui permettrait de déterminer a priori la constante de dépôt. Le phénomène est plus complexe, car même le taux de renouvellement d'air n'a pas un effet indépendant sur le dépôt. Comme cela a été trouvé pour nos deux cellules test, il n'y a pas d'évolution monotone de la constante de dépôt avec le débit : pour chaque régime de ventilation, il existe un minimum de dépôt pour un débit déterminé (entre 0,5 et 1,0 vol/h pour la grande cellule et 1,5 vol/h pour la petite). Une tendance similaire a été observée par Lai et al. [LAI02], ils ont trouvé également que pour certaines tailles de particules, la constante de dépôt n'a pas suivi une tendance monotone liée au taux de renouvellement d'air.

De façon à comparer nos résultats avec la bibliographie nous n'avons retenu que des études qui concernent l'utilisation de la ventilation traversante. Nous avons choisi deux études qui correspondent à tous les critères (ventilation, type d'écoulement, type de particules, type de phénomène étudié), de celle de Crump et al. [CRU83] et de celle de Nomura et al. [NOM97]. Ces deux études ont été réalisées dans des cellules de taille réduite. Crump et al. ont étudié le phénomène du dépôt dans une cellule sphérique de $0,118 \text{ m}^3$ de volume, leurs particules ont

été de diamètre compris entre 0,024 – 0,794 μm . La surface de leur cellule est en verre, ainsi est-elle complètement lisse. Nomura et al. [NOM97] ont utilisé une cellule rectangulaire, de volume 1,013 m^3 , en plastique. Ils ont utilisé une hélice en partie basse de la cellule pour générer un écoulement traversant. Bien que ce ne soit pas évoqué dans l'article, cette hélice produit un taux de turbulence très élevé dans leur cellule, ainsi leurs résultats restent-ils systématiquement supérieurs aux nôtres dans tout l'intervalle des particules examinées.

Sur la Figure III-31 nous avons positionné nos résultats par rapport à ceux de ces deux études. Nos valeurs de constante de dépôt se situent entre celles obtenues pour ces deux études, ce qui est cohérent avec nos attentes.

L'étude de Crump et al. concerne une cellule sphérique, avec des parois lisses, leurs résultats sont inférieurs aux nôtres (le rapport surface/volume dans leur cellule est inférieur au nôtre). Cela signifie l'influence du rapport surface/volume sur le dépôt des particules fines.

L'étude de Nomura et al. a été menée dans une cellule rectangulaire, d'un volume bien supérieur à celui de notre cellule, où les parois ont été certainement plus rugueuses que dans l'étude de Crump et al. [CRU83]. Nomura et al. [NOM97] ont trouvé que l'influence du débit de la ventilation est évidente sur les valeurs de constante de dépôt, ils ont trouvé que pour un taux plus élevé la constante de dépôt est plus élevée.

Cette relation n'a pas été retrouvée ni par Crump et al. [CRU83] ni par nous même dans la petite cellule.

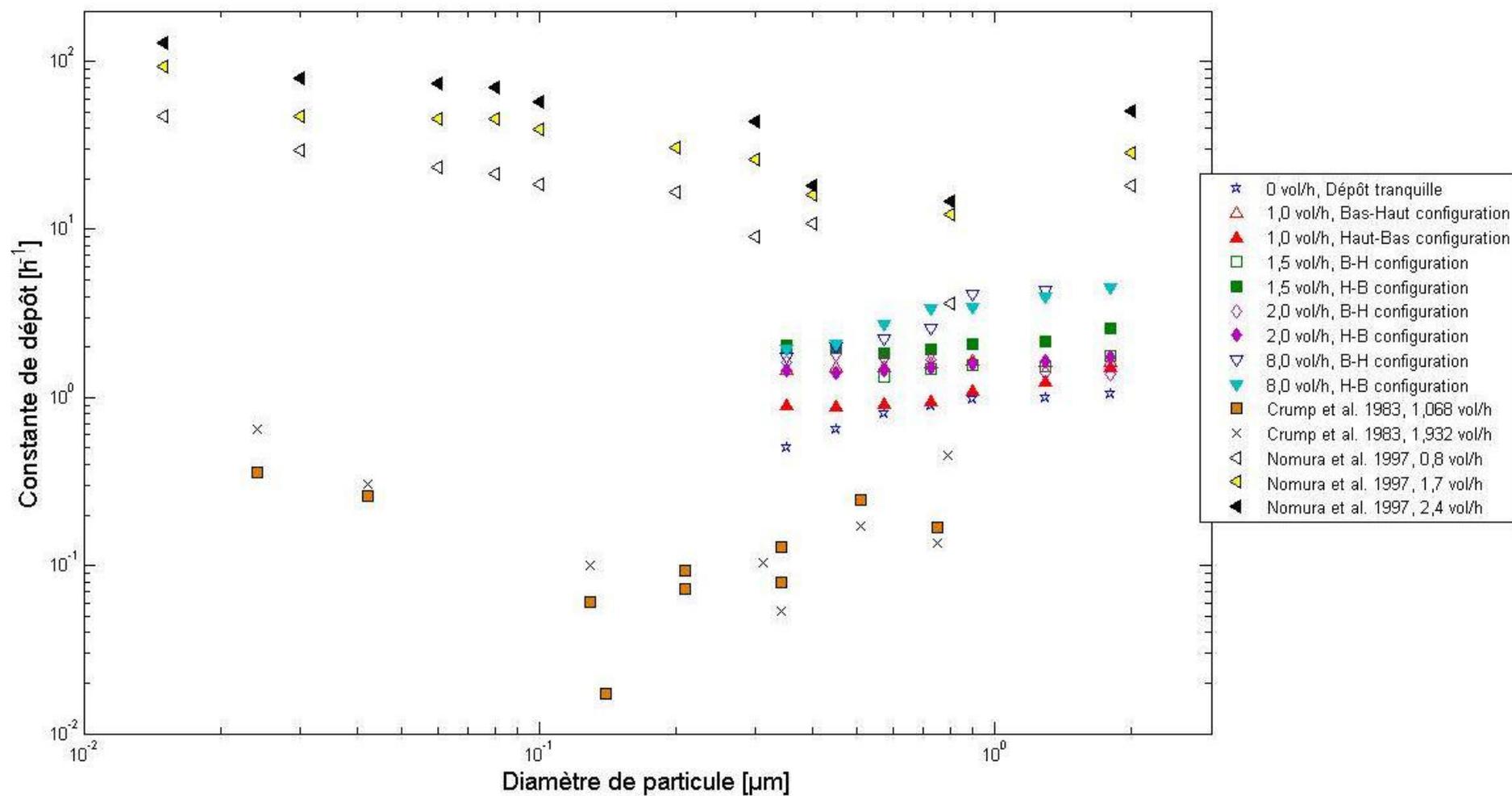


Figure III-31 Constante de dépôt en fonction de diamètre de particules, nos résultats en comparaison avec les résultats bibliographiques

En comparant nos résultats avec le reste de l'étude bibliographique (Figure I. 18) du Chapitre I., nous trouvons que nos résultats restent bien dans le même intervalle que les autres résultats malgré des conditions aux limites différentes (champ de vitesse ou domaine de turbulence).

On remarque que ce domaine de taille des particules a été largement étudié dans des cellules tests de tailles réduites. Les résultats sont très dispersés, ce qui est dû à la variété des caractères modifiant de dépôt, tels que la température, la rugosité, le rapport surface/volume, la forme et le type des particules, débit et type de la ventilation. Parmi ces caractères nous n'en avons étudié qu'un certain nombre.

Même si les écarts constatés ne sont pas tous expliqués de manière détaillée, nos résultats correspondent bien à l'ensemble des résultats précédents.

III.4. Etude de liaison des résultats du dépôt entre différentes tailles de cellules

Comme ceci a été présenté dans les paragraphes précédents, nous avons utilisé deux cellules tests pour étudier le dépôt des particules fines suspendues dans l'air intérieur. De plus, nous constatons que dans la bibliographie, des cellules tests de petite taille ont largement été utilisées bien que le passage à la taille réelle ne soit pas discuté en général. La question qui vient à l'esprit est de savoir comment on peut transférer ces résultats entre différentes tailles de cellules.

D'abord nous réalisons une étude pour présenter les valeurs provenant des différentes cellules. Une telle présentation nous permet de visualiser l'ensemble de nos résultats sur un graphique unique, avec également des résultats issus de la bibliographie. Par contre cette présentation ne fournit pas une méthode de transmission des valeurs mesurées, par conséquent une autre étude sera abordée dans un prochain paragraphe.

Le temps de relaxation et la vitesse de dépôt sont les deux paramètres qui semblent adéquats pour comparer différents types d'expérience. Ces deux quantités doivent être adimensionnelles afin d'obtenir les caractéristiques qui peuvent être comparées entre diverses expériences.

Nous utiliserons l'adimensionnement proposé par Liu et Agarwall [LIU74] et adapté par plusieurs autres auteurs. La quantité utilisée pour l'adimensionnement est la vitesse de friction. Cette variable est calculée à partir du champ de contraintes à la paroi de la cellule.

Nous avons obtenu ces valeurs à partir des résultats des simulations numériques effectués pour les deux dimensions de cellules. L'expression de la force de cisaillement est la suivante :

$$\overline{F}_S = \mathbf{t}_w A_b \frac{\overline{v_{par}}}{|\overline{v_{par}}|} \tag{III.15}$$

pour chaque paroi, et $\overline{v_{par}}$ est la composante du vecteur vitesse parallèle à la paroi, d'où la contrainte de cisaillement égale à :

$$\mathbf{t}_w = \frac{\overline{F}_S}{A_b} \frac{|\overline{v_{par}}|}{\overline{v_{par}}} \tag{III.16}$$

La vitesse de friction se calcule à l'aide de cette contrainte comme suit :

$$u^* = \sqrt{\frac{|\mathbf{t}_w|}{\mathbf{r}_f}} \tag{III.17}$$

Les valeurs obtenues par cette expression ont été utilisées pour adimensionner les valeurs de vitesse de dépôt et le temps de relaxation. L'expression de la vitesse de dépôt est représentée par l'équation (I.51) et elle est adimensionnée par l'équation (I.52). En reprenant l'expression (I.3) pour le temps de relaxation de la particule, l'adimensionnement réalisé de cette manière là est présenté par l'expression (I.4.)

Comme on obtient des valeurs de contrainte de cisaillement différentes pour chaque paroi, nous avons 6 valeurs adimensionnées de vitesse de dépôt et de temps de relaxation également pour chaque taille de particule. Des valeurs obtenues dans la grande et dans la petite cellule sont présentées dans les deux tableaux : Tableau III-17 Tableau III-18.

Diamètre de particule, d_p [μm]	Vitesse de friction [m/s]	Temps de relaxation adimensionné t^+					
		Paroi d'injection	Paroi Est	Paroi de sortie	Parois Ouest	Sol	Plafond
0,35	5,868E-07	1,277E-06	1,711E-07	8,285E-07	1,72E-07	4,828E-07	7,647E-08
0,45	9,005E-07	1,96E-06	2,625E-07	1,272E-06	2,638E-07	7,408E-07	1,173E-07
0,575	1,367E-06	2,975E-06	3,986E-07	1,930E-06	4,006E-07	1,125E-06	1,782E-07
0,725	2,029E-06	4,416E-06	5,916E-07	2,865E-06	5,946E-07	1,67E-06	2,644E-07
0,9	2,933E-06	6,383E-06	8,551E-07	4,141E-06	8,595E-07	2,413E-06	3,822E-07
1,3	5,488E-06	1,194E-05	1,6E-06	7,748E-06	1,608E-06	4,515E-06	7,151E-07
1,8	9,555E-06	2,079E-05	2,786E-06	1,349E-05	2,8E-06	7,860E-06	1,245E-06

Tableau III-17 Valeurs adimensionnées des temps de relaxation, t^+ , petite cellule, 2 vol/h

Diamètre de particule, d_p [μm]	Vitesse de friction [m/s]	Temps de relaxation adimensionné t^+					Plafond
		Paroi d'injection	Paroi Est	Paroi de sortie	Parois Ouest	Sol	
	Temps de relaxation [s]	0,00749	0,00765	0,0137	0,00765	0,00855	0,00391
0,35	5,868E-07	2,189E-06	2,287E-06	7,295E-06	2,287E-06	2,858E-06	5,984E-07
0,45	9,005E-07	3,359E-06	3,51E-06	1,119E-05	3,51E-06	4,386E-06	9,181E-07
0,575	1,367E-06	5,101E-06	5,329E-06	1,7E-05	5,329E-06	6,659E-06	1,394E-06
0,725	2,029E-06	7,571E-06	7,91E-06	2,523E-05	7,91E-06	9,883E-06	2,069E-06
0,9	2,933E-06	1,094E-05	1,143E-05	3,646E-05	1,143E-05	1,429E-05	2,991E-06
1,3	5,488E-06	2,048E-05	2,139E-05	6,822E-05	2,139E-05	2,673E-05	5,596E-06
1,8	9,555E-06	3,565E-05	3,724E-05	0,0001188	3,724E-05	4,653E-05	9,742E-06

Tableau III-18 Valeurs adimensionnées des temps de relaxation, t^+ , grande cellule, 2 vol/h

Dans la bibliographie on trouve essentiellement des valeurs de t^+ qui correspondent à des études relatives à des écoulements dans les conduits de ventilation. Dans ces écoulements la vitesse moyenne est souvent de l'ordre de plusieurs mètres par seconde, ce qui conduit à une vitesse de friction élevée (jusqu'à 1 m/s). Une synthèse bibliographique pour les études concernant des conduites de ventilation a été faite par Young et al. [YOU97] (voir Figure III-32), qui ont distingué trois régimes de dépôt selon les valeurs obtenues pour t^+ et v_{dep}^+ comme Guha [GUH97] (voir figure I.13 également).

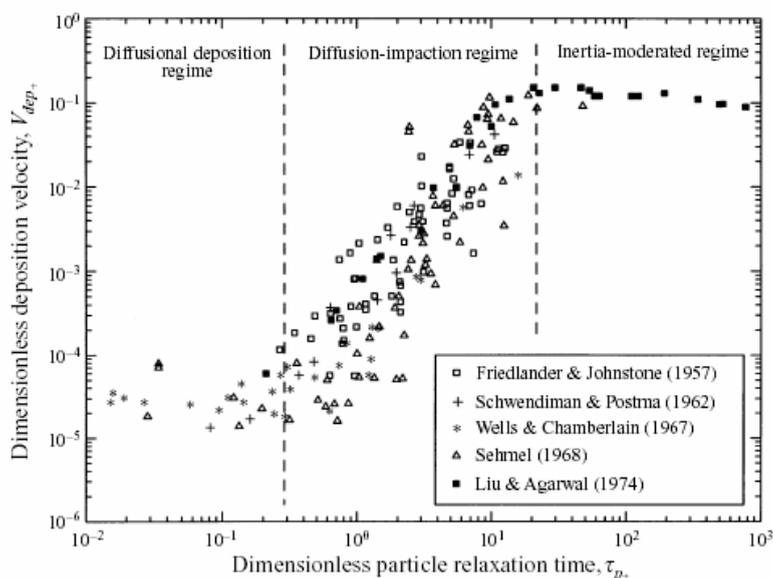


Figure III-32 Relation entre vitesse de dépôt adimensionnée et temps de relaxation adimensionné [YOU97]

Il faut noter, que ces trois régimes présentés de cette façon semblent n'être valables que pour les écoulements en conduits. En effet, dans les chambres ventilées les vitesses d'air sont beaucoup plus faibles, ainsi les valeurs de temps de relaxation adimensionné sont inférieures à 10^{-4} (dans l'intervalle de taille de nos particules).

Pour comparer nos résultats avec la bibliographie, nous avons cherché des études différentes à celles présentées sur la Figure III-32. Dans la bibliographie le groupe de recherche d'Ahmadi a étudié à plusieurs reprises le dépôt des particules fines. Chen et Ahmadi [CHE97] ont synthétisé des résultats bibliographiques de la façon présentée sur la Figure III-33. Leur étude correspond à des particules de diamètre compris entre 0,01 et 100 μm . La vitesse de friction de leur étude a été $u^* = 0,14 \text{ m/s}$ (c'est une valeur globale qui a été définie à une façon non précisée dans l'article) ; ce qui est beaucoup plus proche de nos valeurs, mais qui est encore supérieur d'un ordre de grandeur à nos valeurs de u^* (nos valeurs n'atteignent pas le 1,4 cm/s).

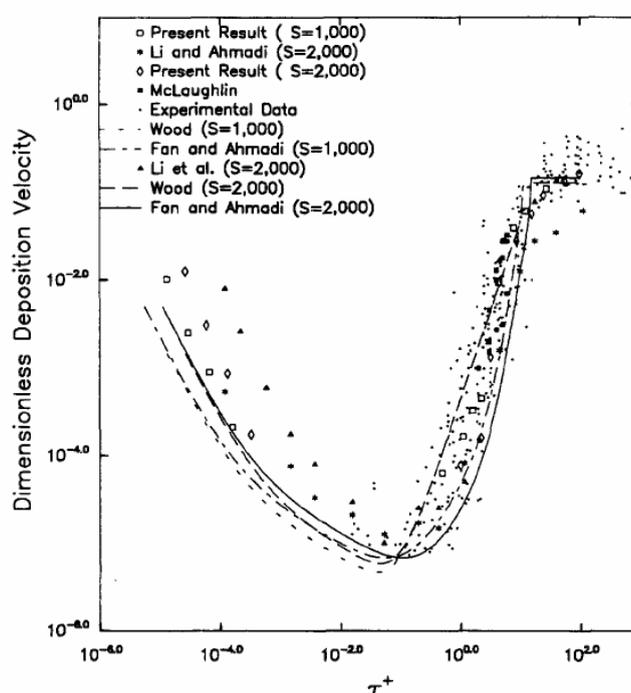


Figure III-33 Relation entre vitesse de dépôt adimensionnée et le temps de relaxation adimensionné [CHE97]

Lai et Nazaroff [LAI00] ont rapporté que dans les chambres ventilées la valeur de la vitesse de friction vaut approximativement 0,01 m/s (basé sur les mesures expérimentales), et ils ont trouvé une valeur de $\tau^+ \sim 0,05$ pour la taille $d_p = 10 \mu\text{m}$ (calcul avec $u^* = 3 \text{ cm/s}$). Une autre étude qui traite les valeurs de u^* dans les pièces ventilées est celle de Byrne et al. [BYR95a]. Ils ont étudié la vitesse de dépôt en fonction de la vitesse de friction (avec dimension). Ainsi l'effet de l'écoulement est directement représenté sur leurs résultats. Par contre le temps de relaxation n'intervient pas dans leur analyse. Ils ont obtenu des valeurs de u^* entre 0 et 10^{-1}

m/s (0 correspond au dépôt tranquille). Leurs valeurs sont supérieures aux nôtres (leurs résultats correspondent à la taille 4,5 µm).

Nous présentons nos valeurs des vitesses de dépôt dans les Tableau III-19 et Tableau III-20 pour les deux cellules tests (pour le même cas que pour le temps de relaxation : un taux de renouvellement d'air de 2 vol/h et une configuration de ventilation bas – haut). On remarque que les valeurs obtenues sont assez proches, sauf les valeurs correspondantes à la paroi d'injection. La différence constatée entre les valeurs obtenues pour la grande et la petite cellule est inférieure à 20%. C'est-à-dire que les grandes différences remarquées entre les valeurs I_{de} et v_{dep} sont moins importantes si on enlève les caractères perturbateurs par l'adimensionnement, comme celui de la différence géométrique.

Diamètre de particule, d_p [µm]	Vitesse de friction Vitesse de dépôt [m/s]	Vitesse de dépôt adimensionné v_{dep}^+					
		Paroi d'injection	Paroi Est	Paroi de sortie	Parois ouest	Sol	Plafond
		0,00572	0,00209	0,00460	0,0021	0,00352	0,0014
0,35	3,82E-05	6,69E-03	1,83E-02	8,3E-03	1,82E-02	0,0109	0,02732
0,45	4,26E-05	7,44E-03	2,03E-02	9,24E-03	0,02035	0,0121	0,03042
0,575	4,02E-05	7,04E-03	1,92E-02	8,74E-03	1,92E-02	0,01145	0,02877
0,725	3,92E-05	6,86E-03	1,87E-02	8,52E-03	1,87E-02	0,01115	0,02803
0,9	3,77E-05	6,59E-03	1,8E-02	8,18E-03	1,79E-02	0,01071	0,02691
1,3	3,33E-05	5,82E-03	1,6E-02	7,23E-03	1,59E-02	0,00947	0,0238
1,8	3,27E-05	5,72E-03	1,56E-02	7,1E-03	1,56E-02	0,0093	0,02336

Tableau III-19 Valeurs adimensionnées de vitesses de dépôt, v_{dep}^+ , petite cellule, 2 vol/h

Diamètre de particule, d_p [µm]	Vitesse de friction Vitesse de dépôt [m/s]	Vitesse de dépôt adimensionné v_{dep}^+					
		Paroi d'injection	Paroi Est	Paroi de sortie	Parois ouest	Sol	Plafond
		0,00749	0,00765	0,0137	0,00765	0,00855	0,00391
0,35	11,08E-05	0,0148	0,0145	8,11 E-03	0,0145	0,01295	0,0283
0,45	9,896E-05	0,0132	0,0129	7,24E-03	0,0129	0,0116	0,0253
0,575	9,934E-05	0,0133	0,01298	7,27E-03	0,01298	0,0116	0,0254
0,725	9,574E-05	0,01283	0,0125	7,01E-03	0,0125	0,0112	0,0245
0,9	8,864E-05	0,0118	0,0116	6,49E-03	0,0116	0,0104	0,0226
1,3	10,02E-05	0,0134	0,0131	7,33E-03	0,0131	0,0117	0,0256
1,8	7,339E-05	9,8E-03	9,59E-03	5,37E-03	9,59E-03	8,58E-03	0,0188

Tableau III-20 Valeurs adimensionnées de vitesses de dépôt, v_{dep}^+ , grande cellule, 2 vol/h

Pour une meilleure visibilité, nous présentons l'ensemble des valeurs adimensionnées sur la Figure III-34. La tendance déjà évoquée (homogénéité des résultats), est remarquable. On voit sur la figure que les valeurs pour chaque cellule restent proches en formant un ensemble de points, et en même temps les deux cellules donnent des valeurs à peu près équivalentes, par

contre les deux ensembles sont translatés. Cela nous suggère qu'il y a probablement une relation directe par laquelle on peut transmettre les résultats entre les deux cellules. Sur l'axe x on présente les valeurs adimensionnées du temps de relaxation, c'est la source des différences entre les valeurs des cellules. Comme ces valeurs sont obtenues par la division avec la vitesse de friction, il vient à l'esprit qu'en changeant cette valeur on peut retrouver les valeurs d'une cellule en partant de l'autre.

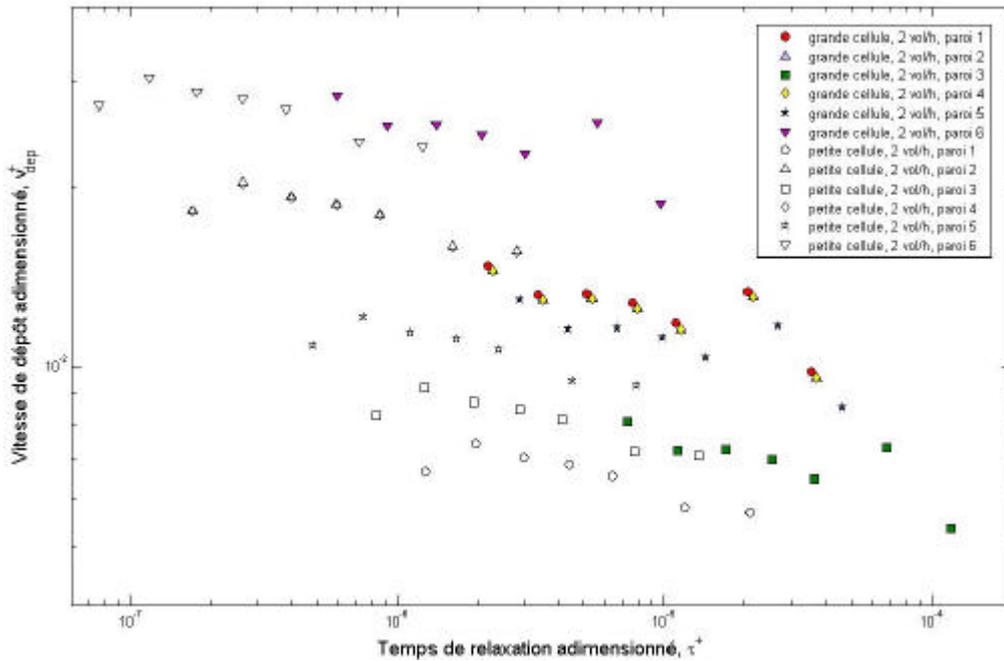


Figure III-34 Relation entre nos résultats : vitesse de dépôt adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné, cas : 2 vol/h

Les valeurs obtenues pour la paroi *Est* et *Ouest* sont identiques pour les deux cellules, correspondant à l'hypothèse de turbulence isotrope, qui considère que l'écoulement est symétrique par rapport à l'axe x (axe de l'écoulement). Les valeurs les plus faibles ont été obtenues pour chaque cas sur la 6^{ème} paroi, car la configuration bas – haut a des vitesses plus faibles à proximité du plafond (paroi en question).

Nous avons dessiné l'emplacement de nos résultats sur la Figure III-35 par rapport à ceux regroupés par Chen et Ahmadi [CHE97]. On voit que nos résultats sont complémentaires aux valeurs recensées dans la bibliographie, malgré que nous ayons étudié un type d'écoulement différent. Cependant, il faut remarquer que nos valeurs sont dans l'axe des courbes correspondant aux études précédentes (présentées sur la figure), ce qui veut dire que nos valeurs sont complémentaires aux valeurs obtenues pour les études correspondant aux conduites de ventilation.

Les valeurs obtenues pour les conduites forment la partie droite de la courbe $v_{dep}^+ - t^+$, (comme cela a été présenté sur la figure de Guha, au Chapitre I., figure I.13.) par contre les études correspondantes aux chambres sont plutôt à la partie gauche. Comme sur la figure de Guha cela a été observé, dans la zone 3, il y a une chute des valeurs, ainsi les valeurs de vitesse de dépôt adimensionnées sont en diminution pour les valeurs de temps de relaxation élevés (à partir de $t^+ = 10^2$). D'après la Figure III-34 nous constatons que les valeurs de v_{dep}^+ sont en décroissance (valeurs entre $10^{-2} \leq v_{dep}^+ \leq 10^{-1}$), car les derniers points correspondants à chaque courbe sont situés au dessous de celui d'avant. Alors il semble qu'un nouveau pic de courbe se situe autour de ce point ($t^+ = 10^{-6}$ et $v_{dep}^+ \cong 10^{-1}$).

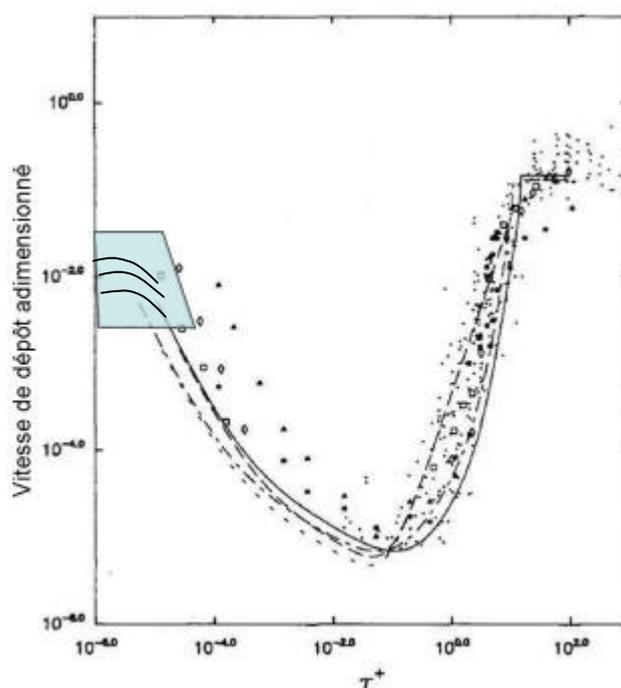


Figure III-35 Nos résultats placés dans la bibliographie : v_{dep}^+ en fonction du t^+ (selon [CHE97])

Dans les paragraphes précédents nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec ceux de la littérature. Cette présentation nous permet de visualiser la qualité de nos mesures, par contre elle ne fournit pas une méthode de transmission des résultats entre les cellules de tailles différentes. L'objectif de l'étude suivante est d'utiliser des résultats du dépôt obtenus sur une maquette de taille réduite pour quantifier le dépôt particulaire à l'échelle 1.

Pour obtenir deux expérimentations similaires pour le dépôt des particules, il faut d'abord analyser l'écoulement. Nos manipulations considèrent des écoulements d'air isothermes et incompressibles, avec à l'intérieur du volume d'air des particules plus ou moins sphériques

suspendues dans cet air, complètement entourées par l'écoulement. Les plus petites particules que nous avons pu mesurer ont un diamètre moyen de $0,3\mu\text{m}$, ainsi si nous calculons le nombre de Knudsen, caractérisant la continuité du milieu, le nombre restera inférieur à un, le milieu fluide est donc continu (pour la taille $0,3\mu\text{m}$, $Kn = 0,4$, et pour $2\mu\text{m}$ $Kn = 0,066$).

Les deux cellules utilisées sont géométriquement similaires avec un rapport d'échelle de $1/4$. Dans nos études, la simplicité de la géométrie des cellules est un atout que l'on a exploité pour obtenir des conditions aux limites identiques.

Pour comparer les différents cas de dépôt, les équations gouvernant ces phénomènes doivent être identiques pour les différents écoulements. Dans l'intention d'assurer les mêmes conditions limites de dépôt d'une particule dans deux cellules différentes, nous avons besoin à la fois des écoulements identiques dans les deux locaux, et des mêmes écoulements autour des particules. Les écoulements similaires de fluide sont étudiés depuis très longtemps. Nous évoquons ici deux critères à satisfaire pour obtenir des écoulements similaires :

- les deux écoulements sont caractérisés par les mêmes équations adimensionnées,
- à l'échelle, propre à la cellule, les conditions aux limites et initiales sont identiques.

Le premier critère est satisfait, si les constantes et les équations sont identiques. Pour les déterminer, il faut adimensionner les équations de Navier-Stokes par les paramètres physiques adéquates. Dans les deux cas, ces groupes de variables sont identiques, ils fournissent directement les nombres adimensionnés typiques pour les écoulements. Le premier de ces nombres adimensionnel qui intervient dans notre cas, est le nombre de Reynolds. Le deuxième critère est satisfait par la similitude géométrique des deux cellules et par les conditions aux limites semblables aux frontières physiques de l'écoulement. Nous considérons de ce fait que nos écoulements sont similaires, si leurs nombres de Reynolds sont identiques.

Dans nos expérimentations, ce critère est satisfait uniquement par une paire des mesures correspondant au taux de renouvellement d'air de $0,5\text{ vol/h}$ dans la grande cellule, et 8 vol/h dans la petite. Les nombres de Reynolds ont été calculés à l'aide des vitesses d'injection de l'air et de la hauteur de l'orifice de l'injection, présenté par la relation (III.13).

Par la similitude des écoulements, nous avons créé des conditions nécessaires autour des particules pour étudier la similitude de dépôt dans les deux cellules. Le dépôt représente le déplacement d'une particule vers une paroi adjacente. Ce déplacement est dû aux forces

agissant sur cette même particule. Le cas le plus simple est le cas de dépôt tranquille (absence des forces extérieures dues à l'écoulement), qui a été précédemment traité dans le chapitre III.3.5. Dans ce cas, nous avons utilisé la vitesse de sédimentation pour déterminer la constante de dépôt. Nous rappelons que la vitesse de sédimentation d'une particule est la vitesse avec laquelle la particule se dépose après avoir été injectée dans un fluide immobile avec une vitesse initiale. Cette vitesse est utilisée pour écrire l'équation du mouvement d'une particule, d'après l'expression (II.30), équation de la dynamique de la particule. On écrit :

$$\frac{d^3 \mathbf{p}}{6} \mathbf{r}_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{d^3 \mathbf{p}}{6} \mathbf{r}_p \vec{g} + \frac{3\mathbf{p}m d_p \vec{u}_{rel}}{C_c} + \vec{F}_B \quad (\text{III.18})$$

On multiplie les deux côtés de l'équation par l_0 / v_0^2 , on obtient :

$$\frac{d \frac{\vec{u}_p}{v_0}}{d \frac{t}{l_0/v_0}} = \frac{l_0 \vec{g}}{v_0^2} + \frac{18\mathbf{m}}{d_p^2 \mathbf{r}_p C_c} \frac{l_0}{v_0} \frac{\vec{u}_{rel}}{v_0} + \vec{F}_B \frac{l_0}{v_0^2} \quad (\text{III.19})$$

On néglige l'effet de la gravité et la diffusion brownienne, et on définit le paramètre d'inertie Ψ comme suit :

$$\Psi = \frac{v_{sed} v_0}{g l_0} \quad (\text{III.20})$$

ainsi l'équation (III.19) devient :

$$\frac{d\vec{u}^+}{dt^+} = \frac{1}{\Psi} \vec{u}_{rel}^+ \quad (\text{III.21})$$

La vitesse relative entre le fluide et la particule \vec{u}_{rel} est difficile à déterminer, car nous ne connaissons pas la vitesse de la particule ni la vitesse locale du fluide. Par contre nous considérons que cette équation doit être identique pour nos deux cellules.

Ainsi pour obtenir que ces équations adimensionnelles soient identiques, les paramètres Ψ doivent être identiques. On écrit alors

$$\frac{d_{p1}^2 \mathbf{r}_p \mathbf{g}}{18\mathbf{m}} \frac{v_{01}}{l_{01} \mathbf{g}} = \frac{d_{p2}^2 \mathbf{r}_p \mathbf{g}}{18\mathbf{m}} \frac{v_{02}}{l_{02} \mathbf{g}} \quad (\text{III.22})$$

comme le fluide est identique dans les deux cas, et que la masse volumique des particules est identique également on écrit :

$$d_{p1}^2 \frac{v_{01}}{l_{01}} = d_{p2}^2 \frac{v_{02}}{l_{02}} \quad (\text{III.23})$$

En considérant que la grande cellule correspond à l'indice 1 et la petite à l'indice 2, nous rappelons que :

$$v_{01} = \frac{v_{02}}{4} \quad (\text{similitude de Reynolds}) \quad (\text{III.24})$$

$$l_{01} = 4l_{02}$$

Ainsi, on doit vérifier :

$$d_{p1} = 4d_{p2} \quad (\text{III.25})$$

C'est-à-dire que la taille de la particule utilisée dans la grande cellule doit être 4 fois celle des particules utilisées dans la petite. En synthétisant ces informations, nous comparons les cas présentés dans le Tableau III-21. Une particule de taille 0,35 µm dans la petite cellule, cas de 8 vol/h, aura un comportement identique à celui d'une particule de 1,4 µm dans la grande cellule, avec un renouvellement d'air de 0,5 vol/h.

	Taux de renouvellement d'air	Taille de la particule	Vitesse de dépôt [m/s]
petite cellule	8 vol/h	0,35 µm	4,12E-05
grande cellule	0,5 vol/h	1,4 µm	2,737E-05

Tableau III-21 Relation des paramètres et le rapport entre les valeurs de v_{dep}^+ de deux cellules test

Dans les valeurs de la vitesse de dépôt pour les tailles 0,35 µm et 1,4 µm la relation 1 à 4 a été bien approchée, les valeurs sont un peu différentes.

Compte tenu de nos dispositifs expérimentaux, nous n'avons qu'un seul couple de valeurs à tester. Des essais complémentaires seront nécessaires pour valider complètement notre approche, cependant pour les cellules de forme identique en gardant le rapport des tailles de la cellule, ce rapport est imposé à la taille des particules également.

III.5. Conclusion

Les études expérimentales réalisées nous ont permis de vérifier les ordres de grandeurs de vitesses de dépôt dans trois configurations : dépôt tranquille d'une part et deux scénarios de ventilation d'autre part. On peut remarquer l'influence de la ventilation (vitesse et scénario d'injection) sur la constante globale de dépôt.

L'utilisation de deux cellules de géométrie semblable et de rapport d'échelle 1 à 4 nous a également permis de nous interroger sur la similitude des constantes globales de dépôt. Bien que la connaissance détaillée des écoulements ne soit pas possible, il apparaît clairement que cette similitude peut être approchée si les conditions de similitude des écoulements et de rapport de taille des particules sont vérifiées. Si ces conditions ne sont pas réunies, la comparaison entre résultats obtenus dans des cellules de taille différente est sans objet.

Dans le prochain chapitre nous utiliserons la modélisation numérique pour étudier dans le détail les mêmes cellules. Cette étude numérique nous permettra une analyse plus précise du dépôt particulaire, ce que nous n'avons pas pu faire avec les mesures expérimentales.

CHAPITRE IV

ETUDE NUMERIQUE DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES

IV. ETUDE NUMERIQUE DE LA DISPERSION ET DU DEPOT DES PARTICULES FINES

Après une étude expérimentale menée avec le dispositif développé au LEPTAB, nous avons constaté le besoin d'un outil plus précis, qui fournit des résultats plus détaillés sur le dépôt particulaire dans les endroits clos. Comme nous l'avons souligné à plusieurs reprises, le domaine de tailles des particules étudié ici demande une discussion élargie. Nous sommes dans une zone transitoire où les effets gravitaires et de la diffusion sont également importants. De ce fait, on ne peut pas faire abstraction de l'un ou l'autre de ces phénomènes pour expliquer le comportement de nos particules. C'est pour cette raison que nous avons décidé de simuler numériquement un certain nombre de nos expériences.

Pour modéliser le comportement des particules dans un écoulement, il nous faut tout d'abord résoudre le problème de la phase fluide. Nous débuterons notre chapitre par cette première étape puis nous commencerons l'étude du dépôt des particules par l'approche lagrangienne. Par la suite, nous développerons une approche eulérienne mieux adaptée au traitement des particules les plus fines. Par la suite, nous comparerons les résultats avec ceux obtenus dans le cadre des études expérimentales.

IV.1. Modélisation de l'écoulement fluide

Au chapitre II, nous avons présenté les principes de simulation numérique d'un écoulement. Pour notre étude, nous avons choisi le modèle k- ϵ à bas nombre de Reynolds pour décrire le mouvement de la phase fluide. Nous rappelons que dans nos études, le mélange fluide – particule est suffisamment dilué. Par conséquent, l'influence des particules sur le fluide et l'interaction particule – particule sont négligées.

IV.1.1. Configurations géométriques étudiées

Dans le chapitre précédent, nous avons utilisé deux cellules expérimentales. Nous avons trouvé que pour la compréhension approfondie du phénomène du dépôt, il nous faut connaître les écoulements turbulents dans ces cellules. C'est pour cette raison que nous avons étudié également les deux cellules numériquement.

Les configurations prises en compte sont similaires à celles du Chapitre III, présentées pour la grande cellule sur la Figure III-1, et pour la petite sur la Figure IV-1. Les deux cellules sont

étanches, c'est-à-dire que l'air injecté dans la cellule sort entièrement par l'orifice d'extraction.

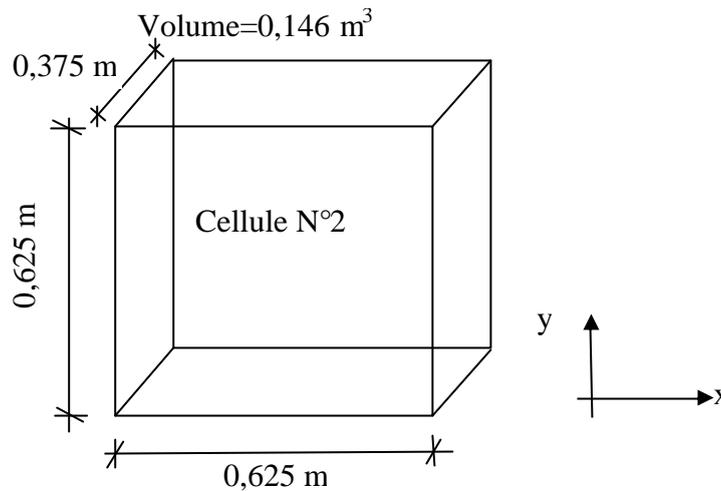


Figure IV-1 Configuration géométrique, petite cellule

Malgré la présence d'une hélice dans la grande cellule expérimentale, dans le modèle numérique nous l'ignorons car pendant les mesures elle a été utilisée uniquement pour l'homogénéisation des polluants. Ainsi, pendant l'étude du dépôt, elle n'a pas un rôle primordial ; Sa présence représente une surface supplémentaire pour le dépôt particulaire, mais elle est négligeable par rapport la surface intérieure de la cellule.

Pour la petite cellule, les conditions aux limites sont identiques à celles de la grande cellule. Comme pour nos mesures, nous nous sommes limités à des cas isothermes. Les parois sont lisses pour les deux cellules. Nos simulations sont faites en trois dimensions.

IV.1.2. Résolution numérique

Nous avons utilisé la méthode des volumes finis pour résoudre les équations du mouvement du fluide. Dans cette méthode, un problème physique est résolu en trois étapes :

- on discrétise le domaine de calcul en un maillage en volumes de contrôles ;
- on intègre les équations sur chaque volume de contrôle (transformation en équations algébriques) ;
- on résout les équations ainsi discrétisées.

Dans les paragraphes suivants nous traitons notre problème selon ce fil conducteur.

Dans le cas des écoulements instationnaires, la forme intégrale de l'équation II.1 s'écrit (par souci de simplification l'équation est écrite en une dimension, tandis que nos calculs seront réalisés en 3 dimensions) :

$$\int_V \left(\frac{\partial \mathbf{r}_f}{\partial t} \mathbf{f} \right) dV + \int_A \mathbf{n} \left(\mathbf{r}_f \mathbf{f} u_f \right) dA = \int_A \mathbf{n} \left(\Gamma_f \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial x} \right) dA + \int_{cV} q_f dV \quad (\text{IV.1})$$

I
II
III

où le premier terme représente le flux convectif propre, le deuxième est le flux diffusif propre et le troisième est le puits ou la source de la variable \mathbf{f} dans le volume de contrôle. L'équation (IV.1) représente le bilan de flux dans un volume de contrôle. Dans cette équation, nous avons substitué les intégrales sur les volumes par des intégrales sur les surfaces par la transformation usuelle de Green Ostrogradski.

Résolution des équations

La résolution de l'écoulement fluide est obtenue à l'aide du code StarCD.

Pour la résolution de la pression, nous avons choisi l'algorithme PISO [ISS86]. Cette méthode a été développée à partir de l'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation) proposé par Patankar en 1980 [PAT80].

Pour traiter les termes convectifs, nous avons utilisé un schéma numérique d'interpolation amont (*upwind*). Ce schéma est précis au premier ordre (sur la base d'un développement de Taylor). Comme les termes convectifs sont présents principalement dans la direction avale et amont d'un volume de contrôle, le schéma *upwind* nous a semblé adéquat. Pour éviter l'éventuelle introduction de phénomène de diffusion numérique, nous avons plusieurs choix. Nous pouvons augmenter le nombre de mailles dans la direction de l'écoulement, nous pouvons aligner le maillage sur l'écoulement, ou bien nous pouvons utiliser un schéma plus précis. Comme dans nos cellules il n'y a pas de direction privilégiée de l'écoulement, nous avons choisi un schéma plus précis (MARS, second ordre) pour le calcul des termes diffusifs.

Le critère de convergence choisi implique que la somme des résidus normalisés dans chaque volume de contrôle et pour chaque variable (vitesse, pression et quantités turbulentes) soit inférieure à 10^{-6} .

IV.1.3. Discrétisation temporelle

Le code StarCD utilise le schéma implicite complet pour la discrétisation temporelle. Pour déterminer le pas de temps de simulation de l'écoulement du fluide, nous avons besoin du pas de temps caractéristique de la convection et de la diffusion, qui se calcule comme suit :

$$dt_c = \min \left(\frac{\Delta x}{u_f}, \frac{r_f \Delta x^2}{D_{mass}} \right) \quad (IV.2)$$

ainsi, le pas de temps maximum qu'on peut appliquer aux calculs est à peu près :

$$dt \approx dt_c \quad (IV.3)$$

Pour choisir le pas de temps adéquat, nous utilisons la formule suivante :

$$CUNO = \frac{u_{finj} dt}{\Delta x} \quad (IV.4)$$

où CUNO est le nombre de Courant et Δx est la longueur de la plus petite maille choisie. Pour les problèmes instationnaires de convection – diffusion, la valeur de crête recommandée de CUNO selon Adapco (fabricant du logiciel StarCD) [ADAPC] :

$$CUNO_{max} \leq 300 \quad (IV.5)$$

Nous avons respecté cette condition pour l'ensemble de nos calculs.

IV.1.4. Discrétisation spatiale du domaine de calcul

Nous divisons le domaine en volumes de contrôle et les équations de conservation sont appliquées sur chaque volume. Au centre de ces cellules se situe un nœud de calcul et les résultats sont liés à ce nœud. L'interpolation est nécessaire pour calculer les valeurs sur les surfaces d'après les valeurs des nœuds. Les intégrales surfaciques et volumiques sont approchées par des formules quadratiques. Dans cette méthode, toutes les variables qui nécessitent une approximation, ont un sens physique. C'est pour cette raison que cette méthode est très populaire parmi les ingénieurs. Le désavantage de cette méthode est qu'elle nécessite deux niveaux d'approximation, le premier est l'interpolation et le second est l'intégration.

Pour résoudre les équations de la phase fluide nous devons réaliser la discrétisation spatiale du domaine. Nous sommes sensés définir les volumes de contrôle dans le volume entier de nos deux cellules. Nous avons le choix entre deux types de maillage : le maillage structuré et le maillage non structuré. Par définition, les maillages structurés ou réguliers, ne contiennent que des éléments rectangulaires. Cela fait que les nœuds du maillage sont numérotés consécutivement, ainsi trois indices définissent sans ambiguïté un nœud. Ces maillages sont appliqués surtout pour les géométries simples. Ils ont un handicap important lorsque le raffinement du maillage autour de certaines zones est nécessaire. En effet, un tel raffinement impose une augmentation considérable du nombre de mailles d'où un temps de calcul plus important. Un exemple de ce type de raffinement est présenté sur Figure IV-2. On remarque qu'autour de la bouche d'extraction, le raffinement du maillage est présent sur toute la largeur

de domaine. La Figure IV-3 présente la situation en 3D, le resserrement s'applique nécessairement tout au long de la cellule.

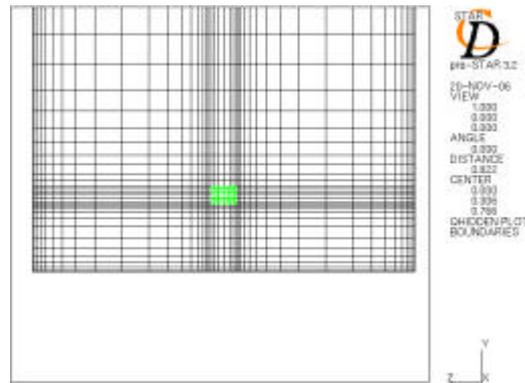


Figure IV-2 Raffinement du maillage autour d'une bouche d'extraction

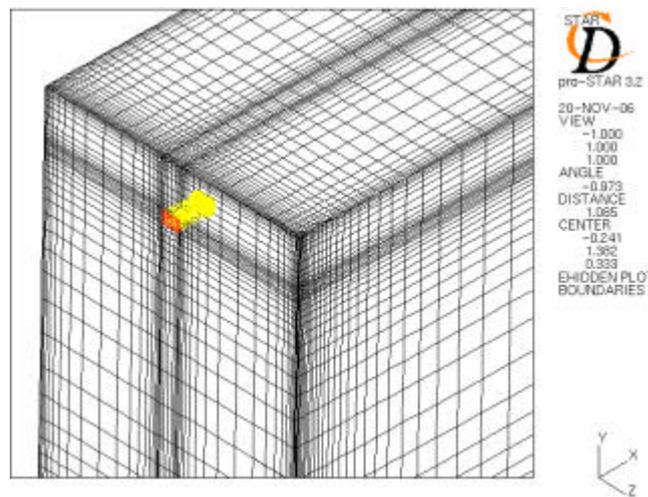


Figure IV-3 Resserrement du maillage autour d'une bouche d'extraction ; cas 3D

Notre code permettant de calculer les trajectoires des particules (*Pardiff 3D*) étant adapté pour des maillages structurés, nous avons choisi ce type de maillage.

IV.1.4.1. Maillage de la grande cellule

La première enceinte maillée est la grande cellule (présentée sur la figure III-1). Ses dimensions sont 2,5m*2,5m*1,5m, selon x, y et z. De façon à décrire l'écoulement au voisinage des parois, le maillage doit être resserré. Pour éviter les erreurs numériques, il est conseillé de respecter quelques règles de génération du maillage, comme le rapport de la taille des mailles adjacentes compris entre 0,7 et 1,3.

$$0,7 < \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i+1}}, \frac{\Delta y_i}{\Delta y_{i+1}}, \frac{\Delta z_i}{\Delta z_{i+1}} < 1,3 \quad (IV.6)$$

Les maillages utilisés sont représentés sur les figures suivantes, sur la Figure IV-4 pour la grande cellule, sur la Figure IV-5 pour la petite. Malgré la taille relativement petite des ouvertures, à cause du maillage structuré, le resserrement des mailles continue dans toute la cellule ce qui a pour conséquence une augmentation significative du nombre total de mailles. Dans la grande cellule nous avons créé 53 mailles dans la direction x, 61 mailles dans la direction y et 43 mailles dans la direction z. Au total nous avons 139 019 mailles.

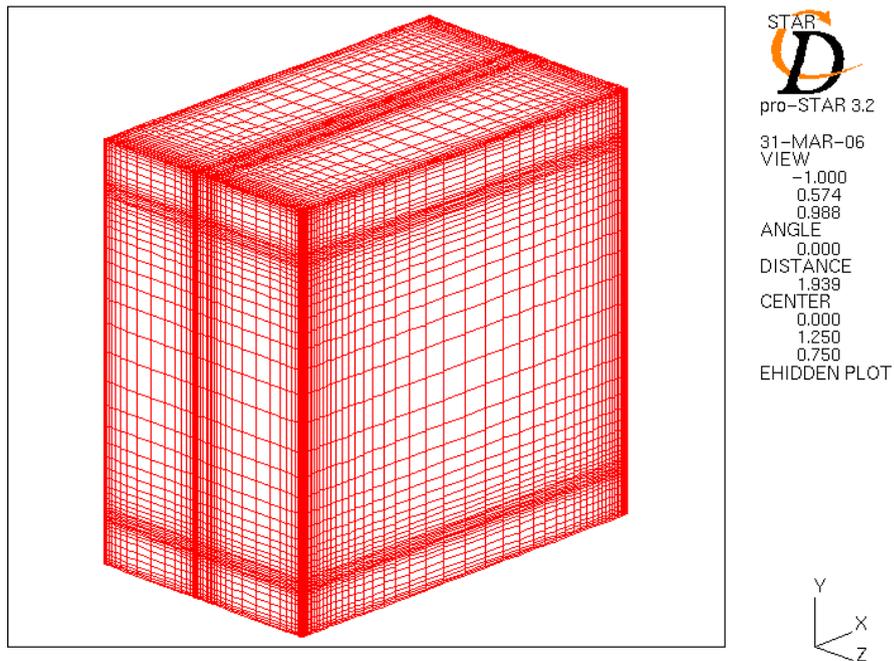


Figure IV-4 Maillage structuré de la grande cellule

IV.1.4.2. Maillage de la petite cellule

Ce maillage a été construit selon les mêmes principes que pour la grande cellule. Nous avons utilisé un maillage structuré très fin à proximité des parois avec des cellules parallélépipédique. Dans la petite cellule nous avons $x=37$, $y=62$ et $z=51$ mailles. Au total on a 116994 mailles. La Figure IV-5 représente le maillage de la petite cellule. Les zones raffinées autour des ouvertures sont clairement visibles, comme nous avons vu pour la grande cellule.

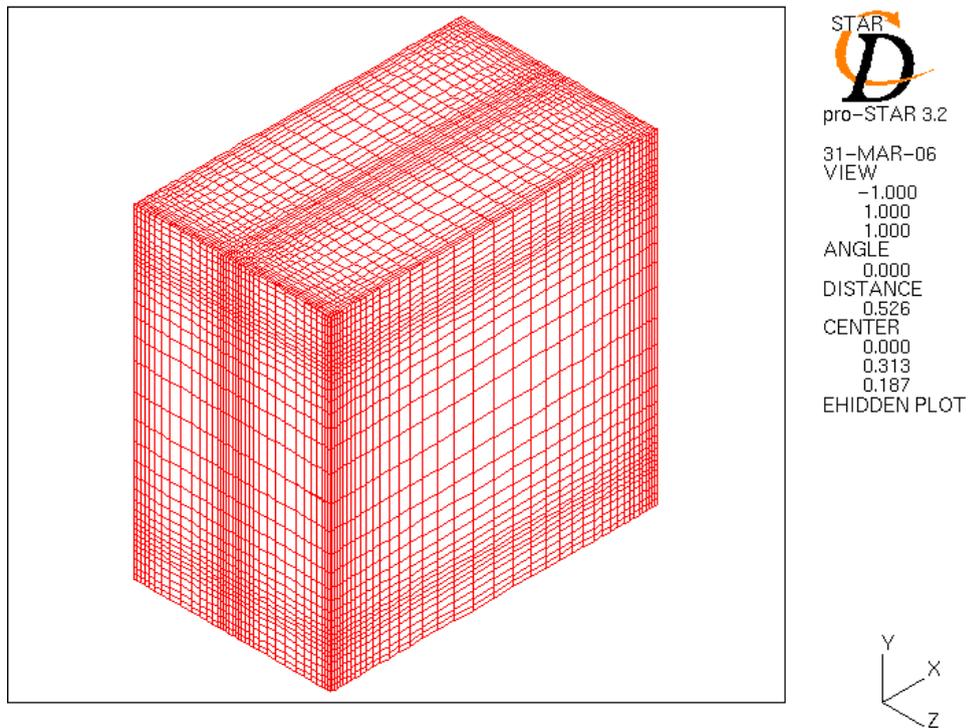


Figure IV-5 Maillage structuré de la petite cellule

IV.1.4.3. Traitement des conditions aux limites

Nous avons choisi le modèle k-e à bas nombre de Reynolds. Pour obtenir une bonne résolution des écoulements au voisinage des parois, nous avons dû utiliser des maillages très fins près des parois. Ceci implique que la valeur de y^+ pour la première maille adjacente à la paroi doit respecter $y^+ < 4-5$ [VER95]. La distance adimensionnée de la paroi, y^+ est définie par l'expression (II.29). Nous rappelons que pour les particules il est très important de bien discrétiser le domaine auprès des parois car leur comportement est largement influencé par cette partie de l'écoulement.

Nous présentons des résultats obtenus pour la grande cellule sur la Figure IV-6 et pour la petite sur la Figure IV-7.

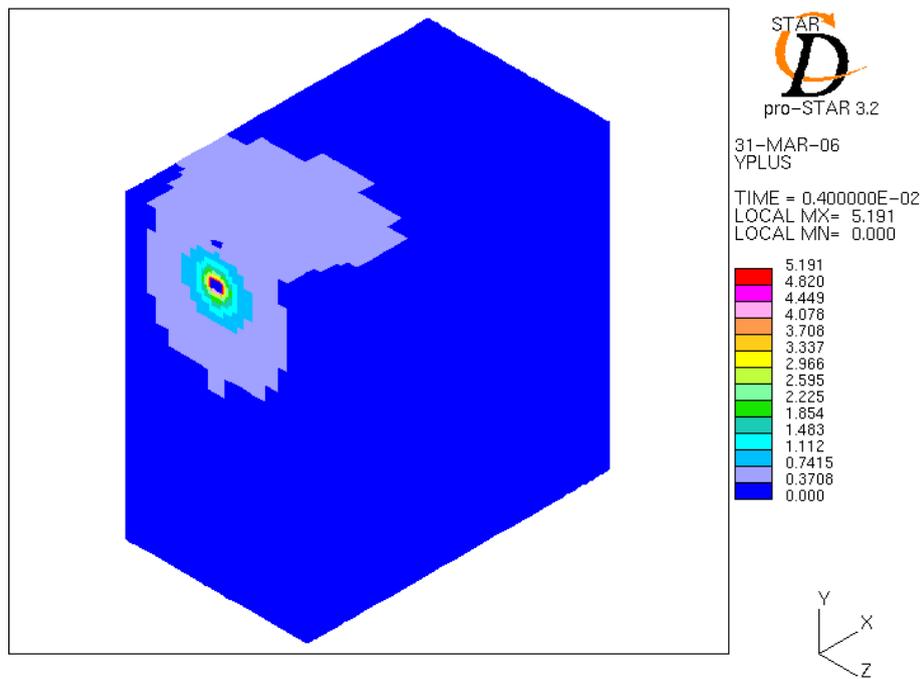


Figure IV-6 Les valeurs de y^+ pour la grande cellule, taille d'entrée : 7cm*10cm.

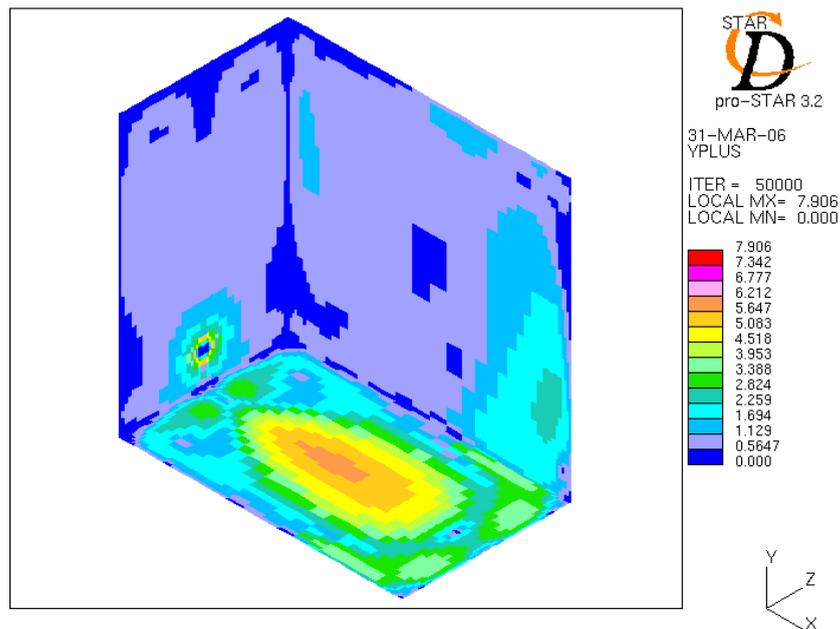


Figure IV-7 : Les valeurs de y^+ pour la petite cellule (vue de dessous)

Pour la grande cellule le critère $y^+ = 1$ est accompli pratiquement partout. Pour la petite cellule, (Figure IV-7) on note que la valeur maximale de y^+ dépasse 7. Comme nous considérons que le critère de $y^+ < 4 - 5$ correspond à une valeur moyenne sur la surface totale de la cellule, ce cas est accepté.

Les maillages présentés précédemment ont été utilisés pour nos calculs. Selon la vitesse de l'écoulement, les valeurs de y^+ changent. Après une vérification pour chaque cas étudié, nous avons trouvé que les conditions fixées par l'utilisation des modèles à bas nombre de Reynolds sont correctement remplies.

Nous avons imposé un débit massique de fluide à l'injection et le même débit à la sortie. Partout ailleurs les parois sont imperméables et l'écoulement est incompressible.

IV.1.5. Présentation des écoulements obtenus : cas de la petite cavité

Pour les deux cellules tests, nous avons étudié les deux stratégies de ventilation présentées au chapitre précédent pour les expériences. L'entrée d'air a été placée soit en bas de la cellule et la sortie en haut sur la paroi opposée, soit l'inverse, l'entrée en haut et la sortie en bas.

Les taux de renouvellement d'air étudiés ici sont : 1,0 ; 1,5 ; 2,0 et 8,0 volume/heure pour la petite cellule ; 0,5 ; 1,0 et 2,0 volume/heure pour la grande qui correspondent au débit et à la vitesse d'injection comme présenté dans le Tableau IV-1.

Cellule	Taux de renouvellement d'air [vol/h]	Re_{inj}	v_{inj} [m/s]	Q_i [m ³ /h]
petite	1,0	107	0,093	0,1465
	1,5	161	0,14	0,22
	2,0	215	0,19	0,293
	8,0	859	0,74	1,172
grande	0,5	867	0,19	4,688
	1,0	1733	0,37	9,375
	2,0	3467	0,74	18,75

Tableau IV-1 Récapitulatif des valeurs utilisées pour les calculs

Pour chaque cas étudié, nous présentons la section verticale médiane de la cellule dans l'axe de l'écoulement dominant et la section horizontale au milieu de l'entrée d'air. Pour une meilleure compréhension, nous présentons sur chaque figure l'emplacement géométrique des sections par rapport à la géométrie de la cellule entière. Nous commençons la présentation avec les cas relatifs à la petite cellule puis nous continuons par ceux de la grande.

IV.1.5.1. Les champs de vitesse obtenus : cas de 1 volume/heure (petite cellule)

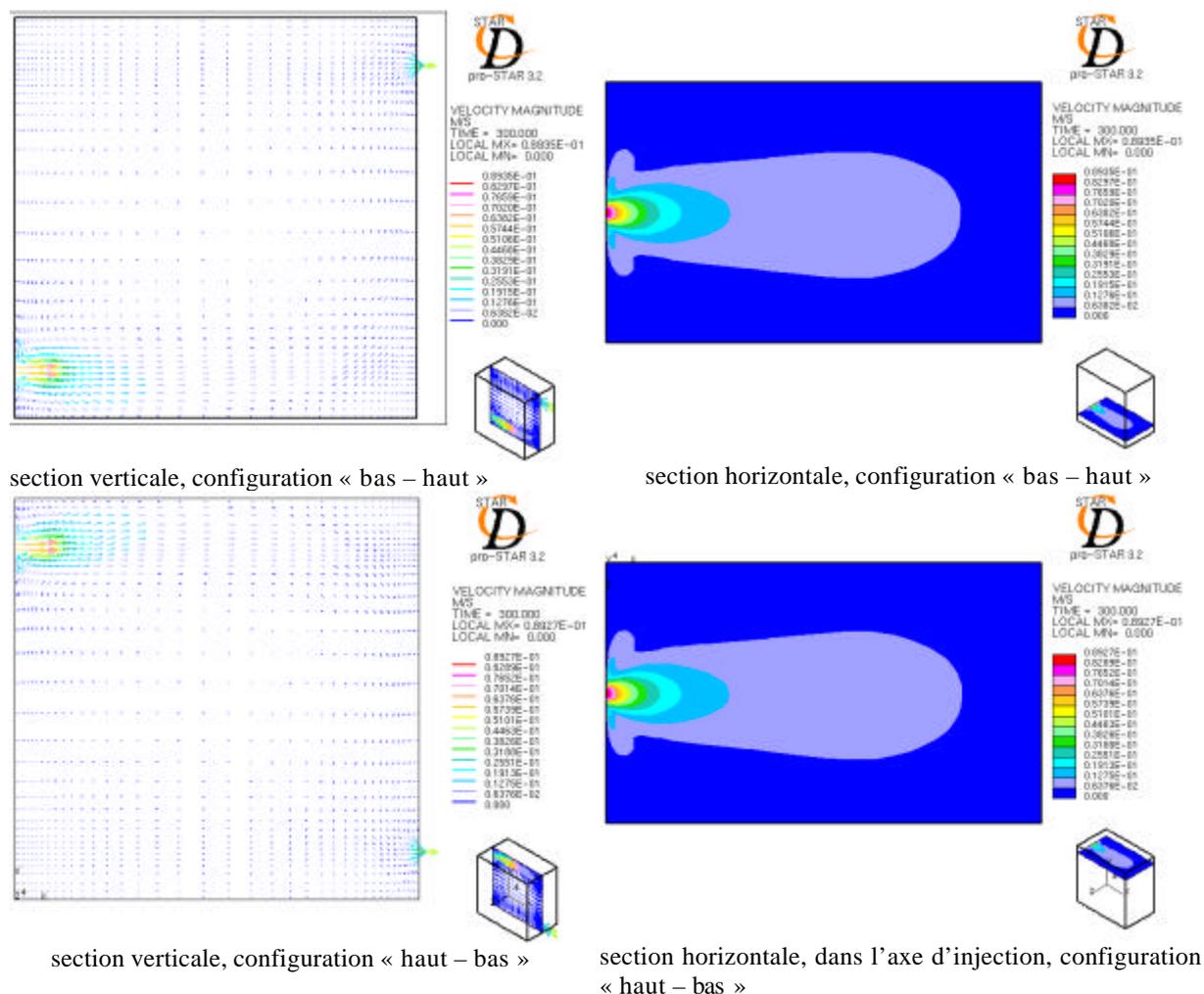
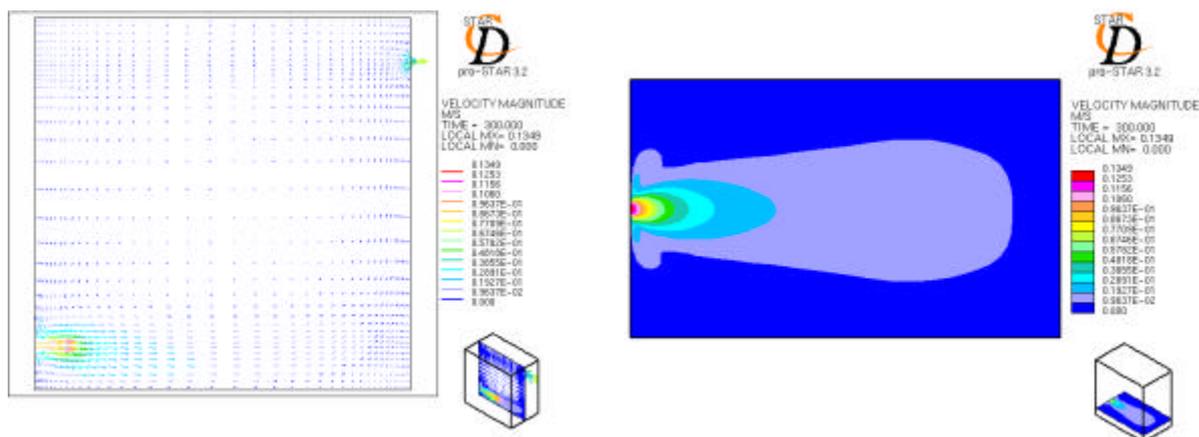


Figure IV-8 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 1 vol/h.

Sur la Figure IV-8, le cas du taux de renouvellement d'air de 1 vol/h ($Re_{inj} = 107$) est présenté. Comme cela était attendu, les deux configurations, « bas – haut » et « haut – bas » donnent des résultats symétriques. Dans les deux configurations, le motif du champ de vitesses est identique car le modèle de turbulence et les conditions aux limites sont identiques. A partir de ce moment nous présentons uniquement des résultats de la configuration bas – haut. Nous remarquons ici que l'écoulement ayant convergé, le jet n'est pas arrivé jusqu'à la paroi opposée à l'injection. Le jet génère également une dépression autour de la bouche d'injection ainsi l'air autour de cette zone est il entraîné vers le jet. Cet entraînement induit de faibles vitesses en direction de la bouche, formant un tore. Comme cette forme est relativement étendue par rapport à la géométrie de la cellule, nous constatons que ce mouvement est un déplacement lent. La vitesse d'injection est égale à 0,093 m/s, par conséquent les vitesses dans le reste du domaine sont de l'ordre de quelques mm/s. De ce fait, la forme du jet est épaisse et n'atteint pas la paroi opposée.

IV.1.5.2. Les champs de vitesse obtenus : cas de 1,5 volume/heure (petite cellule)



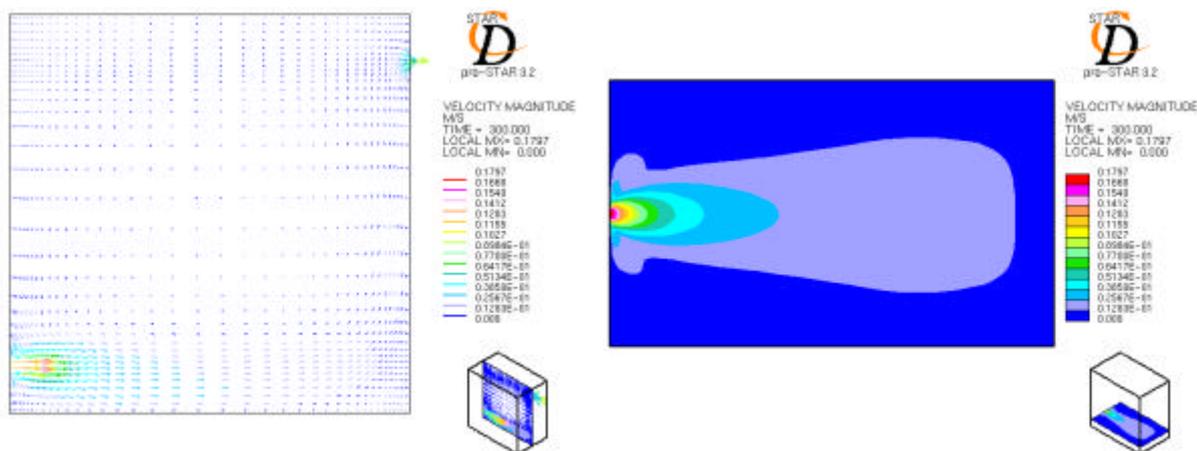
section verticale, configuration « bas – haut »

section horizontale, configuration « bas – haut »

Dans ce cas, on retrouve la même distribution des vitesses que dans le cas précédent. La différence des valeurs des vitesses entre le cas 1,0 et 1,5 vol/h est de l'ordre de grandeur de 0,05 m/s, ainsi la forme générale de l'écoulement semble être très proche.

IV.1.5.3. Les champs de vitesse obtenus : cas de 2 volumes/heure (petite cellule)

Sur la Figure IV-9 les résultats correspondant à un de taux de renouvellement d'air de 2 vol/h sont présentés. La forme générale de l'écoulement ressemble beaucoup à celle du cas précédent. Cependant, le jet est un peu plus développé et atteint la paroi opposée.



Section verticale, configuration « bas – haut »

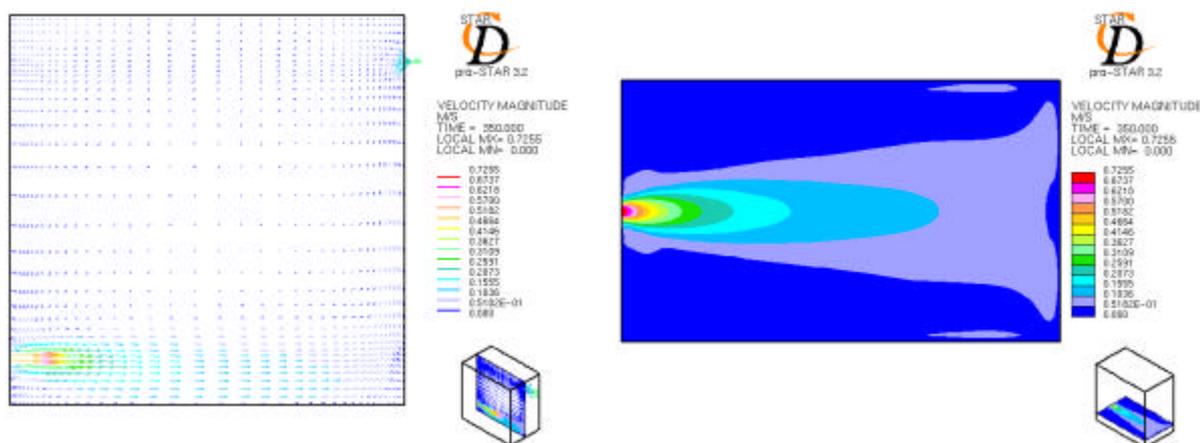
section horizontale, configuration « bas – haut »

Figure IV-9 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 2 vol/h

A l'extrémité du jet on peut remarquer l'influence du mur opposé ; le jet est perturbé par le mur opposé, sa forme n'est plus pointue mais plutôt coupée, ce qui représente l'effet bloquant de la paroi. Les vitesses sont doublées par rapport au cas précédent, la vitesse d'injection est égale à 0,19 m/s, alors que la vitesse moyenne se situe toujours vers quelque mm/s partout ailleurs dans le domaine. L'effet d'entraînement du jet est toujours présent, son influence est

encore plus remarquable que dans le cas précédent, car les vitesses augmentent autour de l'injection.

IV.1.5.4. Les champs de vitesse obtenus : cas de 8 volumes/heure (petite cellule)



section verticale, configuration « bas – haut »

section horizontale, configuration « bas – haut »

Figure IV-10 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 8 vol/h

Sur la Figure IV-10 les vitesses obtenues pour un taux de renouvellement d'air de 8 vol/h, sont présentées. Dans ce cas, le jet a atteint le mur opposé ; on note ici clairement une recirculation après l'impact le long du mur. On observe une zone complètement stable au milieu du volume et des zones qui se déplacent vers les côtés de cette zone stable. Les effets d'entraînement sur les côtés du jet sont toujours remarquables.

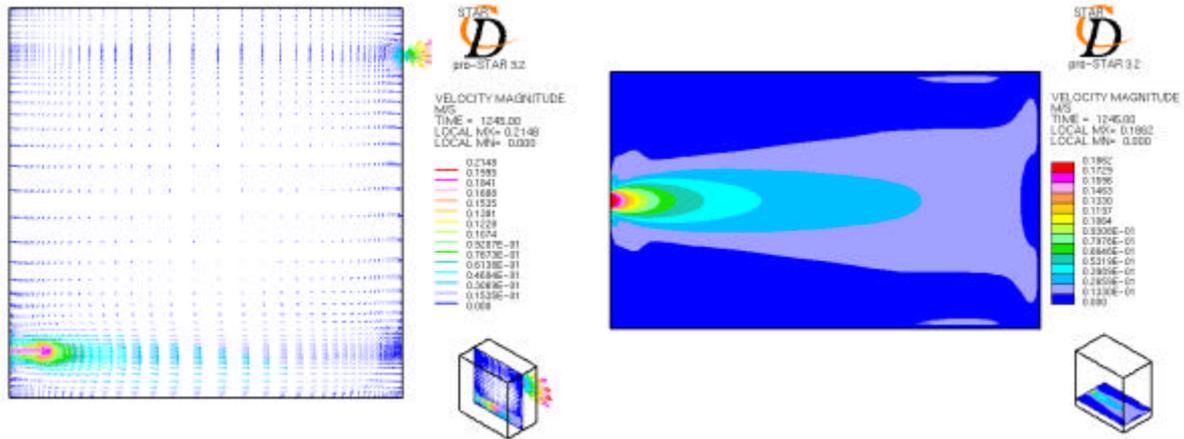
En conclusion, il faut remarquer que ces écoulements de la petite cellule restent faiblement turbulents selon le nombre de Reynolds d'injection (voir les valeurs dans le Tableau IV-1). Les cas 1,0 et 2,0 vol/h sont des écoulements pratiquement laminaires, même le cas 8,0 vol/h fait partie des écoulements transitoires, calculé selon le nombre de Reynolds. Nous considérons que ces calculs sont adéquats pour une comparaison avec les expérimentations puis nous allons les utiliser comme une base des données pour la comparaison avec des calculs eulériens.

IV.1.6. Présentation des écoulements obtenus : cas de la grande cavité

Comme évoqué précédemment, trois taux de renouvellement d'air ont été étudiés pour la grande cellule: 0,5 ; 1,0 et 2,0 vol/h. Dans les paragraphes suivants nous décrivons les écoulements obtenus.

IV.1.6.1. Les champs de vitesse obtenus : cas de 0,5 volume/heure (grande cellule)

Les champs de vitesse pour le taux de renouvellement d'air 0,5 volume/heure sont présentés sur la Figure IV-11.



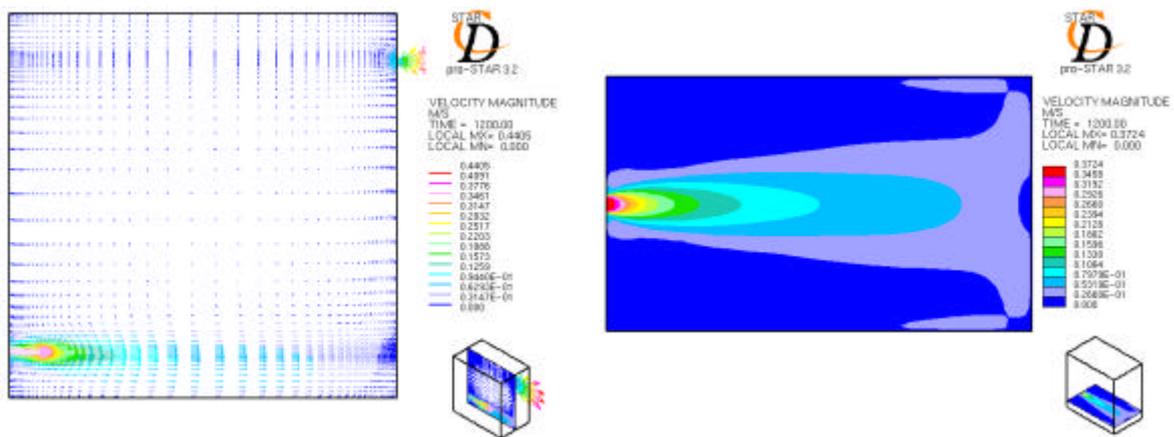
section verticale, configuration « bas – haut »

section horizontale, configuration « bas – haut »

Figure IV-11 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 0,5 vol/h

Par rapport aux écoulements présentés pour la petite cellule test, ici nous remarquons que les jets d'air sont plus développés. Même pour ce taux de renouvellement d'air très faible (même nombre de Reynolds que 8 vol/h de la petite cellule), le jet impacte sur le mur opposé et se retourne le long de la paroi. Un mouvement d'air en retour est observable dans la chambre. Sur les murs latéraux, des zones de vitesses légèrement élevées sont visibles. Malgré la vitesse d'injection de 0,19 m/s, la vitesse dans le reste du domaine est très faible.

IV.1.6.2. Les champs de vitesse obtenus : cas de 1 volume/heure (grande cellule)



section verticale, configuration « bas – haut »

section horizontale, configuration « bas – haut »

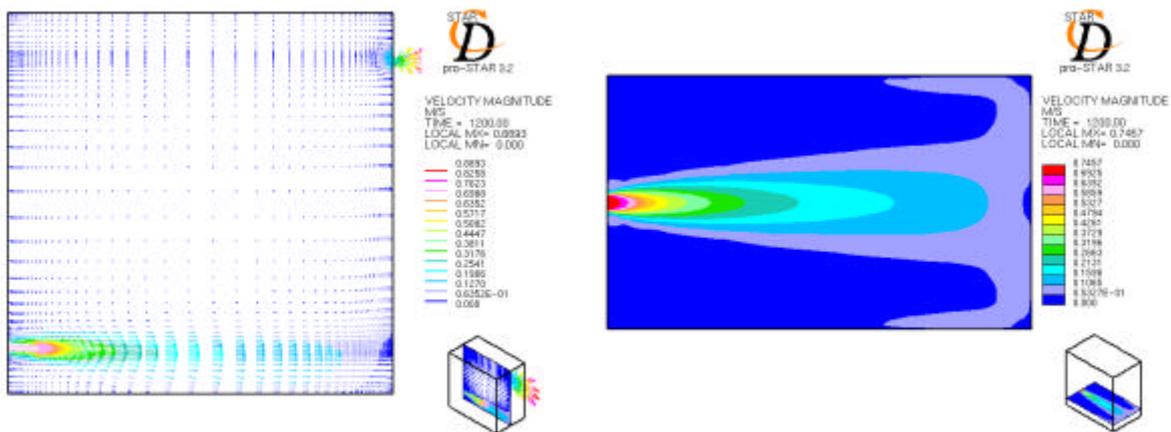
Figure IV-12 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 1,0 vol/h

Le cas de 1,0 vol/h est présenté sur la Figure IV-12. La vitesse d'injection est le double de celle du cas précédent : 0,372 m/s, par contre la vitesse moyenne reste très faible et du même ordre de grandeur que pour les cas précédents. Par rapport au cas ayant un taux de

renouvellement d'air de 0,5 volume/heure, nous soulignons que les zones de recirculation au voisinage des parois latérales sont plus importantes. Le mouvement circulaire est également plus fort que pour le cas précédent.

IV.1.6.3. Les champs de vitesse obtenus : cas de 2 volumes/heure (grande cellule)

Dans le cas d'un taux de renouvellement d'air de 2,0 vol/h qui correspond à un nombre de Reynolds d'injection de $Re_{inj} = 3467$, les vitesses obtenues sont présentées sur la Figure IV-13. Les mêmes observations que pour les cas précédents peuvent être faites par rapport à l'écoulement circulaire dominant. Il faut remarquer ici que les jets d'air sont légèrement collés au sol pour tous les cas simulés. Cet effet s'apparente à l'effet Coanda connu et bien répertorié pour les jets à grande vitesse. En regardant le profil de vitesse dans le jet, nous retrouvons bien la forme parabolique caractéristique.



section verticale, configuration « bas – haut »

section horizontale, configuration « bas – haut »

Figure IV-13 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 2,0 vol/h

IV.1.6.4. Comparaison des cas similaires

Selon l'analogie de Reynolds, les cas comportant un taux de renouvellement d'air de 8,0 vol/h de la petite cellule et le taux de 0,5 vol/h de la grande cellule sont des écoulements similaires. Ils ont en effet le même nombre de Reynolds d'injection dans des cavités géométriquement similaires (rapport d'échelle 1/4). Sur la Figure IV-14 nous présentons les deux sections horizontales obtenues pour les écoulements.

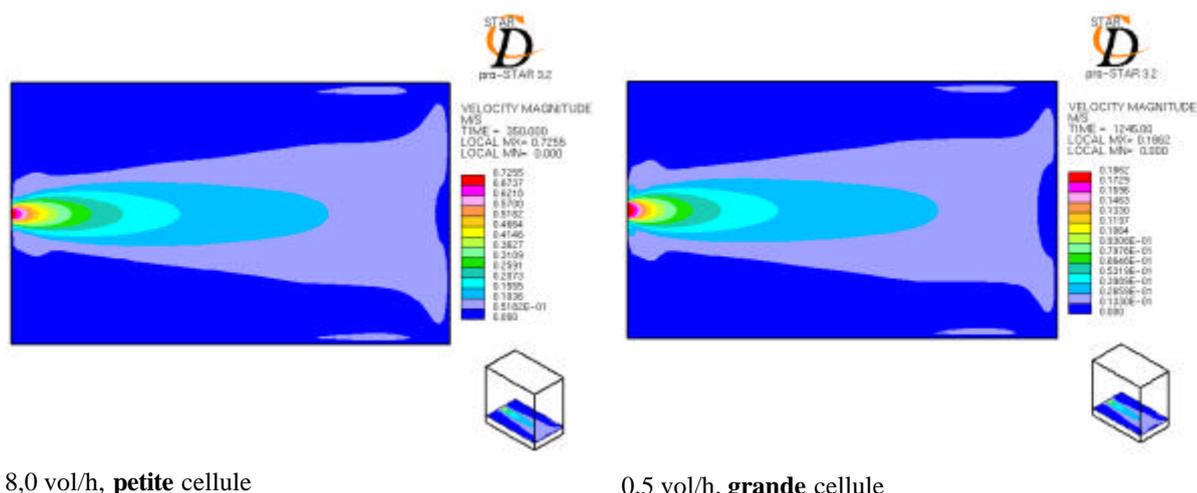


Figure IV-14 Comparaison entre les écoulements similaires

Sur cette figure, nous remarquons que les écoulements obtenus sont très ressemblants. Les distributions des vitesses dans le jet sont pratiquement identiques, l'extrémité du jet notamment à la proximité de la paroi opposée a une forme ressemblante dans les deux cas. Une différence existe cependant à proximité de l'injection. On remarque que dans la grande cellule (taux de renouvellement de 0,5 vol/h), la zone d'aspiration autour du jet est légèrement plus importante que dans le cas de la petite cellule. Cette différence vient de l'échelle des vitesses choisie pour représenter ces résultats (les différences de vitesse très faibles ne sont visibles que par l'échelle de la grande cellule). Globalement, nous pouvons considérer que la similitude des écoulements est bien retrouvée ici par le calcul, les conditions générées par ces écoulements sont apparemment identiques pour le dépôt des particules.

IV.1.6.5. Présentation des valeurs d'intensité turbulente

Nous avons remarqué dans le Chapitre III que le dépôt des particules ne dépend pas directement du taux de renouvellement d'air. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'étudier d'autres caractéristiques de l'écoulement que les vitesses moyennes du fluide. Le paramètre le plus évident à examiner pour son influence potentielle est l'intensité de la turbulence. Comme nous l'avons déjà remarqué, les dépôts les plus importants ne se produisent pas pour des vitesses d'écoulement les plus importantes. Pour décrire ce phénomène, la gravité est bien sûr essentielle, mais les phénomènes diffusifs peuvent aussi participer au dépôt.

Dans les paragraphes suivants nous étudions les champs d'intensité de turbulence dans la grande cellule, pour expliquer peut-être un peu mieux nos constats expérimentaux.

Pour obtenir les valeurs de l'intensité turbulente, nous avons besoin des valeurs de k , l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. Les valeurs de k pour la grande cellule à configuration bas – haut à 2 vol/h taux de renouvellement d'air sont présentées sur Figure IV-19. Nous avons choisi ce cas comme référence d'échelle, ainsi sur les figures suivantes les valeurs de k pour les cas de 0,5 et 1,0 vol/h sont également présentées. L'échelle ainsi est uniformisée pour comparer les différentes configurations traitées.

Pour la petite cellule, les taux étudiés sont 1,0 ; 1,5 ; 2,0 et 8,0 vol/h. Nous présentons les trois cas de faibles taux de renouvellement d'air (1,0 ; 1,5 et 2,0 vol/h) avec la même échelle pour mieux les comparer, puis le cas de 8,0 vol/h, séparément. En effet les valeurs obtenues pour ce dernier cas sont plusieurs fois supérieures aux valeurs des 3 autres.

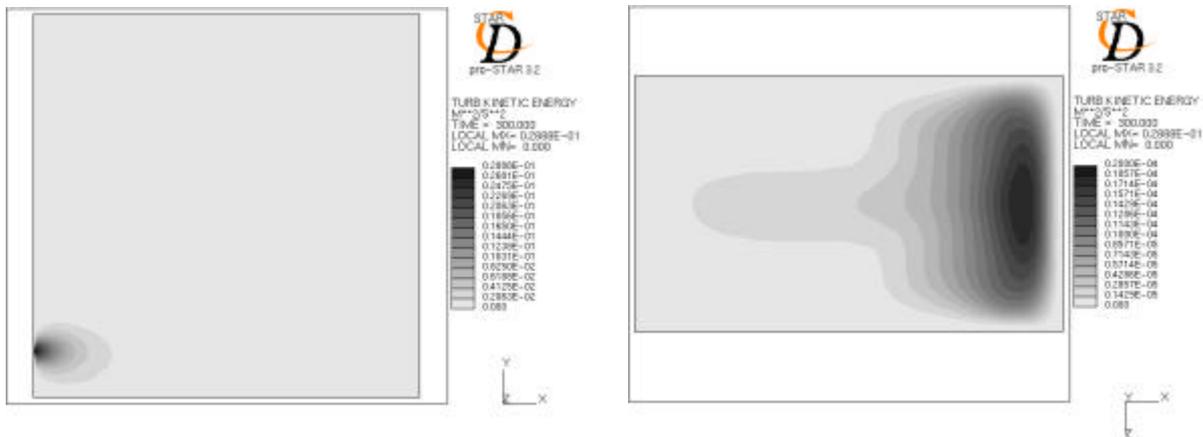


Figure IV-15 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **petite** cellule, cas : **2,0** vol/h

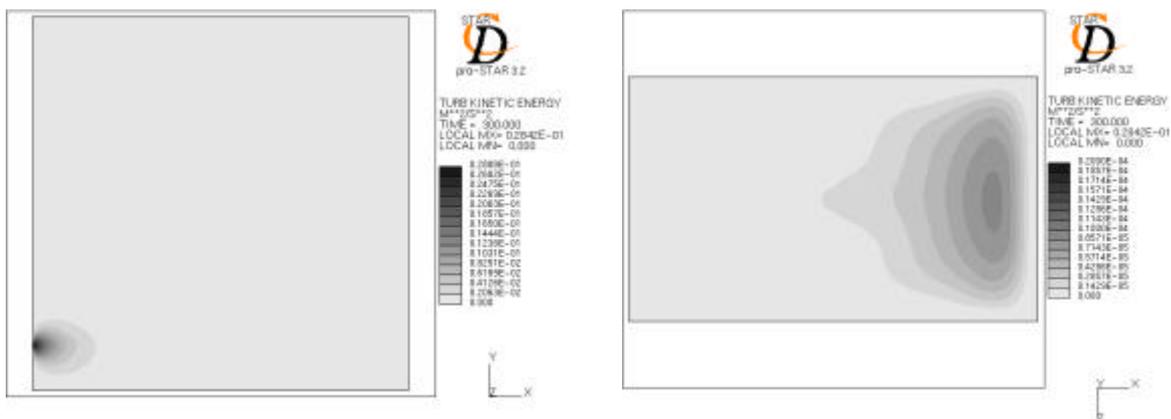


Figure IV-16 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **petite** cellule, cas : **1,5** vol/h

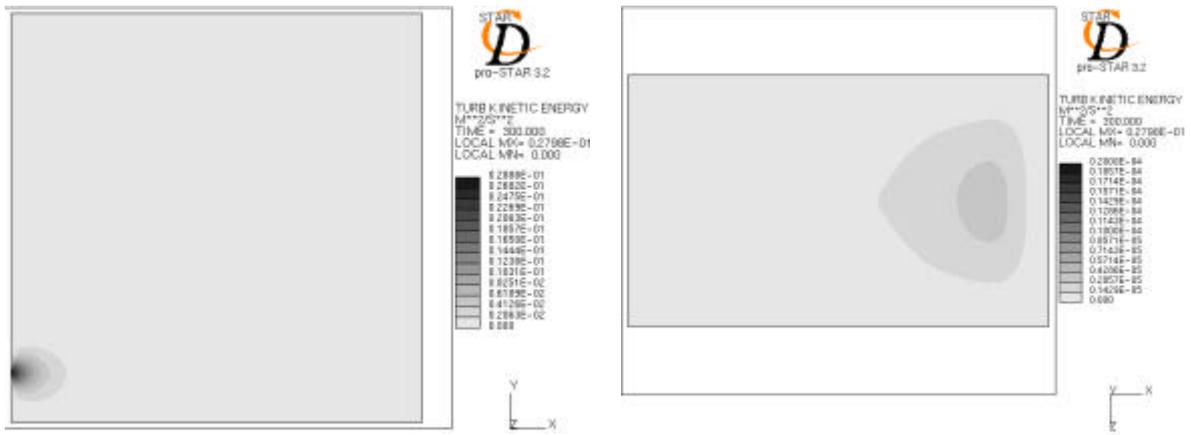


Figure IV-17 Valeurs de k dans la **petite** cellule, cas : **1,0** vol/h

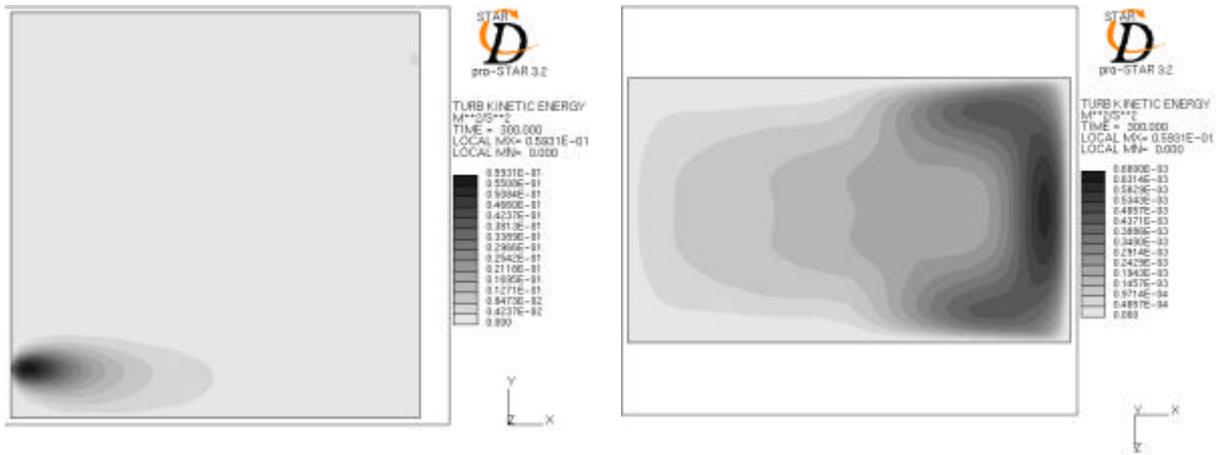


Figure IV-18 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **petite** cellule, cas : **8,0** vol/h

Les cas de la grande cellule sont présentés sur les figures suivantes.

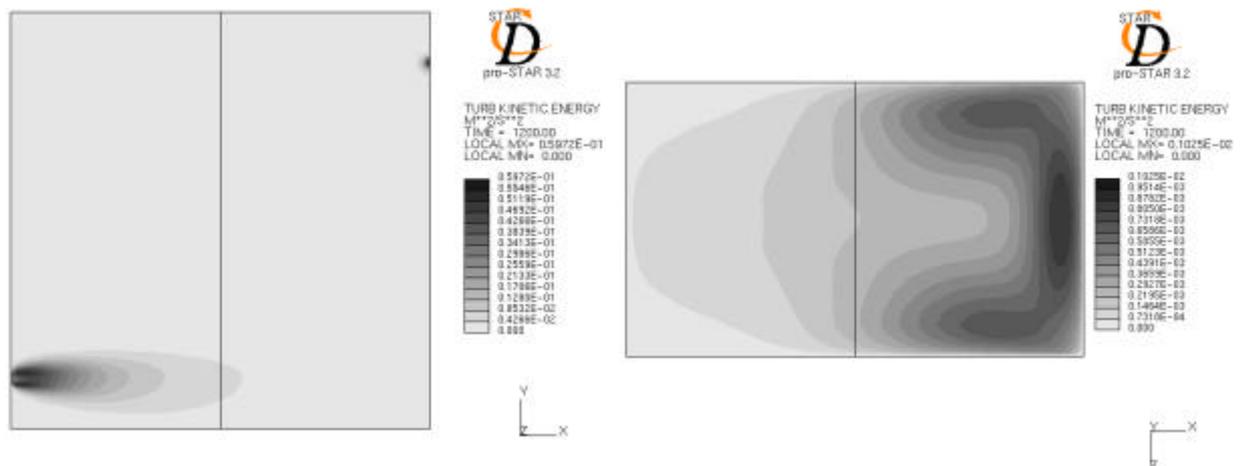


Figure IV-19 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **grande** cellule, cas : **2,0** vol/h

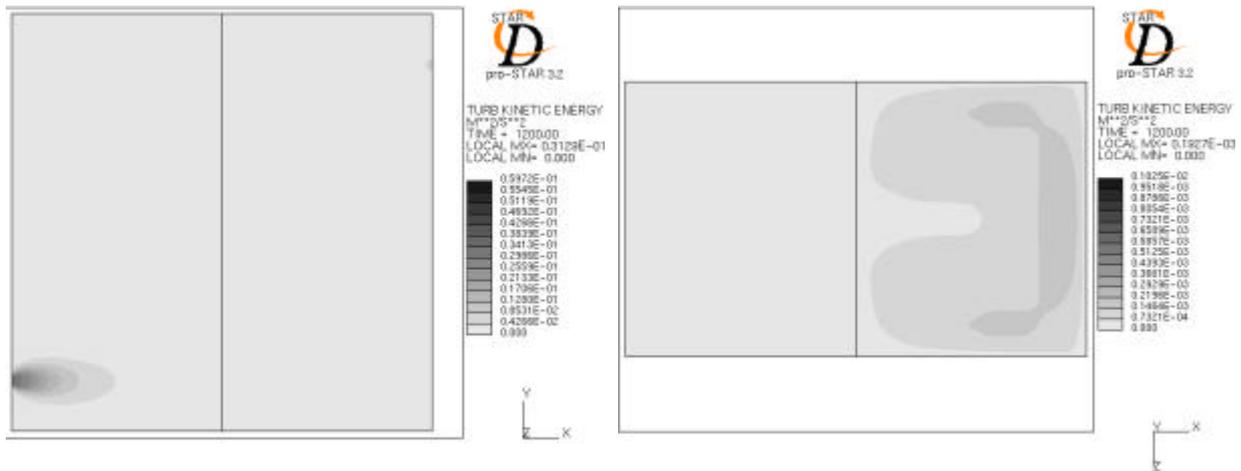
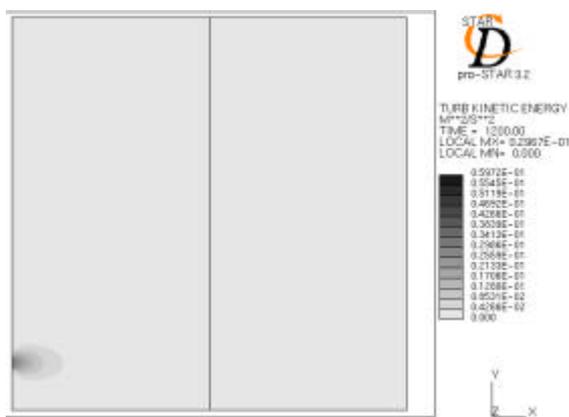


Figure IV-20 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **grande** cellule, cas : **1,0** vol/h



Les valeurs sont inférieures à 0,0005, ainsi à cette échelle cette représentation n'est pas utilisable.

Figure IV-21 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, **grande** cellule, cas : **0,5** vol/h

On écrit alors selon [VER95] :

$$I_{int} = \frac{\sqrt{\frac{(u_f^2 + v_f^2 + w_f^2)}{3}}}{u_{ref}} \tag{IV.7}$$

puis en supposant qu'on est dans un cas de turbulence homogène isotrope, nous considérons que les fluctuations des vitesses sont identiques dans toutes les directions, ainsi

$$\overline{u_f^2} + \overline{v_f^2} + \overline{w_f^2} = 3\overline{u_f^2} \tag{IV.8}$$

On écrit également l'expression de l'énergie cinétique turbulente,

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_f^2} + \overline{v_f^2} + \overline{w_f^2}) \tag{IV.9}$$

d'où avec l'équation (IV.8) on obtient

$$k = \frac{3}{2} \overline{u_f^2} \tag{IV.10}$$

De ces équations on obtient l'expression utilisée de l'intensité turbulente comme suit :

$$I_{\text{int}} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{u_{\text{ref}}} \quad (\text{IV.11})$$

Nous avons utilisé la vitesse d'injection de l'air, comme vitesse de référence. Pour faciliter la discussion nous avons nommé le numérateur i_{int} :

$$i_{\text{int}} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (\text{IV.12})$$

Comme cela était attendu, les valeurs de k les plus importantes sont situées autour de l'injection. Nous présentons ici les valeurs de k dans une section horizontale, au milieu de la cellule. On voit sur les figures précédentes qu'à côté de la paroi où est située la sortie de l'air, les valeurs de l'énergie cinétique sont plus élevées qu'ailleurs dans la cellule. L'écoulement circulaire général génère une perturbation dans l'air. De l'expression (IV.11), on détermine l'intensité turbulente à l'aide des valeurs de k . La distribution des valeurs de I_{int} ressemble à celle des valeurs de k . Les valeurs maximales et moyennes obtenues sont présentées pour la petite cellule dans le Tableau IV-2, et pour la grande dans le Tableau IV-3.

Taux de renouvellement d'air [volume/heure]	\vec{u}_{ref} [m/s]	i_{int} maximum [m/s]	i_{int} moyen [m/s]	I_{int} maximum [%]	I_{int} moyen [%]
1,0	0,09	0,1371	$2,544 \cdot 10^{-3}$	147,43	2,735
1,5	0,14	0,1414	$3,461 \cdot 10^{-3}$	101,02	2,47
2,0	0,19	0,1399	$4,119 \cdot 10^{-3}$	73,62	2,17
8,0	0,74	0,2343	$1,405 \cdot 10^{-2}$	31,65	1,9

Tableau IV-2 Valeurs calculées de i_{int} et I_{int} , petite cellule

Taux de renouvellement d'air [volume/heure]	\vec{u}_{ref} [m/s]	i_{int} maximum [m/s]	i_{int} moyen [m/s]	I_{int} maximum [%]	I_{int} moyen [%]
0,5	0,19	0,1406	$4,786 \cdot 10^{-3}$	74,02	2,52
1,0	0,37	0,1445	$8,535 \cdot 10^{-3}$	39,07	2,31
2,0	0,74	0,1995	$1,601 \cdot 10^{-2}$	26,96	2,16

Tableau IV-3 Valeurs calculées de i_{int} et I_{int} , grande cellule

Sur les valeurs regroupées dans les deux tableaux précédents, les valeurs de I_{int} sont entachées d'une incertitude du fait de la division par un nombre arbitraire (vitesse d'injection moyenne). Cette tendance vient du fait que la vitesse de référence est très faible dans tous les cas, et on divise des valeurs à peu près identiques (des valeurs de i_{int}) par des chiffres très

différents. Par conséquent, les valeurs de i_{int} seront utilisées pour analyser l'effet de l'écoulement sur le dépôt des particules fines. Cette démarche est appliquée pour nos deux cellules.

Pendant l'analyse des résultats expérimentaux, au Chapitre III, nous avons trouvé que dans la grande cellule, l'effet de l'augmentation de la vitesse d'injection (le débit d'écoulement) est direct sur les valeurs des constantes de dépôt. Parallèlement, dans la petite cellule, cette tendance n'était pas aussi remarquable, l'augmentation de la vitesse d'injection n'a pas apporté systématiquement un dépôt plus élevé. En regardant les valeurs de i_{int} , on remarque que l'énergie cinétique turbulente en moyenne est logiquement plus élevée pour les vitesses plus importantes, donc pour les nombres de Reynolds les plus élevés. Par contre, les valeurs les plus importantes ne correspondent pas aux vitesses d'injection les plus importantes. Dans la petite cellule nous avons trouvé numériquement que le taux de 1,5 vol/h a fourni un i_{int} plus élevé que le taux 2,0 vol/h. Ce fait est cohérent avec nos observations faites pendant nos mesures (voir Chapitre III.), car nous avons trouvé que dans la petite cellule, le dépôt le plus important dans la configuration haut-bas correspondait au taux de 1,5 vol/h. Dans la configuration bas-haut, ce constat est un peu moins net.

Si on regarde les valeurs mesurées dans la grande cellule, nous trouvons que entre les taux 0,5 et 1,0 vol/h nous avons trouvé une relation qui n'est pas directe. C'est-à-dire que dans la configuration bas-haut, les valeurs des constantes de dépôt de plus en plus élevées correspondaient au taux de renouvellement d'air de plus en plus élevés. Par contre, pour la configuration haut-bas, cette tendance n'a pas été retrouvée. En étudiant les valeurs correspondantes de i_{int} trouvées à l'aide de la simulation numérique, présentées au Tableau IV-3, nous remarquons qu'entre les valeurs correspondant aux deux taux de 0,5 et 1,0 vol/h, la différence est négligeable par rapport à la différence obtenue entre 1,0 et 2,0 vol/h. Cela justifie que l'effet de cette variable (i_{int}) sur le dépôt est primordiale, les fluctuations de vitesse (qui sont incluses dans la valeurs de k) modifient les trajectoires des particules d'une façon significative. Dans le mécanisme de transport des particules, la convection joue un rôle très important, par contre les particules atteignent les surfaces grâce aux autres moyens de transport. D'abord elles sont transportées de la zone rapide vers les zones lentes par les fluctuations de la vitesse et à proximité des parois elles arrivent aux parois par la diffusion.

IV.2. Simulations lagrangiennes de la distribution et du dépôt des particules

Pour pouvoir aller plus en avant dans nos explications des résultats obtenus, nous avons effectué des simulations lagrangiennes de transport et de dépôt pour les particules de tailles : 0,35 μm , 0,55 μm , 0,75 μm , 1,0 μm , 2,0 μm et 4 μm par le code *Pardiff 3D*.

Pendant nos simulations lagrangiennes nous n'avons utilisé que la grande cellule, dans la configuration bas-haut. Cette restriction (ignorer la petite cellule) sert à mieux se concentrer sur les autres caractéristiques à étudier telle que le débit de la ventilation où l'influence de la force brownienne. La configuration étudiée est identique à celle présentée pour les mesures et pour les calculs du fluide.

Le code *Pardiff 3D*, développé au sein du LEPTAB par Sandu [SAN99] pour la version 2D et par Abadie [ABA00] pour l'extension aux cas 3D, a été optimisé pour étudier le dépôt des grosses particules. Avant cette étude, la plus petite particule étudiée était d'un diamètre de 5 μm . Dans le cas de notre étude, une amélioration de *Pardiff 3D* était donc indispensable.

Notre but était d'une part de réaliser une étude paramétrique du dépôt particulaire et d'autre part d'obtenir des résultats complémentaires aux résultats expérimentaux, qui permettent une comparaison entre les deux approches.

IV.2.1. Modèle physique

Les particules utilisées sont sphériques et lisses, leur température est égale à la température ambiante. L'injection des particules est homogène. Nous injectons 1000 particules monodispersées à la fois, à vitesse zéro : les particules « apparaissent » dans l'air, ainsi leur vitesse sera égale à la vitesse du fluide au point d'injection. Par conséquent chaque taille de particule correspond à une nouvelle simulation, ainsi on distingue plusieurs cas pour le même débit de ventilation. Nous rappelons que l'interaction entre particule – particule n'est pas autorisée et que les particules n'ont pas d'effet sur le mouvement du fluide (one way coupling).

La masse volumique d'une particule en général est $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$ si aucune autre précision n'est donnée. Les particules sont passives, ainsi il n'y a pas de réaction chimique prise en compte. Nous rappelons que la quantité de particules injectées est faible, ainsi la coagulation est négligée.

IV.2.2. Modèle mathématique et numérique

Comme nous considérons que les particules ne modifient pas l'écoulement, une fois le calcul de celui-ci effectué, le comportement particulaire peut être modélisé. Ce comportement est

modélisé par une moyenne statistique sur les trajectoires calculées pour chaque particule par résolution des équations de la dynamique des particules. En adaptant ces équations aux petites particules, les modifications ont été mises en place dans le code. La différence par rapport aux versions précédentes ne réside pas seulement dans l'adjonction de la force brownienne mais également dans l'adaptation des expressions des autres forces aux particules submicroniques.

Pour la résolution numérique nous décomposons ces équations dans chaque direction de l'espace pour obtenir un système d'équations différentielles ordinaires.

IV.2.3. Forces prises en compte – modifications apportées

Les forces qui sont prises en compte pendant nos études sont la force de traînée, par défaut, la force Brownienne et la force de gravité comme cela a été évoqué dans le paragraphe I.4.2. Alors en écrivant les expressions de chacune de ces force on obtient l'équation suivante, d'après Hinze [HIN75] :

$$\mathbf{r}_p \frac{\mathbf{p}d_p^3}{6} \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \underbrace{(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f)}_{\text{I}} \underbrace{\frac{\mathbf{p}d_p^3}{6} \bar{g}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{\mathbf{p}d_p^2}{8} \mathbf{r}_f C_D (\bar{u}_f - \bar{u}_p)}_{\text{III}} \left| \bar{u}_f - \bar{u}_p \right| + \underbrace{F_B}_{\text{IV}} \quad (\text{IV.13})$$

où

- I la force nécessaire pour accélérer la particule
- II la force de gravité
- III la force de traînée (de résistance visqueuse de la particule)
- IV la force brownienne.

D'après le Chapitre I., où nous avons présenté les expressions des forces appliquées aux particules fines, cette équation (IV.13) devient :

$$\mathbf{r}_p \frac{\mathbf{p}d_p^3}{6} \frac{d\bar{\mathbf{u}}_p}{dt} = \underbrace{(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f)}_{\text{I}} \underbrace{\frac{\mathbf{p}d_p^3}{6} \bar{g}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{3\mathbf{p}m d_p (\bar{u}_f - \bar{u}_p)}{C_c}}_{\text{III}} + G_i \sqrt{\frac{216\mathbf{u}k_B T}{\mathbf{p}r_f d_p^5 s^2 C_c}} \quad (\text{IV.14})$$

Nous avons adapté la méthode d'Ahmadi pour calculer la force brownienne, comme nous l'avons présenté au Chapitre I. Tout d'abord, Li et Ahmadi [LI93] ont étudié cette force et ils ont présenté leur théorie à plusieurs reprises par la suite, c'est-ce que nous synthétisons ici. La force Brownienne est modélisée comme un processus de type du bruit blanc avec une intensité spectrale définie par l'expression (I.32). Les bruits blancs sont intéressants car leur fonction de densité spectrale (transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrelation) est constante. Le bruit Gaussien est un bruit dont la distribution instantanée de l'amplitude suit une distribution Gaussienne. L'intensité de ce bruit est S_0 , définie par l'expression (I.33). Le

nombre qui redonne à la force sa nature aléatoire est G_i , déterminé par l'expression (I.31), est un nombre de distribution Gaussienne.

Pour calculer la force brownienne nous rencontrons la première difficulté pour la reproduction de la caractéristique aléatoire de ce mouvement. Pour cette raison, nous avons utilisé un générateur de nombres aléatoires de distribution Gaussienne à moyenne nulle et à écart type unitaire. En même temps, il faut remarquer que ces générateurs ne donnent pas des nombres complètement aléatoires et indépendants, car les ordinateurs utilisent des algorithmes qui fonctionnent selon des règles répétitives. Le sous-programme est initialisé par le temps de lancement de l'exécution du code. Les valeurs obtenues respectent une distribution gaussienne normale. Plus de détails sur la sub-routine *gasdev* se trouve dans la référence [PRE92] et son test dans [SAN99].

IV.2.3.1. Analyse de l'ordre de grandeur des forces utilisées

Dans le Chapitre II. nous avons fait quelques simplifications dans le traitement des forces agissant sur une particule. Nous avons décidé d'utiliser uniquement trois forces: la force de traînée, la force de gravité et la force brownienne. Nous avons tout d'abord évalué les ordres de grandeur de ces forces. A chaque fois, nous avons utilisé 5 particules pour obtenir des valeurs des forces, le mouvement de ces particules a duré 10 secondes, et à chaque itération nous avons sauvegardé 6 valeurs d'itération interne. La valeur présentée est la moyenne de ces valeurs.

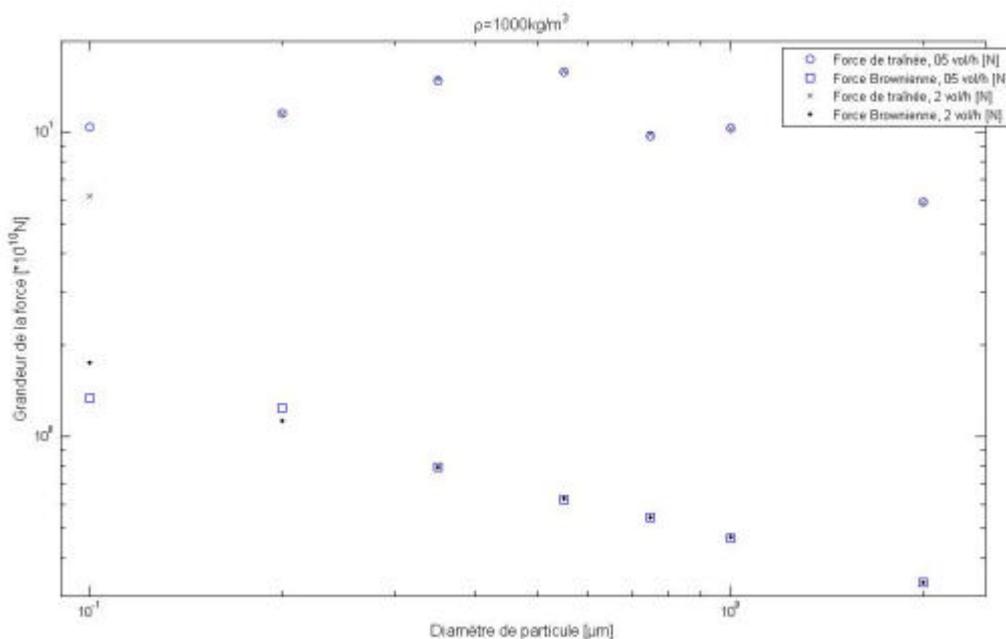


Figure IV-22 Grandeur des forces appliquées pour différentes tailles de particules

Sur la Figure IV-22 les valeurs de deux forces, la force de traînée et la force brownienne sont présentées. La force de gravité a une valeur largement inférieure (deux ordres de grandeurs) à ces deux forces, c'est pour cette raison que nous ne la présentons pas ici. Les valeurs correspondent à une particule, pour deux taux de renouvellement d'air. On voit que pour tout notre intervalle de taille des particules, la force de traînée reste plus importante que la force brownienne. Environ un ordre de grandeur sépare les valeurs de ces deux forces. Par contre, on remarque que pour une même force, aux deux taux de renouvellement d'air considérés, la différence est pratiquement négligeable. La seule exception correspond à 0,1 μm , où une différence est remarquée entre les valeurs de taux de renouvellement d'air différents. Les valeurs de force brownienne varient d'un ordre de grandeur dans ce domaine de taille des particules ce qui permet d'évaluer l'influence de la taille de particules sur la valeur de cette force. L'augmentation de la valeur de la force brownienne avec la diminution de la taille de particule est remarquable. Une variation aussi importante n'a pas été remarquée pour la force de traînée, dont l'ordre de grandeur demeure à peu près identique quel que soit la taille des particules.

Nous constatons que pendant nos analyses, la prise en compte de ces deux forces est indispensable. Ainsi dans nos études, nous allons étudier à la fois l'influence de la turbulence sur le comportement des particules et également l'impact du mouvement brownien sur le dépôt des particules fines. Pendant nos calculs, la force de traînée et la force de gravité seront toujours présentes et la force brownienne sera ou non prise en compte selon le but de notre analyse.

IV.2.4. Génération des fluctuations de vitesses

Dans le Chapitre II.3.1.4. nous avons présenté le modèle de Gosman et Ioanides, un modèle de l'interaction tourbillon – particule. Nous avons opté pour ce modèle car des études antérieures menées au laboratoire par Sandu [SAN99] ou bien par Abadie [ABA00], ont montré qu'il est bien approprié pour l'étude de la dispersion des particules.

IV.2.4.1. Description du modèle choisi

Dans notre cas, on considère que la turbulence est isotrope, alors les fluctuations sont identiques dans toutes les directions. Les expressions (IV.9) et (IV.10) sont également utilisées dans ce modèle. L'écart type devient alors :

$$s_{ii} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (\text{IV.15})$$

Comme cela a été évoqué dans le Chapitre II.3.1.4., pour ce type de modèle nous avons besoin de déterminer trois caractéristiques pour étudier le mouvement d'une particule. Dans ce modèle, la durée de vie d'un tourbillon est calculée par la relation suivante :

$$t_e = \frac{L_e}{|\underline{u}'_f|} \quad (\text{IV.16})$$

où L_e correspond à l'échelle caractéristique de la longueur de tourbillon, qui s'écrit comme suit :

$$L_e = C \frac{k^{\frac{3}{2}}}{e} \quad (\text{IV.17})$$

et ici le terme C a pour valeur $C_m^{\frac{3}{4}}$ où $C_m = 0,09$ [KLO01]. Comme nous utilisons ce modèle de génération des fluctuations de vitesse sur un écoulement simulé par un modèle de $k-e$, les échelles caractéristiques peuvent être reliées à k et à e . Schuen et al. [SCH83] ont proposé les expressions suivantes :

$$L_e = C_m^{3/4} \frac{k^{3/2}}{e}. \quad (\text{IV.18})$$

pour l'échelle de longueur ;

$$t_e = \frac{L_e}{\left(\frac{2k}{3}\right)^{1/2}} \quad (\text{IV.19})$$

Pour la durée de vie du tourbillon et

$$u_e = \sqrt{\frac{2}{3}} k \quad (\text{IV.20})$$

pour la vitesse du tourbillon.

Des expressions (IV.18) et (IV.19) nous obtenons

$$t_e = \sqrt{3/2} C_m^{3/4} \frac{k}{e} \quad (\text{IV.21})$$

Au sein du laboratoire, Abadie [ABA00] a utilisé le modèle de Gosman et Ioannides modifié, pour obtenir une meilleure correspondance entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées. Dans le cadre de notre étude nous appliquons ce modèle modifié.

Les modifications apportées ont été nécessaires car les deux auteurs, Sandu et Abadie, ont remarqué que les valeurs obtenues pour la dispersion des particules sont systématiquement inférieures aux valeurs expérimentales. Pour éliminer ce problème, Abadie a proposé un

coefficient multiplicateur qui doit être déterminé pour chaque type de particule, ainsi utilisé pour multiplier les valeurs des fluctuations précédemment obtenues. Avec cette méthode on diminue l'erreur liée au calcul de la position des particules.

Il est important de rappeler que Sandu a montré une différence entre l'écoulement numérique et expérimental qui correspond à une perte d'information par rapport aux champs des quantités turbulentes. Ces erreurs de calcul de l'écoulement modifient les calculs des particules également, on cumule ainsi des erreurs de calcul qui conduisent à une surestimation du dépôt des particules. Cette surestimation ne vient pas du générateur des fluctuations des vitesses, comme cela a été remarqué, mais plutôt de la résolution de l'écoulement. Cette tendance à la surestimation du dépôt sera retrouvée pendant nos calculs, présentés dans les paragraphes suivants.

IV.2.4.2. Algorithme de génération des fluctuations de vitesse

L'algorithme pour la génération des fluctuations de vitesse est composé comme suit:

- Détermination de l'écart type en fonction de l'énergie cinétique turbulente (équation (IV.15))
- Tirage d'un nombre aléatoire de distribution Gaussienne de moyenne nulle et d'écart type unitaire
- Calcul de la partie fluctuante de la vitesse du fluide comme le produit des deux valeurs précédentes.

Un grand nombre de particules pour un calcul lagrangien est ainsi nécessaire, pour que les fluctuations générées soient statistiquement identiques.

IV.2.5. Intégration des équations de la dynamique de la particule

IV.2.5.1. Méthode employée

Les équations de la dynamique des particules sont des équations différentielles ordinaires (premier ordre). Pour la résolution nous avons utilisé la méthode Runge – Kutta de 4^{ème} ordre. (Plus de description se trouve dans [PRE92].)

NB : Les trajectoires des particules sont calculées par l'intégration de l'équation (IV.14), où

$\frac{d}{dt}$ est la dérivée temporelle le long de la trajectoire d'une particule discrète.

IV.2.5.2. Pas de temps d'intégration

Nous avons vu le fonctionnement du modèle Gosman et Ioannides, ainsi le pas de temps de simulation est-il choisi selon des critères physiques. Comme le modèle calcule l'interaction entre un tourbillon et une particule, celle-ci doit rester dans le tourbillon pendant au moins un pas de temps. Ainsi la durée de vie d'un tourbillon et le temps de résidence de la particule doivent être supérieur au pas de temps de la simulation. Précédemment nous avons vu le calcul de la durée de vie d'un tourbillon, ainsi nous écrivons le temps de résidence d'une particule au sein d'un tourbillon comme suit :

$$t_c = -t_p \ln \left[1 - \frac{L_e}{t_p |\vec{u}_f - \vec{u}_p|} \right] \quad (\text{IV.22})$$

où L_e , l'échelle de longueur de tourbillon (présentée sur la Figure II-4 et par l'expression (IV.18)) et t_p est le temps de relaxation de la particule.

Selon notre expérience, le pas de temps de la simulation peut descendre jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10^{-7} secondes pour les particules fines. Ce pas de temps petit en relation avec le nombre de particules traitées, conduit à un temps de calcul très important, comme nous l'avons constaté pour les particules les plus fines. (Il faut remarquer que le temps de calcul ne dépend pas que de la taille de la particule, mais également de la géométrie du domaine et du type d'écoulement.)

IV.2.6. Construction des champs moyens pour les particules

Dans les modèles lagrangiens on suit chaque particule individuellement. Cet outil nous fournit les trajectoires de ces particules mais pour avoir accès aux champs moyens de la vitesse et de la concentration, nous avons besoin d'un traitement statistique. Pour ce traitement statistique un nombre suffisant de particules est nécessaire, car les résultats doivent être indépendants. Le nombre minimum de particules nécessaires à une simulation a été étudié précédemment, par Snyder et Lumley [SNY71]. Ils ont montré que de 700 à 800 particules sont suffisantes pour obtenir les fonctions d'autocorrélation avec une erreur inférieure à 15 %. Sandu [SAN99] a montré que 1000 particules est le minimum pour obtenir des résultats indépendants du nombre de particules lancées. Ainsi nous avons décidé de lancer 1000 particules à chaque simulation. Dans notre cas les valeurs des positions sont enregistrées pour chaque particule et c'est n'est qu'à la fin de la simulation que l'on enregistre la position de toutes les particules. La visualisation a été optimisée pour le logiciel « open source » MayaVi.

IV.2.7. Caractéristiques de dépôt

Dans la configuration géométrique décrite précédemment, nous avons étudié le dépôt des particules fines. Dans les prochains paragraphes nous rappelons les expressions de la constante et de la vitesse de dépôt pour un traitement plus complet.

IV.2.7.1. Modèle de dépôt utilisé

Comme nous avons vu dans le Chapitre I., les forces nécessaires pour décrocher une particule déposée sur la paroi sont très grandes, et nos particules sont relativement petites, ainsi nous considérons qu'une fois que la particule touche la paroi, elle reste capturée, ainsi le critère « pas de rebond » est-il appliqué (voir Chapitre I). La vitesse critique, pour laquelle une particule arrivant sur une surface la particule rebondira, est fixée à une valeur très élevée, pour s'assurer que la particule n'arrivera jamais avec cette vitesse en collision avec la paroi.

IV.2.7.2. Constante de dépôt

Comme cela a été montré aux chapitres précédents, selon la décroissance de la concentration des particules dans le domaine, nous déterminons la constante de dépôt de la particule. A partir de l'expression (I.70) nous écrivons la relation exponentielle entre la concentration et le temps dans la cellule, en prenant en compte que le dépôt et les particules quittent le domaine par le système de la ventilation, la relation devient ainsi

$$C_{int}(t) = C_0 \exp(-I_g t) \quad (IV.23)$$

d'où la constante de dépôt

$$I_{de} = I_g - I_r \quad (IV.24)$$

IV.2.7.3. Vitesse de dépôt

La vitesse de dépôt a été définie au Chapitre I. par l'expression (I.51), puis sa relation avec la constante de dépôt par l'expression (I.53). Nous rappelons que la vitesse de dépôt est exprimée en nombre de particules déposées par unité de temps. D'après l'idée de Corner et Pendlebury [COR51], nous considérons que tous les processus de dépôt se déroulent parallèlement sur chaque surface à la fois. Cette idée est exprimée par l'expression (II.60).

Ainsi nous écrivons :

$$v_{dep} = \frac{\sum I_{di} A_i}{V} \quad (IV.25)$$

où A_i est une surface intérieure de la cellule quelconque et V est le volume total de la cellule.

Comme Nazaroff et al. [NAZ93] l'ont souligné, l'utilisation de la vitesse de dépôt a ses limites. Par exemple le dépôt varie dans l'espace, même dans un espace limité comme notre cellule test. Ainsi, la vitesse de dépôt locale peut être plusieurs fois supérieure ou inférieure à la valeur moyenne dans la cavité. Ce fait sera prouvé dans le chapitre IV.2.10.1. en montrant les valeurs obtenues pendant nos expériences numériques.

IV.2.8. Les cas étudiés

A l'aide du code *pardiff3D* nous avons étudié la combinaison de deux taux de renouvellement d'air (à configuration bas-haut), de 6 différentes tailles de particule et en présence ou non de la force brownienne. Cela donne 12 simulations différentes. Une simulation supplémentaire a été abandonnée, pour la taille 0,35 μm , à cause des limites dans la durée d'une simulation disponible (c'est-à-dire que cette simulation a duré plusieurs mois, sur un processeur). Tous les cas sont synthétisés dans le Tableau IV-4.

	0,5 volume/heure		2,0 volume/heure	
	avec force Brownienne	sans force Brownienne	avec force Brownienne	sans force Brownienne
0,55	x	x	x	x
0,75	x	x	x	
1,0	x	x	x	
2,0	x		x	
4,0				x

Tableau IV-4 Synthèse des simulations effectuées, grande cellule, configuration bas – haut

Notre choix des taux de renouvellement d'air nous permet d'étudier l'effet de la ventilation sur le dépôt des particules fines. De plus, l'effet de la force brownienne n'a été reporté dans la bibliographie que pour les particules de diamètre inférieur à 0,1 μm , nous souhaitons vérifier son influence dans nos configurations de cellules ventilées.

IV.2.9. Présentation des résultats

Notre première simulation correspondait à un diamètre de 0,35 μm , et un renouvellement d'air de 0,5 vol/h. Comme cela a été présenté dans le Tableau IV-6, cette simulation a été abandonnée. La raison est le temps de calcul trop élevé. Nous étions obligé d'utiliser un pas de temps extrêmement faible pour remplir les critères de convergence (voir paragraphe IV.2.5.2), par conséquent le temps de calcul est devenu prohibitif. De ce fait, nous avons décidé d'abandonner le traitement de cette taille de particule avec la méthode lagrangienne. Ainsi dans les prochains paragraphes la taille des particules varie entre 0,55 et 2 μm (un calcul supplémentaire a été réalisé pour la taille de 4 μm).

IV.2.9.1. Influence de la force brownienne

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à l'effet du mouvement brownien sur le dépôt des particules fines. Nous avons étudié un faible débit de ventilation en espérant que l'effet de la turbulence soit moins important que pour des débits plus élevés. Nous considérons que le débit de $4,688 \text{ m}^3/\text{h}$, qui correspond au taux de renouvellement d'air $0,5 \text{ vol/h}$ est adéquat pour étudier ce mouvement ($Re = 867$).

Plusieurs tailles de particule ont été étudiées pour un même débit de ventilation. Nous avons résolu l'équation de la dynamique des particules en présence ou non de la force brownienne. Sur la Figure IV-23 nous présentons des résultats obtenus pour trois tailles : $0,55$; $0,75$ et $1,0 \mu\text{m}$. Sur la figure les quantités déposées pour une taille représentent 100% , et les valeurs présentées correspondent à la distribution des quantités entre les parois.

Pour une taille de $0,55 \mu\text{m}$, on remarque une différence importante entre les deux cas (avec et sans force brownienne) pour les parois latérales. Par contre pour les autres surfaces, les quantités déposées sont plus élevées pour le cas ignorant cette force. Nous avons remarqué que c'est la seule taille de particule où le dépôt sur le plafond se réalise.

Pour la taille $0,75 \mu\text{m}$, le dépôt est plus important en présence de la force brownienne sur les parois à l'exception de la paroi d'injection. Sur ce mur il y a une différence remarquable, à peu près 10% , entre les deux valeurs. Nous remarquons que dans chaque cas, le dépôt était plus important sans la présence de force brownienne sur la paroi d'injection.

Pour la taille $1,0 \mu\text{m}$ nous remarquons que le dépôt est plus important en présence de la force Brownienne seulement sur le sol. Sur les autres surfaces, les quantités sont plus au moins équilibrées et sur le mur d'injection nous trouvons plus de dépôt en prenant en compte la force brownienne. En considérant le phénomène du dépôt de manière globale, on constate que l'influence de la gravité n'est pas primordiale, car le dépôt le plus important se produit sur une paroi verticale (paroi d'injection). Ainsi nous constatons que le comportement des particules étudiées reste similaire de l'un à l'autre, car la distribution des quantités déposées entre les différentes surfaces est très ressemblante. Ceci est dû au fait que les caractéristiques physiques des particules sont très proches et les conditions aux limites imposées par l'écoulement sont identiques.

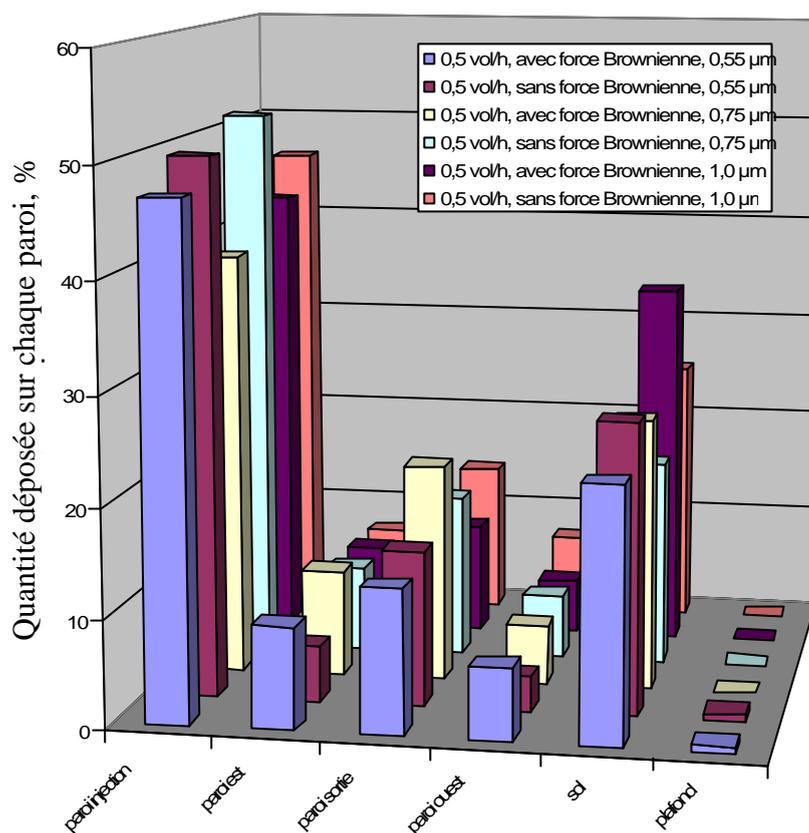


Figure IV-23 Comparaison des quantités de particules déposées en fonction de la prise en compte de la force brownienne, cas 0,5 vol/h

Sur la Figure IV-24 l'influence de la force brownienne est présentée en fonction du débit de ventilation. Nous avons étudié deux débits d'air différents, qui correspondent au taux de renouvellement d'air de 0,5 et 2,0 vol/h. Ce qu'on attendait était d'une part des quantités de particules déposées plus importantes pour un taux de renouvellement d'air plus élevé et d'autre part, des quantités approximativement identiques pour les cas *sans* et *avec* force brownienne pour 2,0 vol/h (l'écoulement est plus turbulent, que dans le cas de 0,5 vol/h).

Une différence très importante est tout de suite remarquée entre les deux taux de ventilation, pour le débit le plus élevé, l'influence de cette force n'est remarquable que sur la paroi où est située la sortie. Ici on a trouvé un dépôt plus important sans la présence de la force brownienne. Ce fait peut s'expliquer par une distribution différente des particules.

Il faut remarquer également que la force brownienne n'a pas une influence primordiale sur la quantité déposée sur une surface. Par conséquent, le mouvement brownien n'est pas le processus de transport le plus important pour cet intervalle de taille de particules. Cependant, nous remarquons que l'effet de cette force n'est pas négligeable non plus. Pour la taille 0,55 μm nous avons trouvé une différence importante entre les cas avec et sans force brownienne,

ce qui nous signale qu'une étude plus approfondie peut révéler des informations intéressantes sur la question.

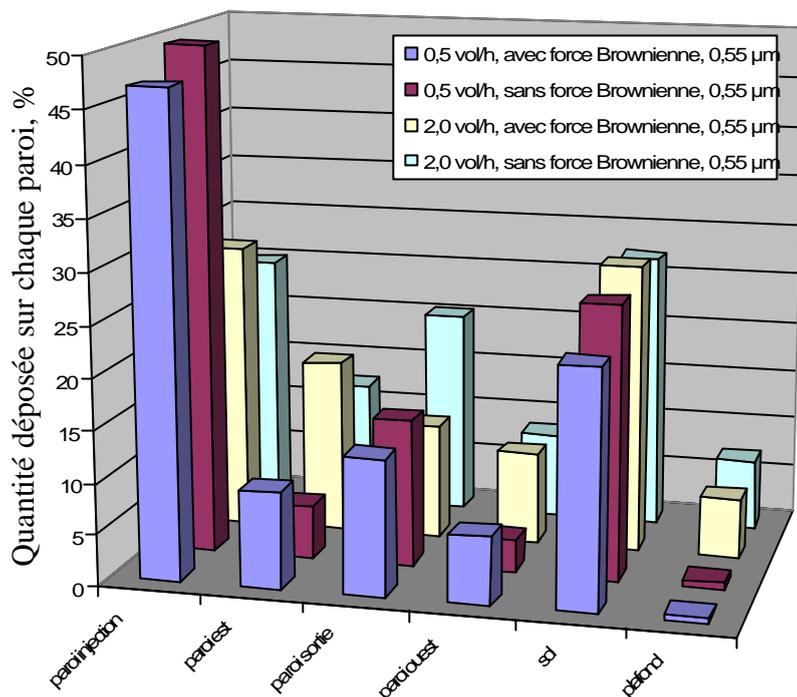


Figure IV-24 Comparaison des quantités de particules déposées en fonction de présence de la force Brownienne, pour différents taux de renouvellement d'air

Sur la figure suivante, la distribution de la situation finale des particules après 600 secondes de mouvement est présentée. Nous sommes toujours intéressés par la différence entre les cas *avec* et *sans* force brownienne, ainsi nous étudions les mêmes cas, que sur la Figure IV-23. Pour une particule il y a trois situations possibles dans une cellule après une durée donnée, soit elle est déposée, soit elle est sortie du domaine ou soit elle est toujours en mouvement. Sur la Figure IV-25 on voit que le rapport entre les quantités *collées*, *sortie* ou *toujours en mouvement* est très proche pour toutes les six simulations présentées. Cela signifie que, comme l'écoulement est identique pour chaque taille de particules, les différences viennent seulement des caractéristiques liées à la taille des particules. Nous remarquons que dans aucun cas, la quantité de particules *sorties* ne dépasse 10 % du nombre total de particules. La quantité la plus élevée de particules *collées* correspond au cas de 0,55 µm, en présence de force brownienne, comme cela a été remarqué en analysant la Figure IV-23. On voit également que la quantité de particules *sorties* est légèrement plus élevée pour les tailles 0,75 et 1,0 µm *sans* force brownienne. De ce fait, la somme des particules *collées* et *sorties* ne change visiblement pas.

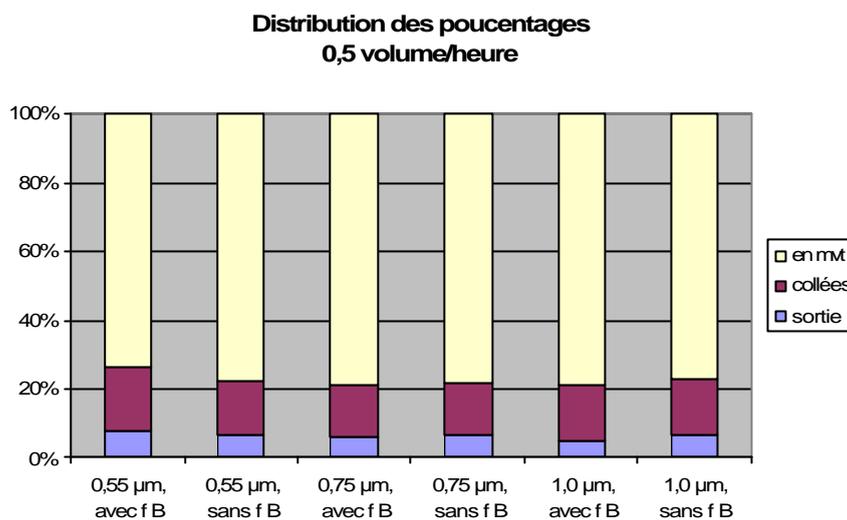


Figure IV-25 Pourcentage des particules toujours en mouvement/collées/sorties par simulations, après 600 secondes de simulation

IV.2.9.2. Influence de la ventilation

Afin d'étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement sur le dépôt des particules, deux débits de ventilation ont été modélisés. Le premier correspond au taux de renouvellement d'air de 0,5 vol/h le deuxième à 2,0 vol/h. Nous avons distingué six endroits différents de dépôt, correspondant aux six surfaces intérieures de la cellule pour chaque débit.

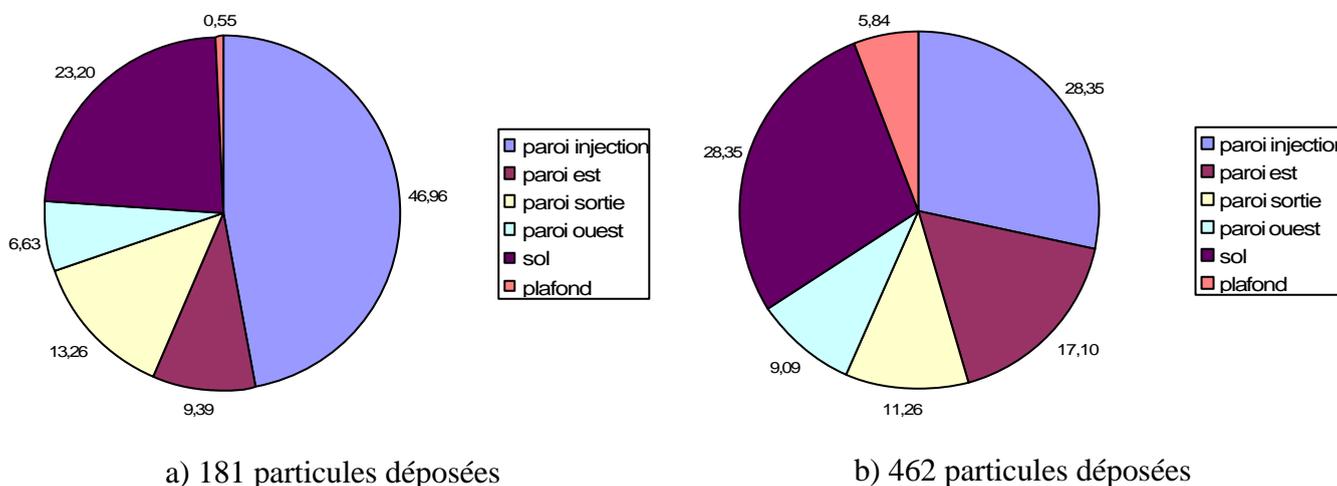


Figure IV-26 Pourcentage des particules déposées sur chaque paroi, cas 0,55 µm, après 600 secondes, a) 0,5 vol/h et b) 2,0 vol/h.

Sur la Figure IV-27 les résultats obtenus pour le taux de renouvellement d'air 0,5 volume/heure sont présentés. Nous avons trouvé que le dépôt le plus important s'est produit sur la paroi de l'injection. Dans chaque cas simulé, c'est sur cette paroi qu'il y a le plus de particules déposées. Ensuite le deuxième dépôt le plus important a été trouvé sur le sol. Pour

les particules les plus grosses (taille 1,0 et 2,0 μm) on obtient les valeurs de dépôt les plus élevées sur le sol. Parallèlement, on remarque qu'à part les particules les plus petites ($d_p = 0,55 \mu\text{m}$), il n'y a pas de dépôt sur le plafond. Sur les parois Est et Ouest, les valeurs de I_d sont à peu près identiques. De ce fait, la présence d'un écoulement symétrique à l'axe y , semble être justifiée. En regardant les résultats globaux, on remarque que sur les deux parois, la paroi d'injection et le sol, les valeurs de la constante de dépôt sont plus élevées que sur les quatre autres surfaces.

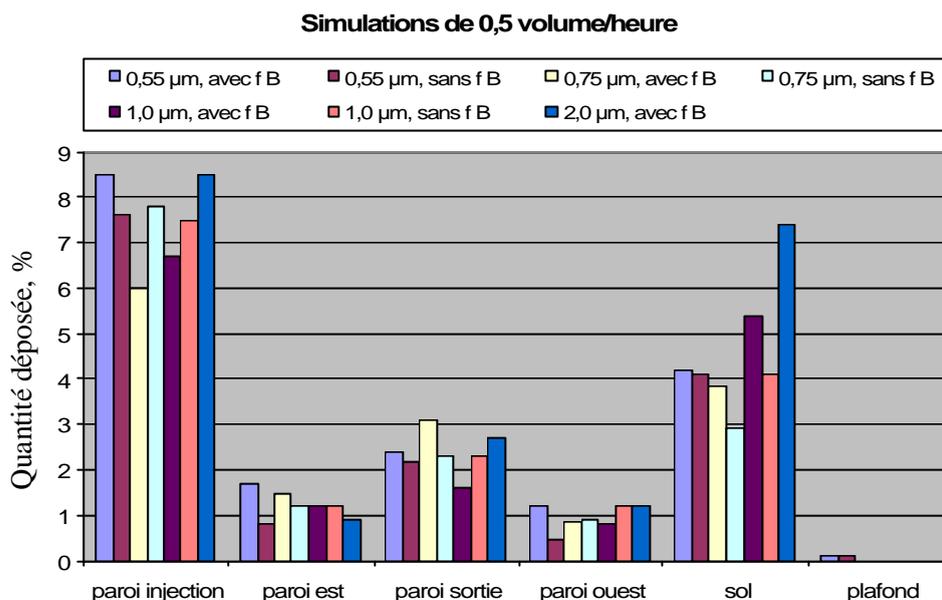


Figure IV-27 Représentation des particules déposées [%], pour les simulations de 0,5 vol/h

En regardant les valeurs obtenues avec le taux de 2,0 vol/h présentées sur la Figure IV-28, nous remarquons que les différences entre les parois sont moins marquées. Il n'y a pas de direction autant privilégiée que dans le cas de 0,5 vol/h. La paroi d'injection et le sol reçoivent cependant plus de particules que les autres parois. De plus, ici nous trouvons des particules déposées sur le plafond, pour chaque série de simulation. Concernant l'écoulement, on peut remarquer alors que l'effet des vitesses plus élevées du cas de 2 vol/h provoque un dépôt plus important que celui obtenu pour 0,5 vol/h. Cela est dû au fait que l'intensité turbulente d'un écoulement plus agité est plus élevée et que ce même écoulement amène les particules plus facilement à proximité des parois en causant un dépôt plus important. Sur les Figure IV-19 et Figure IV-21 nous avons présenté les valeurs de l'énergie cinétique turbulente qui représente les fluctuations de vitesse du fluide (voir l'expression (IV.9)). Comme cela a déjà été souligné, les valeurs de k sont très importantes dans le cas de 2,0 vol/h par rapport au cas de 0,5 vol/h. Comme la trajectoire d'une particule est modifiée par les forces qui agissent

sur elle même, des vitesses plus importantes conduisent à un déplacement (et dépôt) plus important. En plus

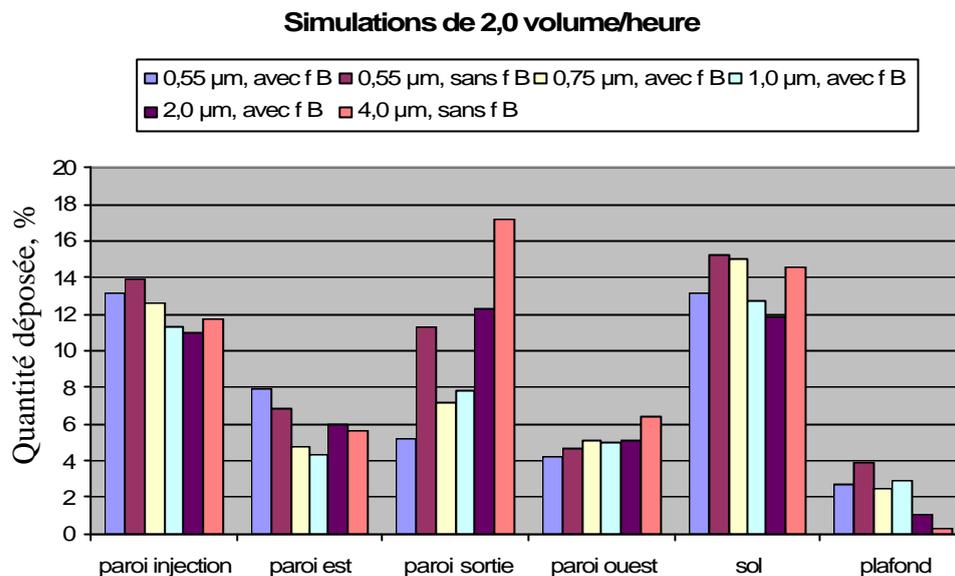


Figure IV-28 Représentation de particules déposées [%], pour les simulations de 2,0 vol/h

Tous les cas simulés sont présentés sur la Figure IV-29. La différence entre les deux taux de renouvellement d'air se manifeste clairement. Le taux de 0,5 vol/h conduit à un pourcentage maximum de 8,5 % de particules déposées (après 600 secondes du mouvement réel), par rapport au nombre total des particules simulées, alors que le taux de 2,0 vol/h conduit à des valeurs de 12-14% avec une valeur supérieure à 17% pour la taille 4 µm.

Il est intéressant de remarquer que la taille de 4,0 µm nous a apporté des valeurs différentes des autres simulations. Pour cette taille le dépôt le plus important s'est réalisé sur la paroi de sortie tandis que les deux valeurs suivantes sur le sol et sur la paroi d'injection. A plusieurs reprises nous avons remarqué que les valeurs plus importantes se manifestent sur la paroi d'injection dans le cas de 0,5 vol/h. Ce changement est dû aux caractéristiques de la particule. Pour cette taille, les effets browniens ne sont plus présents tandis que les effets de gravité (sol) et d'inertie (paroi de sortie) sont devenus plus importants.

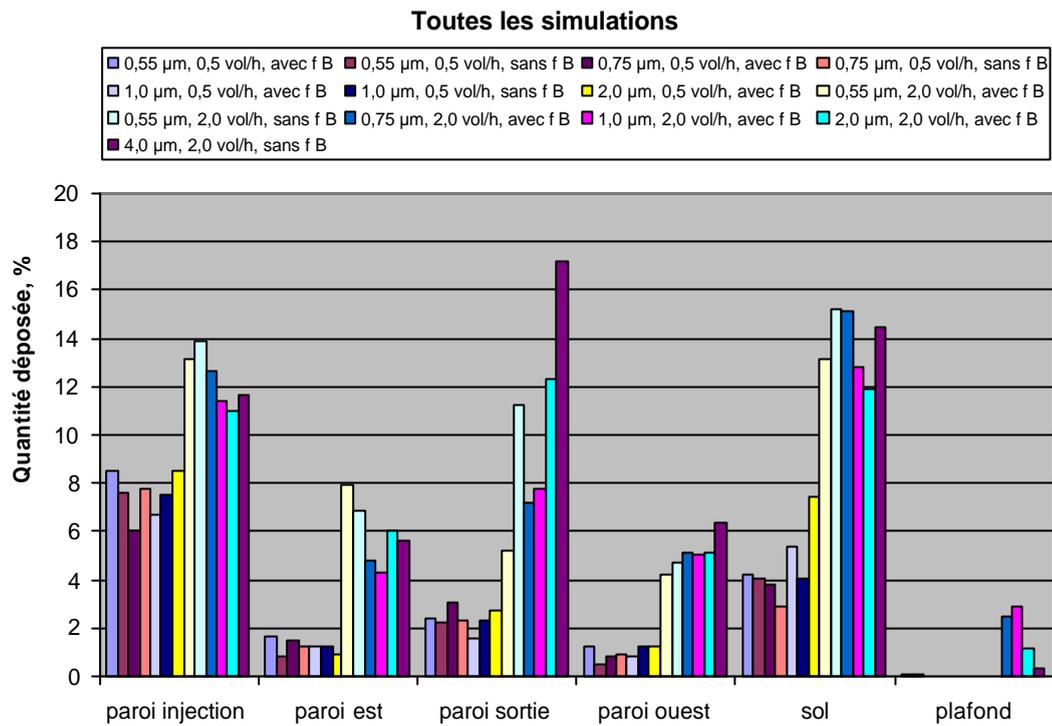


Figure IV-29 Représentation de particules déposées par rapport au nombre total de particules lancées [%], toutes les simulations

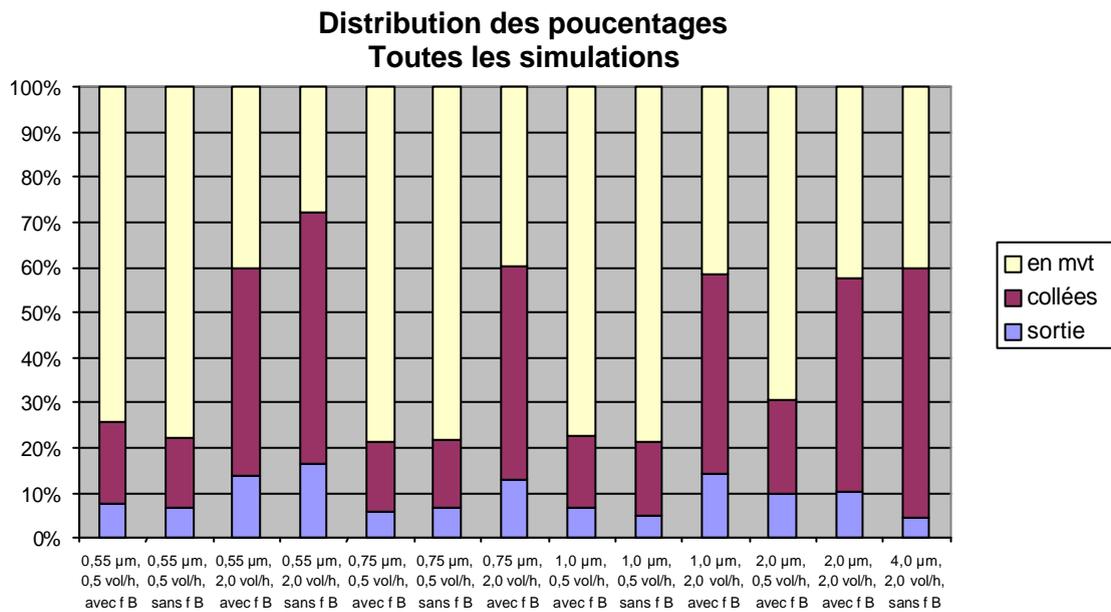


Figure IV-30 Distribution de position finale d'une particule pour chaque simulation

IV.2.9.3. Variation du nombre des particules déposées

Sur les deux figures suivantes nous présentons la variation en temps du nombre de particules déposées et sorties de la pièce, pour nos deux taux de renouvellement d'air.

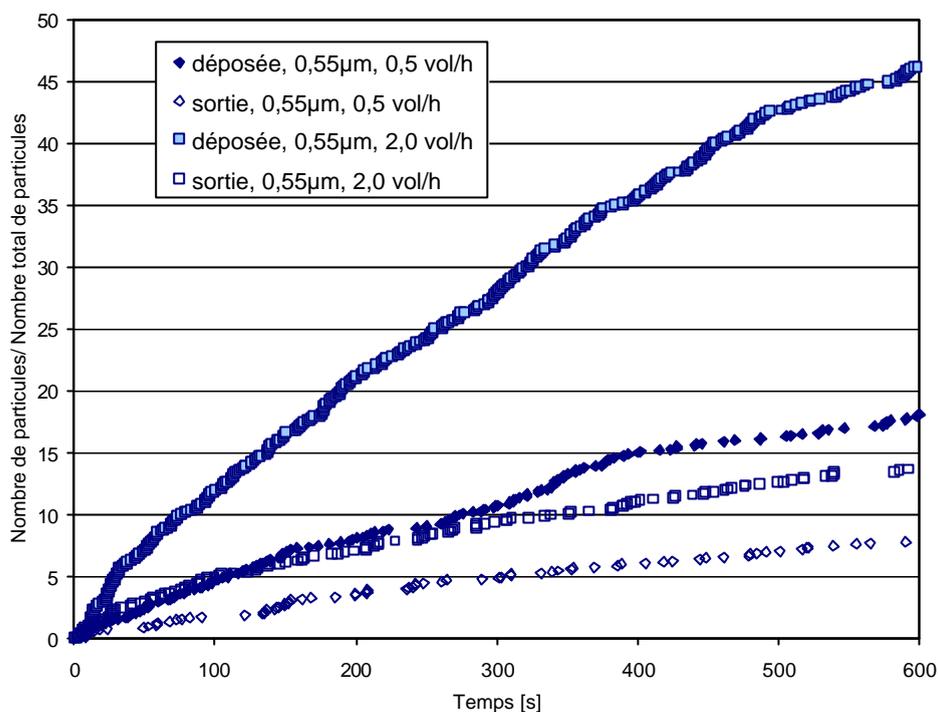


Figure IV-31 Variation du nombre de particules déposées et sorties pendant deux simulations, taille 0,55 µm

La Figure IV-31 correspond à la taille de 0,55 µm tandis que la Figure IV-32 correspond à la taille de 1,0 µm, elles montrent que l'évolution dans les quantités étudiées est monotone, il n'y a pas de variations brusques. C'est grâce à l'injection homogène, car les particules apparaissent avec la même probabilité partout dans le domaine. Pour cette raison nous n'avons pas étudié l'évolution temporelle du dépôt sur chaque surface. Cette analyse est intéressante uniquement dans le cas d'un nuage de pollution (voir le travail de Bouilly [BOU03]) mais a peu d'intérêt dans notre cas. Les deux figures montrent que le rapport entre la quantité des particules sorties et les particules déposées reste constant pour toutes les deux tailles. C'est-à-dire que pour un taux de renouvellement d'air, il y a la même relation entre le nombre des particules sorties et le nombre des particules collées sur les parois pour les deux tailles, 0,55 et 1,0 µm. Par conséquent la ventilation a un effet primordial dans cet intervalle de taille sur le dépôt particulaire.

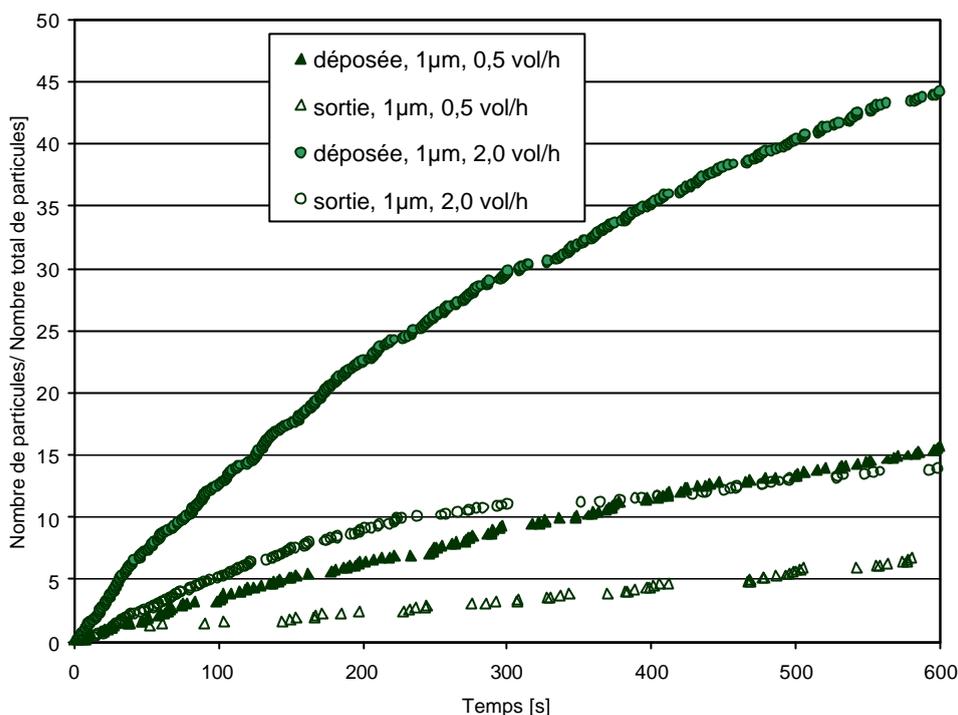


Figure IV-32 Variation du nombre de particules déposées et sorties pendant deux simulations, taille 1,0 μm

IV.2.10. Comparaison entre les résultats numériques lagrangiens et expérimentaux

Nous avons réalisé des calculs numériques afin de trouver un moyen d’expliquer le dépôt des particules fines à l’intérieur des locaux. Pour vérifier la validité des résultats présentés dans les paragraphes précédents, nous réalisons dans ce chapitre une comparaison entre nos résultats expérimentaux et numériques.

IV.2.10.1. Les constantes de dépôt obtenues

Il nous semble que le meilleur moyen de qualifier nos résultats soit de comparer les constantes de dépôt obtenues numériquement et expérimentalement dans la cellule test. Les valeurs des expérimentations sont présentées dans le Chapitre III. Comme avec les expérimentations nous étudions toujours un intervalle de taille particulière (liée à l’appareil de mesure), il y a un léger décalage entre les valeurs des mesures expérimentales et les valeurs des simulations numériques. Nous rappelons les tailles étudiées dans le Tableau IV-5.

Taille étudiée	0,3-0,4	0,4-0,5	0,5-0,65	0,65-0,8	0,8-1,0	1,0-1,6	1,6-2,0	4,0
expérimentalement	x	x	x	x	x	x	x	
numériquement			x	x		x	x	x

Tableau IV-5 Tailles incluses dans la comparaison

Nous rappelons que dans le cadre de nos calculs lagrangiens nous avons étudié uniquement la grande cellule en configuration *bas – haut*, et deux taux de renouvellement d'air, 0,5 et 2,0 vol/h, qui correspondent aux mesures expérimentales.

Pour déterminer les valeurs de la constante de dépôt, nous avons observé la chute de concentration en particules dans la cellule. Pour chaque simulation, au moment initial, nous avons injecté 1000 particules, ensuite en raison du dépôt et du renouvellement d'air cette concentration a diminué dans le temps. Le même phénomène a été mesuré également dans nos expérimentations. Cette variation du nombre des particules est exprimée par les équations (IV.23) et (IV.24), d'où on écrit :

$$\frac{n_{rest}}{V} = \frac{n_0}{V} \exp[-(I_{de} + I_r)t] \quad (IV.26)$$

où n_{rest} est le nombre des particules toujours en mouvement et n_0 est le nombre des particules injectées au moment initial.

Les valeurs présentées dans le Tableau IV-6 sont calculées par lissage des courbes de décroissance du nombre total de particules encore en mouvement dans la cellule. On obtient alors la constante globale I_g qui prend en compte le dépôt et la sortie des particules au niveau de l'extraction d'air. Pour calculer I_{de} on peut retrancher simplement le renouvellement d'air. En procédant de la sorte nous obtenons les résultats suivants Tableau IV-6.

Diamètre (μm)	Taux de renouvellement d'air	0,5 volume/heure Prise en compte de la force Brownienne		2,0 volume/heure Prise en compte de la force Brownienne	
		oui	non	oui	non
0,55		$I_{de,g} = 1,34$	$I_{de,g} = 0,94$	$I_{de,g} = 3,48$	$I_{de,g} = 3,63$
0,75		$I_{de,g} = 0,85$	$I_{de,g} = 0,9$	$I_{de,g} = 3,65$	
1,0		$I_{de,g} = 0,95$	$I_{de,g} = 0,844$	$I_{de,g} = 3,28$	
2,0		$I_{de,g} = 1,11$		$I_{de,g} = 3,24$	
4,0					$I_{de,g} = 3,48$

Tableau IV-6 Les constantes de dépôt $I_{de,g}$ [h^{-1}] obtenues par simulation lagrangienne

L'hypothèse faite ici, mais également faite dans les expérimentations, est que la répartition des particules dans la cellule est homogène. En effet si on calcule directement I_r à partir du nombre de particules entraînées à l'extérieur par la ventilation I_{sortie} (voir Tableau IV-7), on remarque que ces valeurs sont toujours inférieures au renouvellement d'air sauf dans un cas. Ce constat nous indique clairement que la concentration en particule n'est pas homogène dans le volume. Il est à noter cependant que cette remarque est aussi valable pour les mesures

expérimentales. Il conviendrait donc en fait de mesurer les taux de particules entraînées par la ventilation de façon directe pour améliorer la détermination de I_{de} .

Diamètre (µm)	Taux de renouvellement d'air	$I_r = 0,5$ volume/heure		$I_r = 2,0$ volume/heure	
		Prise en compte de la force Brownienne		Prise en compte de la force Brownienne	
		oui	non	oui	non
0,55		$I_{sortie} = 0,501$	$I_{sortie} = 0,4$	$I_{sortie} = 0,87$	$I_{sortie} = 0,83$
0,75		$I_{sortie} = 0,35$	$I_{sortie} = 0,38$	$I_{sortie} = 0,8$	
1,0		$I_{sortie} = 0,38$	$I_{sortie} = 0,28$	$I_{sortie} = 0,92$	
2,0		$I_{sortie} = 0,45$		$I_{sortie} = 0,64$	
4,0					$I_{sortie} = 0,3$

Tableau IV-7 Les taux de renouvellement d'air « réels » obtenus selon le nombre de particules sorties

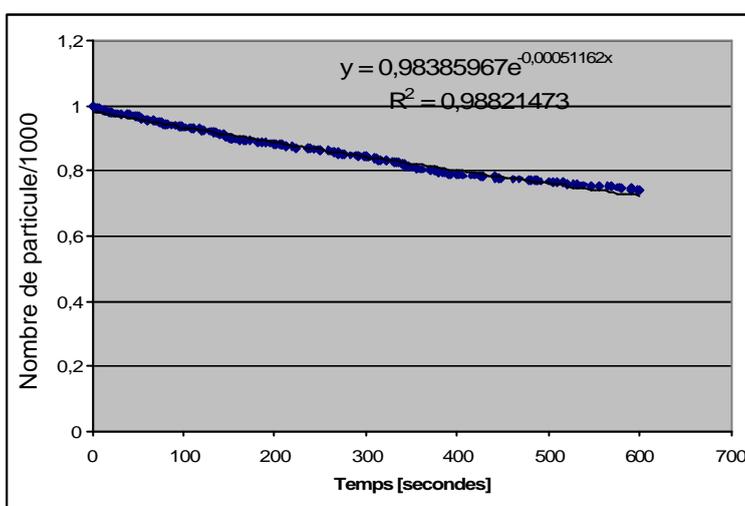


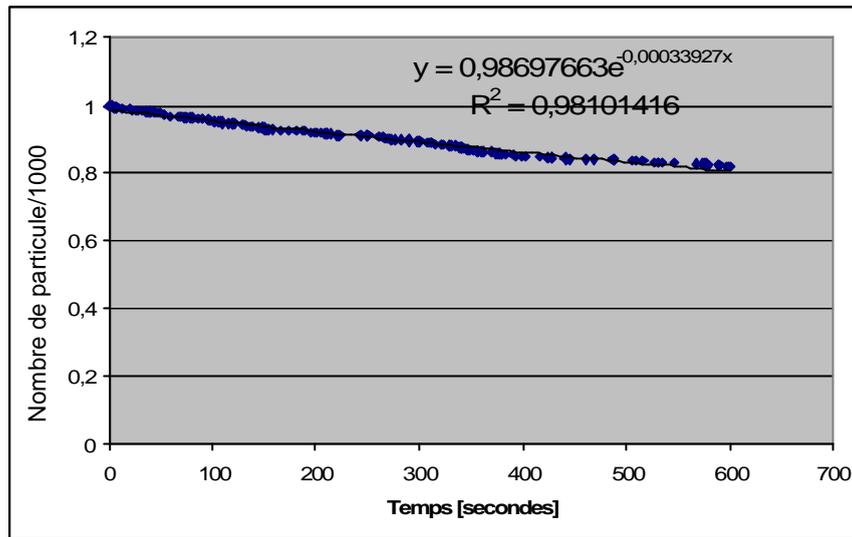
Figure IV-33 Décroissance de la concentration, I_g [s⁻¹], 0,55 µm, 0,5 vol/h

Sur la Figure IV-33 nous présentons la décroissance du nombre de particules global, qui cumule à la fois le dépôt et l'effet de la ventilation. Cette figure correspond au 0,5 vol/h de taux de renouvellement d'air et à des particules de 0,55 µm de diamètre. La constante globale de ce cas est égale à $I_{de,g} = 1,34$ [h⁻¹].

Ayant accès par le calcul au nombre de particules déposées en fonction du temps, il est possible d'effectuer un calcul direct de I_{de} .

$$n_0 - n_{déposées} = n_0 \exp(-I_{de}t) \tag{IV.27}$$

Nous avons réalisé le calcul pour l'ensemble de nos configurations numériques, les valeurs obtenues sont présentées dans le Tableau IV-8. Sur la Figure IV-34 nous présentons le même cas que précédemment afin de montrer la différence entre les deux possibilités de traitement.


 Figure IV-34 Décroissance de la concentration, I_{de} [s^{-1}], 0,55 μm , 0,5 vol/h

Diamètre (μm)	Taux de renouvellement d'air	0,5 volume/heure		2,0 volume/heure	
		Prise en compte de la force Brownienne		Prise en compte de la force Brownienne	
		oui	non	oui	non
0,55		$I_{de} = 0,721372$	$I_{de} = 0,470092$	$I_{de} = 1,98484$	$I_{de} = 1,947544$
mesurée		$I_{de} = 0,258$		$I_{de} = 1,049$	
(diamètre moyen)		(0,575 μm)		(0,575 μm)	
0,75		$I_{de} = 0,434452$	$I_{de} = 0,462208$	$I_{de} = 2,033188$	
mesurée		$I_{de} = 0,233$		$I_{de} = 1,011$	
(diamètre moyen)		(0,725 μm)		(0,725 μm)	
1,0		$I_{de} = 0,500692$	$I_{de} = 0,509872$	$I_{de} = 1,560688$	
mesurée		$I_{de} = 0,264$		$I_{de} = 0,936$	
(diamètre moyen)		(0,9 μm)		(0,9 μm)	
2,0		$I_{de} = 0,52744$		$I_{de} = 1,960144$	
4,0					$I_{de} = 2,848228$

 Tableau IV-8 Comparaison des valeurs de I_{de} mesurées et calculées

Les résultats montrent une meilleure cohérence avec les résultats expérimentaux ce qui semble démontrer que l'hypothèse d'homogénéité est a priori mieux vérifiée dans nos études expérimentales que dans nos simulations où le nombre de particule est nécessairement beaucoup plus faible. Ce fait est confirmé par les tests d'homogénéité, réalisées au cours de notre étude expérimentale. Pour déterminer I_{de} à partir des résultats obtenus numériquement il est donc recommandé d'effectuer le calcul direct.

Quoi qu'il en soit, nous remarquons que les valeurs de I_{de} déterminées à partir de nos simulations lagrangiennes sont toujours supérieures à celles mesurées expérimentalement. Cette surestimation peut être le fait des modèles utilisés pour simuler d'une part l'écoulement

et d'autre part la dispersion des particules. Il est à remarquer également que nos simulations sont aussi limitées à une durée réelle de phénomène de 600 secondes alors que nous avons utilisé des durées beaucoup plus longues pour nos expérimentations.

De ce fait le lissage de la courbe de décroissance est peut être moins satisfaisant. Ces surestimations ont déjà été évoquées par d'autres auteurs (Sandu [SAN99], Abadie [ABA00]) qui les ont attribué soit à la prédiction de l'écoulement soit au modèle de dispersion statistique utilisé (interaction modèle), sans pouvoir vraiment conclure.

Cependant, dans notre cas, comme nous nous sommes intéressés essentiellement aux particules fines, celles-ci sont certainement beaucoup plus sensibles aux fluctuations locales de vitesse instantanée, le modèle de dispersion devient donc certainement prépondérant.

IV.2.11. Conclusions

Le but de ce chapitre a été de réaliser des études concernant le dépôt des particules fines à l'intérieur des locaux. Pour cela, nous avons utilisé un code 3D pour calculer la dispersion et le dépôt des particules, mais jusqu'à ce travail, la taille inférieure était fixé à 5,0 μm . Notre amélioration concerne donc la mise au point de ce code lagrangien pour l'adapter au traitement des particules fines. Après ces modifications, nous nous sommes appliqués à trouver les limites d'une part de la prise en compte de la force Brownienne pour le dépôt des particules fines et d'autre part d'étudier les limites en taille de particules que l'on peut utiliser dans cette méthode. Pendant nos calculs nous avons répondu à ces questions en montrant que ce code dans sa forme actuelle est capable de produire des données intéressantes approximativement jusqu'à la taille 0,55 μm , mais sûrement pas pour des particules plus fines que 0,55 μm . En effet, l'effort de calcul devient alors trop coûteux. Une amélioration est cependant possible pour le modèle de génération des fluctuations de vitesse, car le modèle utilisé, celui de Gosman et Ioannides, implique des moyennes temporelles qui réduisent l'information sur les variations de vitesse du fluide.

Après avoir utilisé la méthode lagrangienne, nous faisons le bilan de son utilisation. Un des éléments positifs est l'accessibilité directe au nombre de particules déposées à chaque instant. Cette méthode nous a fourni des valeurs de constantes de dépôt supérieures à celles des manipulations expérimentales. Cependant l'inconvénient principal de ce code lagrangien est le temps de calcul qui devient vite prohibitif pour le nombre de particules fines important (>1000). Compte tenu de ces limites, il nous semble que la méthode lagrangienne devienne

obsolète dès lors que l'on prétend s'intéresser aux particules très fines, diamètre inférieur à 0,5 μm .

IV.3. Modélisation de la dispersion des particules par une méthode eulérienne

Une des limites essentielles de la méthode lagrangienne est l'importance du temps de calcul, dès que la taille des particules devient très faible (inférieure à 0,5 μm diamètre). C'est pour cette raison que nous avons décidé de traiter l'approche eulérienne. Comme cela a été évoqué dans le Chapitre II., la méthode eulérienne ouvre une perspective plus large sur le traitement des particules fines. Dans les paragraphes suivants nous présentons la méthode testée et les résultats obtenus pour la distribution des particules fines.

IV.3.1. La méthode utilisée

Comme cela a été présenté au chapitre II.3.3, nous avons choisi une méthode eulérienne de type gradient de diffusion. Les conditions aux limites appliquées imposent une concentration nulle sur les parois, ainsi le dépôt particulaire est représenté par les flux de particules au travers de la couche limite au voisinage des parois.

Dans un premier temps, il était évident qu'étudier la distribution des particules fines par cette méthode est plus rapide et moins complexe que par la méthode lagrangienne. Nous présentons ainsi le champ de concentration, ce qui nous permet de comprendre la dispersion particulaire à l'intérieur des locaux. Comme nous sommes intéressés par les particules qui dépassent les limites de notre code lagrangien, nous avons choisi les tailles 0,35 et 0,55 μm de diamètre. De plus ces tailles nous permettent de réaliser une étude comparative entre les deux méthodes de calcul et avec nos résultats expérimentaux.

IV.3.2. Résultats obtenus

IV.3.2.1. La distribution des particules

La plupart des auteurs se sont seulement intéressés à la dispersion des particules dans l'air. Par exemple Lai et Chen [LAI07], ont réalisé des analyses comparatives où Lai a étudié le temps d'exposition des occupants aux polluants dans un espace fermé [LAI04a]. Cette dernière question, du temps d'exposition, fait l'objet d'une attention très importante suite aux attaques terroristes aux Etats – Unis. Ainsi plusieurs groupes de recherche se sont-ils concentrés sur cette question, en relation avec la santé des occupants de ces lieux, comme par

exemple le groupe de Chen, qui a produit plusieurs publications sur la dispersion des particules dans les cabines d'avions ou à l'intérieur des pièces [ZHA06].

La première partie de notre étude concerne l'étude de la dispersion des polluants particulaires dans l'air intérieur. Nous avons utilisé la même configuration que dans les chapitres précédents, la grande cellule, munie d'une entrée d'air en bas de la cellule et d'une sortie d'air en haut de la cellule. Les taux de renouvellement d'air correspondent aux cas expérimentaux et aux simulations lagrangiennes : 0,5 et 2,0 volume/heure. Nous avons étudié les deux tailles évoquées, par contre ici nous ne présentons graphiquement que les cas concernant les particules de 0,55 μm (les résultats des autres cas sont disponibles dans l'ANNEXE C). Sur la Figure IV-35, les résultats obtenus pour 0,55 μm de diamètre et un taux de renouvellement d'air de 0,5 vol/h sont présentés. Une différence importante par rapport aux résultats de la méthode lagrangienne est visible, car ces dernières simulations n'ont duré que 600 secondes. Ici nous avons étudié 1800 secondes du mouvement réel ce qui correspond mieux aux expérimentations.

Avec cette méthode, nous avons suivi la démarche suivante pendant une simulation : la première étape correspond au calcul de l'écoulement, qui a été amené à la convergence. Par la suite, nous avons défini une concentration de fond en particules, qui correspond à une deuxième phase, complètement homogène, au sein de l'écoulement. Après la définition des particules, nous avons étudié l'effet de la ventilation sur la dispersion des particules. En obtenant une décroissance de concentration à l'intérieur de la cellule, nous avons produit le même phénomène physique.

La fraction initiale en masse a été définie à 10^{-8} (masse des particules par rapport à la masse de l'air) partout dans la cellule. Pour une meilleure visibilité nous avons inversé les tons de gris des figures, ainsi les tons les plus foncés représentent les valeurs les plus faibles et vice-versa. Nous présentons les résultats graphiquement pour quatre temps 60, 300, 600 et 1800 secondes.

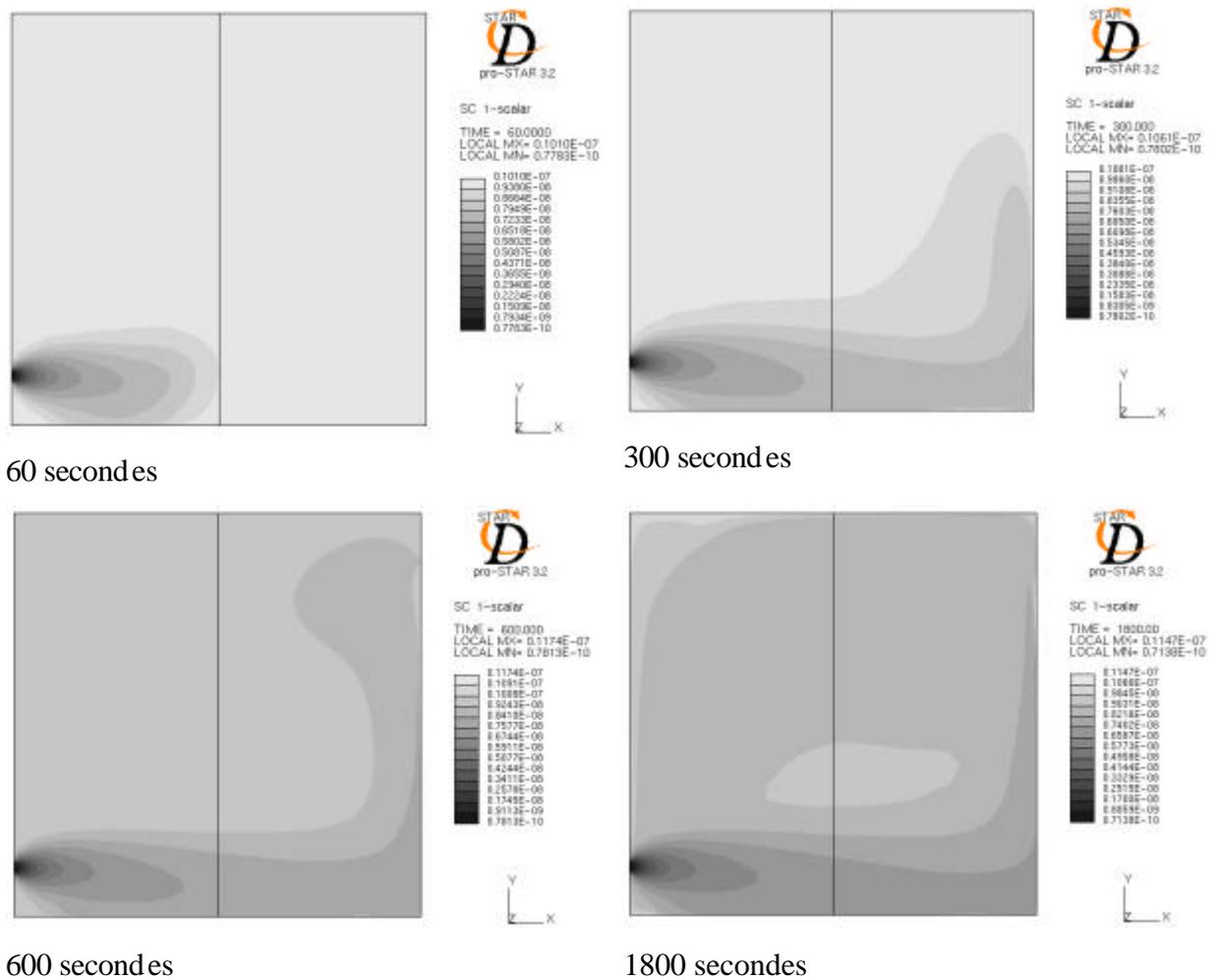


Figure IV-35 Distribution des polluants particulaires à 0,5 volume/heure, $0,55\mu\text{m}$

Pendant les premières 300 secondes, la concentration a varié surtout dans la partie basse de la cellule, où se trouve la bouche d'injection de la ventilation. Après 600 secondes le jet d'air arrive au niveau de la sortie et approche le plafond. Au temps de 1800 secondes nous avons obtenu un écoulement complètement développé. Il est important de rappeler que dans les mesures expérimentales nous avons considéré que la concentration dans une cellule est homogène, ainsi nous avons appliqué les équations empiriques pour obtenir la constante et la vitesse de dépôt. Après ce mouvement d'une demi heure, nous constatons que la concentration est pratiquement identique partout dans la cellule sauf dans l'axe du jet d'air. Cet endroit ne représente qu'une petite partie du volume de la cellule, ainsi nous considérons que le critère d'homogénéité est bien satisfait.

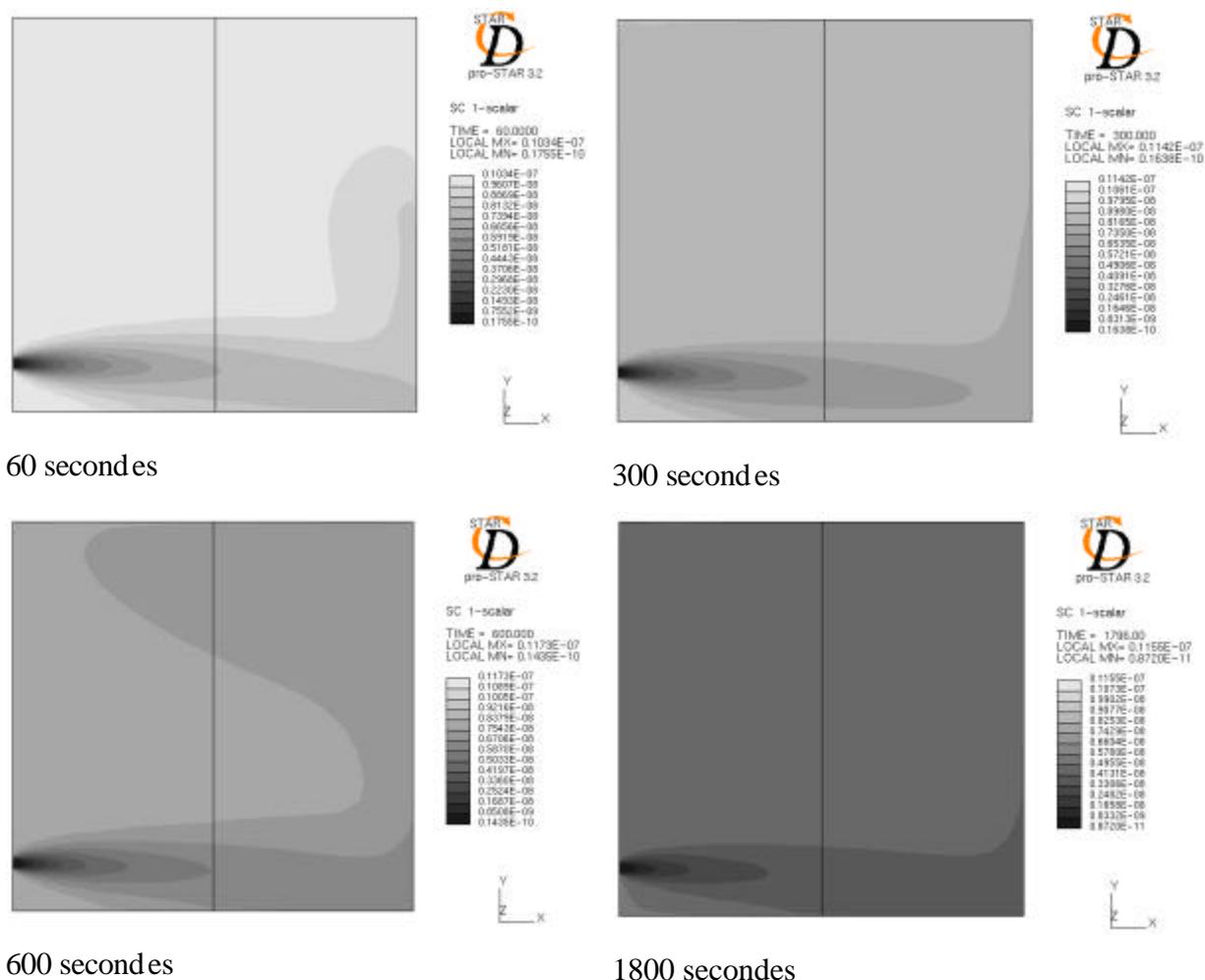


Figure IV-36 Distribution des polluants particulaires à 2,0 volume/heure, 0,55 μ m

La Figure IV-36 présente les résultats obtenus pour un taux de renouvellement d'air de 2,0 vol/h et une taille de particule 0,55 μ m. Par rapport au cas précédent, nous rappelons que l'écoulement est plus rapide, car le débit est supérieur dans ce cas. De ce fait, dès 60 secondes, la concentration en particules dans la cellule est plus faible. La question de l'homogénéité intervient à nouveau, car la perturbation générée par l'écoulement est plus forte dans le cas de 2,0 vol/h, ainsi le mélange des particules avec l'air se déroule plus intensivement. Sur la dernière figure, à 1800 secondes nous constatons que la concentration en particules est plus homogène que dans le cas de 0,5 vol/h. Le mélange a été plus rapide, l'écoulement a mieux entraîné les particules et les a mélangé dans l'ensemble du volume.

IV.3.2.2. Le dépôt des particules

Dans la méthode eulérienne le traitement du dépôt des particules est plus complexe que dans la méthode lagrangienne. Alors que pour la méthode lagrangienne nous pouvons définir le point exact d'impact d'une particule sur une paroi, dans la méthode eulérienne les particules sont représentées comme une deuxième phase, ainsi l'impact d'une particule sur la paroi n'est

pas disponible. Pour définir le dépôt, dans la méthode lagrangienne nous pouvons tout simplement dire, qu'une fois que la particule a touché la paroi, elle reste collée, et le dépôt est réalisé. La constante de dépôt et la vitesse de dépôt sont alors calculées directement. Cette problématique a été traitée dans le 2^{ème} chapitre, où nous avons présenté plusieurs moyens pour résoudre ce problème.

Pour la méthode eulérienne, nous obtenons la constante de dépôt directement à partir de la chute de concentration en particules dans la cellule. Ici nous présentons les résultats obtenus pour les deux cas traités précédemment. La décroissance de la concentration en masse des particules de $0,55 \mu\text{m}$ pour $0,5 \text{ vol/h}$ est présentée sur la Figure IV-37 et pour $2,0 \text{ vol/h}$ sur la Figure IV-38.

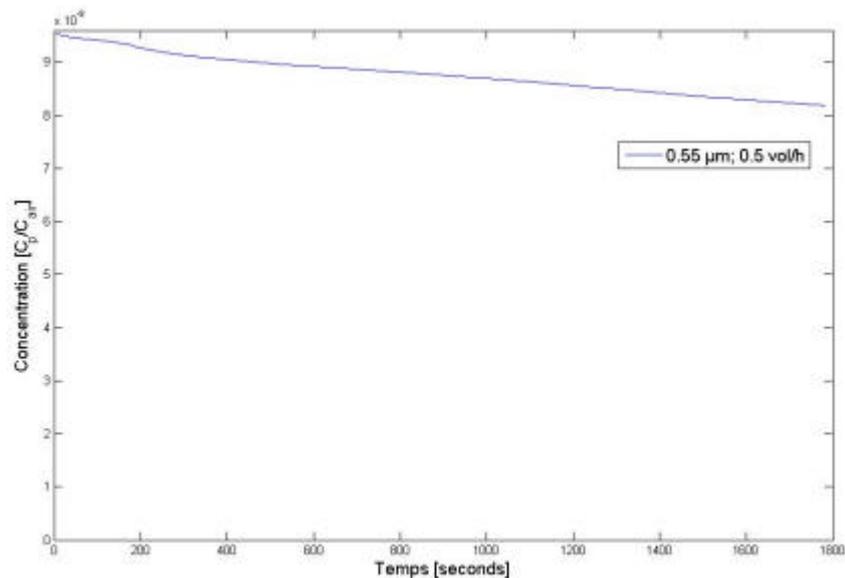


Figure IV-37 Décroissance de la concentration en masse, grande cellule, $0,5 \text{ vol/h}$, $0,55 \mu\text{m}$

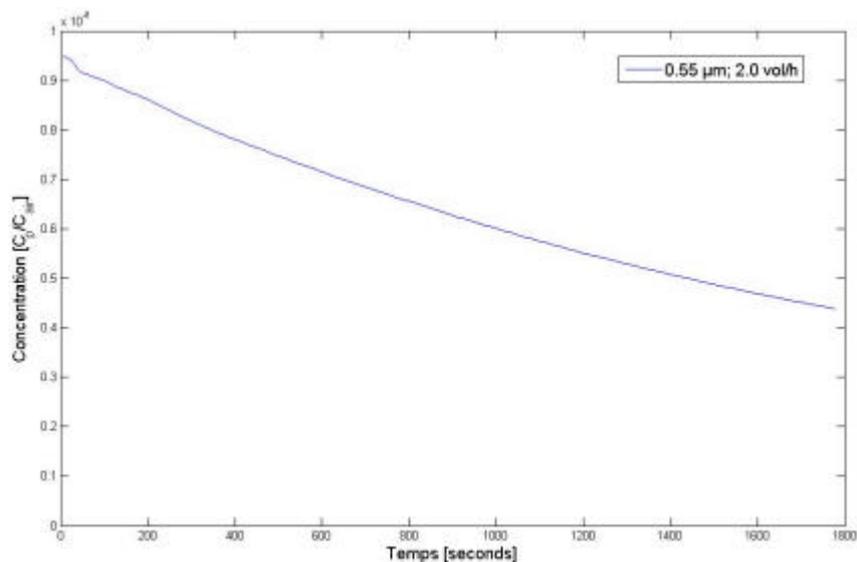


Figure IV-38 Décroissance de la concentration en masse, grande cellule, $2,0 \text{ vol/h}$, $0,55 \mu\text{m}$

Les courbes de ces deux figures montrent une chute de concentration lisse, conséquence du dépôt sur les parois et de la sortie des particules par la bouche d'extraction. Selon la méthode présentée pour la méthode lagrangienne, nous avons calculé la constante de dépôt par une relation exponentielle. Les valeurs obtenues sont présentées dans le Tableau IV-9.

En supplément des cas 0,5 et 2,0 vol/h nous présentons le cas 1,0 vol/h qui a été calculé pour la taille 0,35 μm , en profitant du fait qu'avec la méthode eulérienne nous n'avons pas eu les restrictions de temps, ainsi nous avons pu obtenir des résultats pour cette taille relativement petite.

Taille de la particule [μm]	Taux de renouvellement d'air [vol/h]		
	0,5	1,0	2,0
0,35	0,25	0,67	
0,55	0,28	x	1,56

Tableau IV-9 Valeurs de I_{de} , méthode eulérienne, [h^{-1}]

Pour mieux positionner ces résultats, nous réalisons une comparaison avec nos résultats précédents dans les paragraphes suivants.

IV.3.2.3. Comparaison avec les résultats obtenus par la méthode lagrangienne

Le but de cette thèse était d'une part d'estimer le domaine d'application de la méthode lagrangienne et de la méthode eulérienne dans le milieu bâti, pour le dépôt des particules fines. C'est pour cette raison que nous sommes intéressés à une analyse complète qui mette en valeur les avantages respectifs de ces méthodes, et qui en montre les limites.

Pour la taille 0,55 μm , nous constatons un écart important entre les valeurs provenant des deux méthodes. Les résultats de la méthode lagrangienne sont largement supérieurs à ceux de eulérienne. Cette tendance a été observée pour la comparaison de la méthode lagrangienne et les mesures expérimentales, par conséquent cette même analyse est indispensable pour cette étude également. Les raisons peuvent être les mêmes que précédemment, notamment la génération des fluctuations de vitesse, qui a déjà produit une surestimation des valeurs lagrangiennes par rapport aux valeurs expérimentales.

IV.3.2.4. Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les valeurs numériques toutes seules sont difficiles à évaluer, un positionnement de nos résultats dans le cadre des résultats expérimentaux est nécessaire. Dans le Tableau IV-10 les valeurs de même deux taille que précédemment ont affichées.

Les tendances trouvées pour la comparaison des valeurs lagrangiennes et expérimentales nous a montré que la méthode numérique surestime les valeurs mesurées.

Taille de la particule [μm]	Taux de renouvellement d'air [vol/h]					
	0,5			2,0		
	eulérienne	lagrangienne	expérimentale	eulérienne	lagrangienne	expérimentale
0,35	0,25	x	0,317		x	1,17
0,55	0,28	0,7214	0,258	1,56	1,985	1,049

Tableau IV-10 Valeurs de constante de dépôt [h^{-1}], comparaison de trois méthodes différentes

Le tableau montre une bonne concordance entre valeurs eulériennes et expérimentales, plus particulièrement pour le cas de 0,5 vol/h. Pour le taux de renouvellement d'air 2,0 vol/h, une différence plus importante est remarquable. L'écart entre la valeur eulérienne et la valeur lagrangienne est à peu près identique entre expérimentale et eulérienne. Cela signifie que la méthode eulérienne contient également les incertitudes du calcul comme la lagrangienne mais l'écart est moins important avec les expérimentations. Comme les valeurs du cas 0,5 vol/h sont proches de la méthode eulérienne et des expérimentations, nous considérons que les écarts du cas 2,0 vol/h viennent probablement de la description de la phase fluide.

IV.4. Discussion et conclusions

Nous avons réalisé une étude comparative à l'aide de la méthode eulérienne concernant le dépôt des particules fines. Comme cela a été présenté, cette méthode est très prometteuse, les résultats de la constante de dépôt sont plus près des valeurs obtenues par les mesures expérimentales que les valeurs de la méthode lagrangienne. Ce fait nous permet d'espérer un traitement plus fructueux pour les petites particules que celui de la méthode lagrangienne. Nous avons obtenu des valeurs légèrement supérieures aux valeurs expérimentales et des valeurs réellement différentes des valeurs de la méthode lagrangienne. Ainsi nous considérons que le chemin adéquat pour l'étude du comportement des particules fines dans les locaux est de développer plus profondément la méthode eulérienne et d'obtenir un outil numérique rapide qui permette d'étudier à la fois la dispersion et le dépôt des particules submicroniques.

Nous rappelons que le rapport qualité des résultats/temps de calcul est bien meilleur pour la méthode eulérienne que pour la méthode lagrangienne.

CHAPITRE V

CONCLUSION

V. CONCLUSION

Cette thèse a eu pour objet d'apporter une contribution à l'évaluation de la qualité de l'air intérieur dans les locaux et plus particulièrement à l'étude de la dispersion et du dépôt des particules fines dans les locaux ventilés. Pour cela, nous avons procédé à un travail à la fois expérimental et numérique.

Dans le premier chapitre, nous avons regroupé les connaissances sur la physique des aérosols nécessaires à cette étude. Après cette introduction, une revue bibliographique a été présentée afin de mettre en lumière les besoins de recherche dans le domaine du dépôt particulaire, et plus particulièrement celui des particules de taille inférieure au micromètre. Les études recensées sont d'une part expérimentales et d'autre part numériques. Nous avons pu noter à cette occasion une grande diversité des études expérimentales qui conduit, malgré un nombre important de contributions, à des résultats difficiles à généraliser dès lors que l'on sort du cadre strict dans lequel ils ont été obtenus.

Pour répondre à cette question, et de façon à faciliter la synthèse de ces travaux, nous avons construit au laboratoire deux cellules tests de même forme géométrique et dans un rapport d'échelle de 1 à 4. Notre objectif ici était de proposer une méthode permettant de comparer des résultats obtenus dans des cellules semblables mais de taille différente. Nos mesures expérimentales basées sur la mesure de la décroissance en concentration des particules nous ont montré que le transfert des résultats demande d'une part une complète maîtrise des écoulements et d'autre part le respect de leurs interactions avec les particules ce qui est difficilement réalisable complètement. Néanmoins, nos courbes de constante de dépôt en fonction du temps obtenues dans des cas similaires montrent des comportements semblables. Cependant, la méthode utilisée, l'approche globale, ne permet pas de prendre en compte les inhomogénéités dans l'écoulement et dans la concentration des particules au sein d'une cellule ce qui explique certainement les comportements différents obtenus pour des tailles de particules différentes. Une amélioration des moyens expérimentaux est certainement nécessaire, mais elle passe par des études très lourdes permettant d'avoir accès au comportement réel d'un nuage de particules dispersé dans un local ventilé.

La diversité des résultats expérimentaux ne simplifie pas la résolution du problème. Pour tenter de mieux appréhender les phénomènes mis en jeu, nous avons développé également une

étude numérique de façon à analyser le comportement des particules et fournir une description plus complète du dépôt particulaire dans les pièces. Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude du dépôt des particules fines à l'aide d'un code lagrangien développé au laboratoire. Pour simuler les écoulements, nous avons utilisé un modèle de type $k-\epsilon$, bas nombre de Reynolds, où nous avons pris soin de décrire finement le comportement du fluide au voisinage des parois de façon à éliminer une source d'erreur importante dans la description du comportement pariétale des particules fines. Globalement, nous avons obtenu une concordance réelle avec les résultats expérimentaux. Cependant, nous avons constaté que la méthode lagrangienne semble surestimer le dépôt particulaire mesuré expérimentalement pour la même configuration. Cette surestimation signale un défaut de la génération des fluctuations de vitesse, réalisée à l'aide d'un outil probabiliste qui ne peut pas représenter finement la structure locale des champs turbulents. Cette difficulté est d'autant plus sensible que l'on traite de particules fines, plus réactives aux fluctuations locales des champs dynamiques.

Ayant amélioré cet outil en introduisant notamment la diffusion brownienne pour mieux cerner le comportement des particules de taille sub-micronienne, nous avons alors été confronté à une limite essentielle de l'approche lagrangienne qui demeure la lourdeur de celle-ci en temps de calcul dès que les constantes de temps des particules deviennent très faibles.

De façon à lever cette limite qui pour nous se situe autour de $0,5 \mu\text{m}$ pour le code que nous avons développé et les moyens de calcul utilisés, nous avons testé une approche eulérienne pour résoudre ce problème. Notre expérience montre que cette deuxième approche est très prometteuse pour étudier la dispersion des particules fines à l'intérieur des locaux en permettant de descendre en taille de particules bien au-dessous du micron. Par contre, la modélisation du dépôt sur les parois est peut-être moins satisfaisante que dans la méthode lagrangienne. N'ayant plus accès au comportement individuel de chacune d'elles, le dépôt des particules est ici modéliser par un flux de particules transféré à travers les couches limites vers les parois. Une réflexion plus approfondie est certainement nécessaire de façon à améliorer la modélisation des interactions avec les parois. Quoi qu'il en soit, les résultats obtenus, comparés avec nos résultats du modèle lagrangien et aux valeurs expérimentales sont concordants et encourageants. Un avantage très important de cet outil de calcul est la possibilité de traiter des mélanges de particules polydispersées, possibilité qui ouvre une perspective de rapprochement des configurations réelles. Après cette première comparaison de nos deux approches de calcul avec les résultats expérimentaux, nous avons constaté que

l'approche eulérienne donne des valeurs plus proches des valeurs mesurées. Par contre une légère surestimation est toujours présente. La résolution de cette surestimation passe à la fois par un meilleur traitement de la turbulence et une amélioration de la description du comportement des particules fines au voisinage des parois.

Les perspectives ouvertes par ce travail sont nombreuses, cependant deux directions nous paraissent devoir être privilégiées dans notre domaine d'étude. De façon à s'approcher encore d'avantage du comportement réel des particules dans des locaux ventilés, il semble nécessaire d'étudier maintenant l'influence de l'anisothermie des ambiances intérieures sur la dispersion des particules, et en particulier l'influence des systèmes de chauffage. Les outils expérimentaux et numériques développés dans notre étude doivent permettre d'aborder correctement ce problème dès lors que l'on reste dans les mêmes domaines de taille des particules. Enfin, les conclusions obtenues sur l'utilisation des méthodes eulériennes nous encouragent à poursuivre les études sur les particules très fines, les nano particules, qui interviennent de plus en plus dans des procédés industriels et dont la dispersion est aujourd'hui très mal maîtrisée. Cette perspective demandera certainement des modifications importantes pour les études expérimentales et notamment d'autres outils de mesure. Sur le plan numérique, elle est très motivante car elle demande aussi de réfléchir sur la modélisation physique du comportement de particules si petites qu'elles peuvent mettre en défaut les hypothèses de milieu continu.

BIBLIOGRAPHIE

- [ABA00] Abadie M.: Contribution à l'étude de la pollution particulaire: pôle des parois, rôle de la ventilation, Thèse de doctorat, Université de La Rochelle, 2000
- [ABA01] Abadie, M., Limam, K., Allard, F.: Indoor Particle Pollution: Effect of Wall Textures on Particle Deposition. *Building and Environment* 36 pp. 821-827. 2001
- [ABA03] Abadie, M., Limam, K., Allard, F.: Prediction of particle deposition in turbulent indoor flows with a 3D lagrangian model, *Conférence Indoor Air 2002.*, pp. 554-559.
- [ABA05] Abadie, M., Denes T., Bouilly J., Limam K., Allard F.: A New Method to Evaluate The Particle Pollutant Homogeneity in a Ventilated Room Based on Particle Distribution Obtained with Three-Dimensional Lagrangian Simulation, *Proceedings of 5th Indoor Air Conference*. Benjin, China; pp. 9 september, 2005
- [ABA07] Abadie, M. O., Limam, K. : Numerical evaluation of the particle pollutant homogeneity and mixing time in a ventilated room, *Building and Environment*, doi :10.1016/j.buildenv.2006.11.010, 2007.
- [ADAPC] www.adapco-online.com
- [AKO04] Akoua, A. A.: Appreciation de l'efficacité de la ventilation pour l'étude de la qualité de l'air intérieur, Thèse de Doctorat, Université de La Rochelle, 2004
- [AHM00] Ahmadi G., Li A.: Computer simulation of particle transport and deposition near a small isolated building. *J. Wind Engineering and Industrial aerodynamics*. Vol. 84, pp. 23-46. 2000
- [BAL98] Baldwin, P. E. J., Maynard A.D.: A Survey of Wind Speeds in Indoor Workplaces, *Ann. Occup. Hyg.*, Vol.42, No. 5, pp. 303-313. 1998
- [BEG92] Béghein C. : Contribution à l'étude numérique de la convection naturelle thermosolutale en cavité. Application à la diffusion de polluants dans les pièces d'habitation. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1992
- [BEG05] Béghein C, Jiang, Y., Chen, Q. Y.: Using Large Eddy Simulation to Study Particle Motion in a Room, *Indoor Air* 15 (4), pp 281-290. 2005
- [BEN96] Benes, M., Holub, R.F.: Aerosol Wall Deposition in Enclosures Investigated by Means of a Stagnant Layer. *Environment International* 22 suppl. 1, pp.

S883-S889. 1996

- [BOU03a] Bouilly, J.: Etude de l'impact de la pollution particulaire sur la qualité de l'air intérieur en site urbain, Thèse de Doctorat, Université de La Rochelle, 2003
- [BOU03b] Bouilly J., Abadie M., Limam K., Allard F.: Impact of Ventilation Strategies on Particle Deposition in a Test Chamber, Proc. of Healthy Building Conference 2003, pp. 188-193, , Singapore, 7-11 December 2003
- [BOU05] Bouilly J., Limam K., Béghein C., Allard F.: Effect of Ventilation Strategies on Particle Decay Rates Indoors: An Experimental and Modelling Study, Atmospheric Environment 39 pp. 4885-4892. 2005
- [BRO29] Brown, R.: A brief account of microscopical observations made in the months of June, July, and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies, in The miscellaneous botanical works of Robert Brown, Vol. 1., pp. 465-486, 1829.
- [BYR95a] Byrne, M.A., Goddard, A. J. H., Lange, C., Roed, J.: Stable Tracer Aerosol Deposition Measurements in a Test Chamber, Journal of Aerosol Science, Vol. 26, No. 4, pp. 645-653, 1995
- [BYR95b] Byrne, M.A.: An experimental study of the deposition of aerosol on indoor surfaces, Thesis for the degree of Doctor of Philosophy of the University College of London and the Diploma of Imperial College, 1995.
- [CHA43] Chandrasekhar, S.: Stochastic problems in physics and astronomy, Reviews of Modern Physics, Vol. 15. No. 1., pp. 1-89., 1943.
- [CHE97] Chen, Q., Ahmadi, G.: Deposition of particle in a turbulent pipe flow, J. Aerosol Science, Vol. 28, No.5, pp. 789-796, 1997.
- [CHE05] Chen, Q.: Comparison of different k-e models for indoor air flow computations, Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 28., pp. 353-369., 2005.
- [CHE06] Chen, F., Yu, S. C. M., Lai, A. C. K.: Modeling particle distribution and deposition in indoor environments with a new drift-flux model, Atmospheric Environment, Vol. 40., pp. 357-367., 2006.
- [COR51] Corner, B.J., Pendlebury, E.D.: The coagulation and deposition of a stirred aerosol, Proc. of the Physical Society, Vol. B64, pp. 645-654, 1951
- [CRO98] Crow, C., Sommerfeld, M., Tsuji, Y.: Multiphase Flows with Droplets and Particles, CRC Press, Boca Raton, FL, 1998.
- [CRU81] Crump, J.G., Seinfeld, J.H.: Turbulent deposition and gravitational sedimentation of an aerosol in a vessel of arbitrary shape, J. Aerosol Science

Vol. 12. No. 5., pp. 405-415, 1981.

- [CRU83] Crump, J.G., Flagan, R.C., Seinfeld, J.H.: Particle Loss Rates in Vessels. *Aerosol Science and Technology* 2 pp. 303-309, 1983.
- [DÉN06] Dénes, T., Abadie, M. O., Limam, K., Allard, F. : Experimental study of fine particle deposition in rooms, proceedings of Healthy Buildings 2006 conference, Lisboa, Portugal, 2006.
- [DRE83] Drew, D. A.: Continuum modeling of two-phase flows, *Theory of Dispersed Multiphase Flow: Proceedings of an Advanced Seminar Conducted by the Mathematics Research Center, The University of Wisconsin-Madison*, ed. Meyer, R. E., Academic Press, pp. 173-190, 1983.
- [DUR84] Durst, F., Milojevic, D., Schönung, B.: Eulerian and lagrangian predictions of particulate two-phase flows: a numerical study, *Appl. Math. Modelling*, Vol. 8. pp. 101-115, 1984.
- [EBN05] Ebner, P., Le Moullec, Y., Weill, A. : Pollution par les particules atmosphériques : état des connaissances et perspectives de recherche, PRIMEQUAL – PREDIT, La Documentation française, Paris, 2005.
- [ELH05] El-Hamdoni, S., Abadie M., Bendou, A., Gustiuc, M., Limam, K.: Etude Experimentale du Phenomene de Depot Particulaire a l'Interieur des Batiments. Proc. of JITH 12th Int. Meeting on Heat Transfer pp. 315-318, Tanger, Maroc, 15-17 november 2005
- [ETH96] Etheridge D., Sandberg M.: *Building Ventilation: Theory and Measurement*. John Wiley & Sons, Chichester, 1996
- [FERR02] Ferro, A. R., Kopperud, R. J., Hildemann, L. M.: Exposure to house dust from human activities, *Conférence Indoor Air 2002*, pp. 527-532, 2002.
- [FER02] Ferziger, J. H., Peric, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, Berlin, 2002
- [FOG97] Fogh, C. L., Byrne, M. A., Roed, J., Goddard, A. J. H.: Size Specific Indoor Aerosol Deposition Measurements and Derived I/O Concentrations Ratios, *Atmospheric Environment*, Vol. 31, No. 15, pp. 2193-2203, 1997.
- [FRA01] Franck, U., Manjarrez Colorado, M. V., Herbarth, O., Wehner, B., Wiedensohler, A.: Indoor and outdoor fine particulates, abstract, *European Aerosol Conference 2001.*, S1077-S1078, 2001.
- [FRA03] Franck, U., Herbarth, O., Wehner, B., Wiedensohler, A., Manjarrez Colorado, M. V.: How do the indoor size distribution of airborne submicron and ultrafine particles in the absence of significant indoor sources depend on outdoor distributions?, *Indoor Air*, Vol. 13., pp. 174-181, 2003.

- [FRE94] Frey, A. H.: Control of building air quality, OR-94-16-2., ASHRAE Transactions, V. 100, Pt. 2. 1994.
- [FRI57a] Friedlander, S. K.; Johnstone, H. F.: Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 49, No. 7. pp. 1151-1156, 1957.
- [FRI57b] Friedlander, S. K.: Behaviour of suspended particles in a turbulent fluid, A.I.Ch.E. Journal, Vol. 3., No. 3., pp. 381-385, 1957.
- [FRI00] Friedlander S. K. : Smoke, Dust and Haze, Fundamentals of Aerosol Dynamics, Oxford University Press, New York. 2000.
- [GAO07] Gao, N. P., Niu., J. L.: Modeling particle dispersion and deposition in indoor environments, Atmospheric environment, Vol. 41. (18), pp. 3862-3876, 2007.
- [GOU99] Gouesbet G., Berlemont: A.: Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 25, pp. 133-159, 1999.
- [GRA96] Graham, D. I., James, P. W.: Turbulent dispersion of particles using eddy interaction models, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 22., No. 1., pp. 157-175, 1996.
- [GUH97] Guha, A.: A Unified Eulerian Theory of Turbulent Deposition to Smooth and Rough Surfaces, J. Aerosol Sci., Vol.:28, No. 8, pp. 1517-1537, 1997.
- [HAR79] Harrison, A.W.: Quiescent Boundary Layer Thickness on Aerosol Enclosures under Convective Stirring Conditions. J. of Colloid and Interfacial Science, Vol. 69., pp. 563-570, 1979.
- [HAS83] Hassid, S.: Turbulent Schmidt number for diffusion models in the neutral boundary layer, Atmospheric Environment, Vol. 17, No. 3., pp. 523-527, 1983.
- [HIN82] Hinds W. C.: Aerosol Technology, Properties, Behaviour, and Measurement of Airborne Particles. John Wiley & Sons., New York. 1982.
- [HIN75] Hinze, J. O.: Turbulence, McGraw-Hill Inc., New York, ... USA. 1975.
- [HOL98] Holmberg S., Yuguo Li: Modelling of the Indoor Environment-Particle Dispersion and Deposition. Indoor Air, Vol. 8: pp. 113-122, 1998.
- [HOL88] Holub, R.F., Raes, F., Van Dingenen, R., Vanmarcke, H.: Deposition of Aerosols and Unattached Radon Daughters in Different Chambers: Theory and Experiment. Radiation Protection Dosimetry 24 pp. 217-220, 1988.

- [IM89] Im, K. H., Ahluwalia, R. K.: Turbulent eddy deposition of particles on smooth and rough surfaces, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 20., No. 4., pp. 431-436, 1989.
- [ISS86] Issa, R. I.: Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator splitting, *J. Comput. Physics*, Vol. 62, pp. 40-65, 1986.
- [JAM03] Jamriska, M., Morawska, L.: Quantitative Assessment of the Effect of Surface Deposition and Coagulation on the Dynamics of Submicrometer Particles Indoors, *Aerosol Science and Technology* 37, pp. 425-436, 2003.
- [JAN99] Jansson, A., Christensson, b., Johansson, J., Must, A.: Indoor air particles – determination of presence and behaviour, *Conférence Indoor Air Quality and Climate*, 1999.
- [JOH91] Johansen, S. T.: The deposition of particles on vertical walls, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 17., No. 3., pp. 355-376, 1991.
- [JÓZ93] J Józsa: Simulation des processus dispersifs de point de vue particulière dans les écoulements peu profonds (en hongrois : Diszperziós folyamatok részecskeszemléletu szimulálása sekélyvízi áramlásokban), *Dissertation de candidature de l'Académie des Sciences de la Hongrie*, Budapest, 1993.
- [KAL86] Kallio, G. A., Stock, D. E.: Turbulent particle dispersion: a comparison between lagrangian and eulerian modelling approaches, *Gas Solid Flows*, Vol. 35., pp. 23-34, 1986.
- [KAL89] Kallio, G. A., Reeks, M. W.: A numerical study of particle deposition in turbulent boundary layers, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15., No. 3., pp. 433-446, 1989.
- [KAY94] Kayz, W. M.: Turbulent Prandtl Number – Where Are We?, *Transactions of the ASME*, Vol. 116, pp. 284-295, 1994.
- [KIM06] Kim, D. S., Hong, S. B., Kim, Y. J., Lee, K. W.: Deposition and coagulation of polydisperse nanoparticles by Brownian motion and turbulence, *Journal of Aerosol Science*, Vol.37, pp. 1781-1787, 2006.
- [KLE95] Kleitz, A., Boulaud, D.: Granulométrie des particules en mouvement et des aerosols, *Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et contrôle*, Vol. RC 2., No. R2360, pp. R2360.1-R2360.26., 1995.
- [KLO01] Klose, G., Rembold, B., Koch, R., Wittig, S.: Comparison of state-of-the-art droplet turbulence interaction models for jet engine combustor conditions, *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 22, pp. 343-349, 2001.

- [KOE00] Koeltzsch, K.: The height dependence of the turbulent Schmidt number within the boundary layer, *Atmospheric Environment* 34, pp. 1147-1151, 2000.
- [LAI00] Lai, A. C. K., Nazaroff W. W.: Modeling Indoor Particle Deposition From Turbulent Flow Onto Smooth Surfaces, *J. Aerosol Sci.* Vol. 31, No. 4. pp. 463-476, 2000.
- [LAI02] Lai, A.C.K., Byrne, M.A., Goddard, A.J.H.: Experimental Studies of the Effect of Rough Surfaces and Air Speed on Aerosol Deposition in a Test Chamber. *Aerosol Science and Technology* 36, pp. 973-982. 2002.
- [LAI04a] Lai, A.C.K.: Particle Deposition Indoors: a Review. *Indoor Air*, Vol: 12 pp. 211-214. 2004.
- [LAI04b] Lai, A.C.K.: Modeling of airborne particle exposure and effectiveness of engineering strategies, *Building and Environment*, Vol: 39 pp. 599-610. 2004.
- [LAI05a] Lai, A.C.K.: Modeling of Supermicron Particle Deposition onto Smooth and Rough Surfaces, *Proc. Indoor Air 2005*.
- [LAI05b] Lai, A.C.K.: Modeling indoor coarse particle deposition onto smooth and rough vertical surfaces, *Atmospheric Environment*, Vol.: 39, pp. 3823-3830. 2005
- [LAI05c] Lai, A.C.K.; Chen, F.Z.: A New-Eulerian Approach for Particle Distribution and Deposition in Indoor Environments, *Proc. Indoor Air 2005*
- [LAI05d] Lai, A.C.K.; Nazaroff, W. W.: Supermicron particle deposition from turbulent chamber flow onto smooth and rough vertical surfaces, *Atmospheric Environment*, Vol.: 39, pp. 4893-4900. 2005
- [LAI06a] Lai, A.C.K.; Chen, F.: Modeling particle deposition and distribution in a chamber with a two-equation Reynolds-averaged Navier-Stokes model, *J. of Aerosol Science*, Vol. 37., No. 12., pp. 1770-1780., 2006.
- [LAI06b] Lai, A. C. K., Chen, F. Z. : Modeling of cooking-emitted particle dispersion and deposition in a residential flat : A real room application, *Building and Environment*, 2006
- [LAI07] Lai, A. C. K., Chen, F. Z. : Comparison of a new Eulerian model with a modified Lagrangian approach for particle distribution and deposition indoors, *Atmospheric Environment*, 2007 (doi:1.1016/j.atmosenv.2006.05.088)
- [LAN09] Langevin, P.: Sur la théorie du mouvement brownien (note, présentée par M. Mascart), séance du 9 mars 1908 de l'Académie des Sciences.

- [LANG47] Langstroth, G. O., Gillespie, T.: Coagulation and surface losses in disperse systems in still and turbulent air, *Canadian Journal of Research.*, Vol. 25., Sec. B., pp. 455-471., 1947.
- [LI93] Li, A., Ahmadi, G.: Deposition of aerosols on surfaces in a turbulent channel flow, *Int. J. Eng. Sci.* Vol. 31., No. 3., pp. 435-451., 1993.
- [LIM05] Limam, K. : Etude du transport des particules à l'intérieur des locaux, Rapport à 12 mois, projet PRIMEAQUAL II., décembre 2005
- [LIU74] Liu B.Y.H., Agarwal J.K.: Experimental Observation of Aerosol Deposition in Turbulent Flow, *Aerosol Science* 5 pp. 145-155. 1974
- [LOT00] Loth E.: Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 26, pp. 161-223. 2000
- [LUN97] Lun, C. K. K., Liu, H. S. : Numerical simulation of dilute turbulent gas-solid flows in horizontal channels, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 23., No. 3. pp. 575-605., 1997.
- [MAL97] Malet, J.: Transport et dépôt des aérosols nanométriques, application a la fraction libre des descendants à vie courte du radon, Thèse de doctorat, Université Paris XII., soutenue le 10 octobre 1997.
- [MAN02] Mansoori, Z., Saffar-Avval, M., Basirat-Tabrizi, H., Ahmadi, G., Lain, S. : Thermo-mechanical modeling of turbulent heat transfer in gas–solid flows including particle collisions, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 23., pp. 792–806, 2002.
- [MAS03] Mashayek, F., Pandya, R. V. R.: Analytical Description of Particle/Droplet-Laden Turbulent Flows, *Progress in Energy and Combustion Science*, 29, pp. 329-378, 2003
- [MAT00] Matida, E. A., Nishino, K., Torii, K.: Statistical simulation of particle deposition on the wall from turbulent dispersed pipe flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21., pp. 389-402., 2000.
- [MAT03] Matida, E. A., DeHaan, W. H., Finlay, W. H., Lange, C. F.: Simulation of particle deposition in an idealized mouth with different small diameter inlets, *Aerosol Science and Technology*, Vol. 37., pp. 924-932., 2003.
- [MAX83] Maxey, M. R.: Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow, *Phys. Fluids*, Vol. 26., No. 4., pp. 883-889., 1983.
- [MCC77] McCoy, D. D., Hanratty, T. J.: Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 3., pp. 319-331., 1977.

- [MCL89] McLaughlin, J. B.: Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow, *Phys. Fluids A* 1 (7), 1989
- [MIT04] Mitrovic, B. M., Le, P. M., Papavassiliou, D. V.: On the Prandtl or Schmidt number dependence of the turbulent heat or mass transfer coefficient, *Chemical Engineering Science* 59, pp. 543-555, 2004.
- [MON91] Montassier, N., Boulaud, D., Renoux, A.: Experimental study of thermophoretic particle deposition in laminar tube flow, *J. Aerosol Science*, Vol. 22., No. 5., pp. 677-687., 1991.
- [MOS01] Mosley, R. B., Greenwell, D. J., Sparks, L. E., Guo, Z., Tucker, W. G., Fortmann, R., Whitefield, C.: Penetration of Ambient Fine Particles into Indoor Environment, *Aerosol Science and Technology* 34, pp. 127-136, 2001.
- [NA00] Na, Y., Hanratty, T. J.: Limiting behaviour of turbulent scalar transport close to a wall, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 43, pp. 1749-1758, 2000.
- [NAM92] Namesnik, J., Gorecki, T., Kozdron-Zabiegala, B., Lukasiak, J.: Indoor Air Quality (IAQ), pollutants, their sources and concentration levels, *Building and Environment*, Vol. 27., No. 3, pp. 339-356, 1992.
- [NAZ89] Nazaroff, W. W., Cass, G. R.: Mass-Transport Aspects of Pollutant Removal at Indoor Surfaces, *Environment International*, Vol. 15, pp. 567-584, 1989.
- [NAZ90] Nazaroff, W. W., Ligocki, M. P., Ma, T., Cass, G. R.: Particle Deposition in Museums: Comparison of Modeling and Measurement Results, *Aerosol Science and Technology* 13, pp. 332-348, 1990.
- [NGU99] Nguyen, A. V., Fletcher, A. A. J., Tu, J. Y.: Novel eulerian formulation for dilute gas-particle flows with an obstruction, *Numerical Heat Transfer, Part A.*, Vol. 35., pp. 735-756., 1999.
- [NOM97] Nomura Y., Hopke P.K., Fitzgerald B., Mesbah B.: Deposition of Particles in a Chamber as a Function of Ventilation Rate, *Aerosol Science and Technology* 27 pp. 62-72. 1997
- [OKU86] Okuyama, K., Kousaka, Y., Yamamoto, S., Hosokaya, T.: Particle Loss of Aerosols with Particle Diameters between 6 and 2000 nm in a Stirred Tank. *J. of Colloid and Interfacial Science* 110 pp. 214-223. 1986
- [OWE90] Owen, M. K., Sparks, L. E.: Airborne particle sizes and sources found in air, *Conférence Indoor Air 90*, July 1990.
- [PAR01] Park, S. H., Kim, H. O., Han, Y. T., Kwon, S. B., Lee, K. W.: Wall Loss Rate of Polydispersed Aerosols, *Aerosol Science and Technology* 35, pp. 710-717, 2001.

- [PARN84] Parnas, R., Friedlander, S. K.: Particle Deposition by Diffusion and Interception from Boundary Layer Flows, *Aerosol Science and Technology*, Vol. 3., pp. 3-8., 1984.
- [PAT80] Patankar, S. V.: Numerical heat transfer and fluid flow, London, Mac Graw Hill, 1980.
- [PIO01] Piomelli U.: Large-eddy and direct simulation of turbulent flows. Short course delivered at CFD2001 - 9 e conférence annuelle de la Société canadienne de CFD. Kitchener, Ontario, May 2001
- [POP00] Pope, C. A.: Review: Epidemiological Basis for Particulate Air Pollution Health Standards, *Aerosol Science and Technology*, Vol. 32., pp. 4-14., 2000.
- [PRE92] Press, W. H. et al.: Numerical Recipes in Fortran 77, The Art of Scientific Computation, Vol. 1., Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [QIN01] Qingyan Chen., Yi Jiang, Beghein C., Mingde S.: Particulate Dispersion and Transportation in Buildings with Large Eddy Simulation. Final Report Submitted to Lincoln Laboratory Massachusetts Institute of Technology, 2001
- [RAM02] Rambaud, P., Tanière, A., Oesterlé, B., Buchlin, J. M.: On the behaviour of charged particles in the near wall region of a channel flow, *Powder Technology*, Vol. 125., pp. 199-205., 2002.
- [RAM79] Ramshaw, John D.: Brownian motion in a flowing fluid, *Phys. Fluids*; Vol/Issue: 22:9, pp. 1595-1601, 1979
- [RAU89] Raunemaa, T., Kulmala, M., Saari, H., Olin, M., Kulmala, M. H. : Indoor Air Aerosol Model : Transport Indoors and Deposition of Fine and Coarse Particles, *Aerosol Science and Technology* 11, pp. 11-25, 1989.
- [REE83] Reeks, M. W. : The transport of discrete particles in inhomogeneous turbulence, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 14., pp. 729-739., 1983.
- [REI93] Reist, P. C. : *Aerosol Science and Technology*, McGraw-Hill, USA, (379 p.) 1993.
- [REN98] Renoux, A., Boulaud, D.: *Les aérosols, physique et métrologie*, Lavoisier (Ed.), (300 p.), 1998
- [REN03a] Renoux, A., Boulaud, D.: *Physique des aérosols, Partie 1., Techniques de l'Ingénieur, traité Science fondamentales*, Vol. AF4., No. AF3612., pp. AF3612.1-AF3612.15., 2003.
- [REN03b] Renoux, A., Boulaud, D.: *Physique des aérosols, Partie 2., Techniques de l'Ingénieur, traité Science fondamentales*, Vol. AF4., No. AF3613., pp.

- AF3613.1-AF3613.26., 2003.
- [SAF65] Saffman, P. G. : The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 22., Part 2, pp. 385-400., 1965.
- [SAF68] Saffman, P. G. : Corrigendum to the lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 31., pp. 624., 1968.
- [SAN99] Sandu A.: Contribution à l'étude numérique du transport turbulent de polluants particulaires en cavité application à la prédiction de la diffusion d'éléments contaminants particulaires dans un local ventilé, Thèse de doctorat, Université de La Rochelle, 1999.
- [SCH00] Schlichting H., Gersten K.: *Boundary layer theory*. Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [SCHN06] Schnell, M, Cheung, C. S., Leung, C. W.: Investigation on the coagulation and deposition of combustion particles in an enclosed chamber with and without stirring, *Journal of Aerosol Science*; Vol. 37. pp. 1581-1595, 2006.
- [SHI96] Shirolkar, J. S., Coimbra, C. F. M., McQuay, M. Queiroz: *Fundamental Aspects of Modelling Turbulent Particle Dispersion in Dilute Flows*, *Progress in Energy and Combustion Science*; Vol. 22: pp. 363-399, 1996
- [SIM90] Simonin O. : Eulerian Formulation for Particle Dispersion in Turbulent Two-Phase Flows, *Proc. 5th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, Erlangen, FRG, pp. 156-166. 1990
- [SIP02a] Sippola Mark R., Nazaroff W. W.: *Particle Deposition from Turbulent Flow: Review of Published Research and Its Applicability to Ventilation Ducts in Commercial Buildings*, Lawrence Berkeley National Laboratory report, LBNL – 51432, 2002
- [SIP02b] Sippola M. R.: *Particle deposition in ventilation ducts*, PhD. Thesis, University of California, Berkeley, 2002.
- [SIP03] Sippola Mark R., Nazaroff W. W.: *Modeling particle loss in ventilation ducts*, *Atmospheric Environment* 37, pp. 5597-5609, 2003.
- [SNY71] Snyder W.H., Lumley J.L.: *Some Measurements of Particle Velocity Autocorrelation Functions in a Turbulent Flow*, *J. Fluid Mech.* 48 part 1 pp. 41-71. 1971
- [SOM06] Sommerfeld, M., Hölzer, A: *Lattice-Boltzmann Simulations on the behaviour of non-spherical particles in laminar and turbulent flow*, Presentation dans le cadre de "Particle Laden Turbulent Flows" Séminaire, Udine, Italie, 8-11 septembre 2006.

- [SOU89] Soumoy, V., Fonataine, J. R. : Lagrangian prediction of particle dispersion in turbulent flows, *Physica Magazine*, Vol. 11., 1989.
- [STA04] StarCD Manual, Adapco Group, 2004
- [SZU80] Szucs, E.: *Similitude et Modelling*, Akademiai Kiado, Budapest, 1980.
- [TAN04] Tanière A., Khalij M., Oesterlé B.: Focus on the Dispersed Phase Boundary Conditions at the Wall for Irregular Particle Bouncing, *Int. J. of Multiphase Flow*, 30, pp. 327-345, 2004
- [THA95] Thatcher T.L., Layton D.W.: Deposition, Resuspension, and Penetration of Particles within a Residence, *Atmospheric Environment* 29 No. 13, pp. 1487-1497, 1995.
- [THA96] Thatcher T.L., Fairchild, W. A., Nazaroff, W. W.: Particle Deposition from Natural Convection Enclosure Flow Onto Smooth Surfaces, *Aerosol Science and Technology* 25, pp. 359-374, 1996.
- [THA97] Thatcher T.L., Nazaroff, W. W.: Effect of Small-Scale Obstructions and Surface Textures on Particle Deposition from Natural Convection Flow, *Aerosol Science and Technology* 27, pp. 709-725, 1997.
- [THA02] Thatcher T.L., Lai, A. C. K., Moreno-Jackson, R., Sextro, R. G., Nazaroff, W. W.: Effects of room furnishing and air speed on particle deposition rates indoors, *Atmospheric Environment* 36, pp. 1811-1819, 2002.
- [THA03] Thatcher T.L., Lunden, M. M., Rezvan, K. L., Sextro, R. G., Brown, N. J.: A Concentration Rebound Method for Measuring Particle Penetration and Deposition in the Indoor Environment, *Aerosol Science and Technology*, 37, pp. 847-864, 2003.
- [UHL30] Uhlenbeck, G. E., Ornstein, L. S.: On the theory of the Brownian motion, *Physical Review*, Vol. 36., pp. 823-841., 1930.
- [VAN72] Van de Vate, J. F.: The thickness of the stagnant air layer in aerosol containments and the aerodynamic diameter of aggregates of small spheres, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 41., No. 2., 1972.
- [VER95] Versteeg H. K., Malalasekera W.: *An introduction to Computational Fluid Dynamics. The finite volume method*. Pearson Education Limited, Harlow, England. 1995.
- [WAL96] Wallace, L.: Indoor Particles : A review, *Journal of the Air & Waste Management Association*, Vol. 46., pp. 98-126., 1996.

- [WAN03] Wang, Q., Squires, K. D., Chen, I. M., McLaughlin, J. B.: On the role of the lift force in turbulence simulations of particle deposition, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 23., No. 4., pp. 749-763., 1997.
- [WEN96] Wen, C. S.: *The fundamentals of aerosol dynamics*, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996.
- [XUM94] Xu, M.D., Nematollahi, M., Sextro, R.G., Gadgil, A.J., Nazaroff, W.W.: Deposition of Tobacco Smoke Particles in a Low Ventilation Room. *Aerosol Science and Technology* 20 pp. 194-206. 1994.
- [YOU97] Young, J., Leeming, A.: A theory of particle deposition in turbulent pipe flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 340., pp. 129-159. 1997.
- [ZHA06] Zhang, Z., Chen, Q. : Experimental measurements and numerical simulations of particle transport and distribution in ventilated rooms, *Atmospheric Environment*, Vol. 40., pp. 3396-3408, 2006.
- [ZHA04] Zhao, B., Zhang, Y., Li, X., Yang, X., Huang, D.: Comparison of indoor aerosol particle concentration and deposition in different ventilated rooms by numerical method, *Building and Environment*, Vol. 39., pp. 1-8., 2004.
- [ZHA07] Zhao, B., Wu, J.: Particle deposition in indoor environments: analysis of influencing factors, *Journal of Hazardous Materials*, doi: 10.1016/j.jhazmat.2007.01.032

ANNEXES

ANNEXE A

Valeurs utilisées :

Air à 20°C et 1 atm de pression

masse volumique	1,205 kg/m ³
viscosité dynamique	1,81*10 ⁻⁵ Pa s=1,81*10 ⁻⁵ N s/m ² =1,81*10 ⁻⁵ kg/ms
libre parcours moyen	0,066 μm
coefficient de diffusion	0,19 cm ² /s

Constante de Boltzmann :

$$k_B = \frac{R}{N_a} \quad (\text{A.1})$$

où R est la constante du gaz parfait

$$R = 8,314 \left[\frac{J}{K.mol} \right] \quad (\text{A.2})$$

et le nombre d'Avogadro est :

$$N_a = 6,022 * 10^{23} \left[\frac{1}{mol} \right] \quad (\text{A.3})$$

Ainsi

$$k_B = 1,3806 * 10^{-23} \left[\frac{J}{K} \right]; \left[\frac{N.m}{K} \right] \quad (\text{A.4})$$

Le coefficient de diffusion brownienne se calcule de la façon suivante :

$$D_{Bro} = \frac{k_B T C_c}{3 \rho \mu_p} \left[\frac{m^2}{s} \right] \quad (\text{A.5})$$

Un calcul pour la taille 0,55μm :

$$D_{Bro} = \frac{k_B T C_c}{3 \rho \mu_p} = \frac{1,38 * 10^{-23} \left[\frac{N.m}{K} \right] * 293 [K] * 1,31}{3 * 3,14 * 1,81 * 10^{-5} \left[\frac{N.s}{m^2} \right] * 5,5 * 10^{-7} [m]} = 5,648 * 10^{-11} \left[\frac{m^2}{s} \right] \quad (\text{A.6})$$

ANNEXE B

Valeurs des constantes de dépôt et des vitesses de dépôt pour les deux cellules

Stratégie Taux de renouvellement d'air Constante de dépôt	0 dépôt tranquille Valeur unique	Bas – Haut								
		0,5			1,0			2,0		
		Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max
Taille de particules (μm)										
0,3-0,4	0,091	0,317	0,178	0,444	0,497	0,193	0,709	1,17	0,536	1,63
0,4-0,5	0,0998	0,285	0,14	0,562	0,508	0,246	0,671	1,045	0,496	1,48
0,5-0,65	0,12	0,258	0,176	0,424	0,543	0,429	0,702	1,049	0,442	1,46
0,65-0,8	0,13	0,233	0,089	0,41	0,538	0,358	0,712	1,011	0,519	1,41
0,8-1,0	0,15	0,264	0,168	0,48	0,566	0,465	0,721	0,936	0,334	1,29
1,0-1,6	0,21	0,289	0,13	0,508	0,605	0,445	0,736	1,058	0,8	1,29
1,6-2,0	0,25	0,225	0,092	0,417	0,581	0,439	0,907	0,775	0,329	1,16

Grande cellule, configuration Bas-Haut, valeurs de constante de dépôt

Stratégie Taux de renouvellement d'air Vitesse de dépôt	0 dépôt tranquille Valeur unique (* 10^{-5})	Bas – Haut								
		0,5			1,0			2,0		
		Moyenne (* 10^{-5})	Min (* 10^{-5})	Max (* 10^{-5})	Moyenne (* 10^{-5})	Min (* 10^{-5})	Max (* 10^{-5})	Moyenne (* 10^{-5})	Min (* 10^{-5})	Max (* 10^{-4})
Taille de particules (μm)										
0,3-0,4	0,86	3,0	1,69	4,20	4,706	1,828	6,714	11,1	5,08	1,54
0,4-0,5	0,945	2,7	1,33	5,32	4,811	2,33	6,35	9,9	4,7	1,40
0,5-0,65	1,136	2,44	1,67	4,02	5,142	4,063	6,648	9,93	4,19	1,38
0,65-0,8	1,231	2,21	8,43	3,88	5,095	3,39	6,742	9,57	4,91	1,34
0,8-1,0	1,420	2,5	1,59	4,55	5,36	4,403	6,83	8,86	3,16	1,22
1,0-1,6	1,99	2,74	1,23	4,81	5,73	4,214	6,97	10	7,58	1,22
1,6-2,0	2,37	2,13	8,71	3,959	5,502	4,157	8,59	7,34	3,12	1,1

Grande cellule, configuration Bas-Haut, valeurs de vitesse de dépôt, [m/s]

Stratégie Taux de renouvellement d'air	Haut – Bas									
	Constante de dépôt	0,5			1,0			2,0		
		Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max
Taille de particules (μm)										
0,3-0,4	0,579	0,411	0,804	0,338	0,189	0,493	1,052	0,612	1,346	
0,4-0,5	0,485	0,395	0,705	0,308	0,183	0,505	0,853	0,534	1,168	
0,5-0,65	0,407	0,332	0,502	0,295	0,152	0,462	0,799	0,399	1,038	
0,65-0,8	0,352	0,307	0,438	0,309	0,234	0,443	0,885	0,371	1,219	
0,8-1,0	0,34	0,222	0,442	0,324	0,232	0,445	0,782	0,412	1,1	
1,0-1,6	0,323	0,173	0,498	0,319	0,205	0,517	0,776	0,195	1,090	
1,6-2,0	0,334	0,253	0,474	0,333	0,171	0,575	0,639	0,301	1,03	

Grande cellule, configuration Haut- Bas, valeurs de constante de dépôt

Stratégie Taux de renouvellement d'air	Haut – Bas								
	Vitesse de dépôt	0,5			1,0			2,0	
		Moyenne (*10 ⁻⁵)	Min (*10 ⁻⁵)	Max (*10 ⁻⁵)	Moyenne (*10 ⁻⁵)	Min (*10 ⁻⁵)	Max (*10 ⁻⁵)	Moyenne (*10 ⁻⁵)	Min (*10 ⁻⁵)
Taille de particules (μm)									
0,3-0,4	5,48	3,892	7,61	3,20	1,79	4,67	9,96	5,8	1,27
0,4-0,5	4,59	3,7405	6,68	2,92	1,73	4,78	8,08	5,06	1,106
0,5-0,65	3,85	3,1439	4,75	2,79	1,44	4,375	7,57	3,78	0,98
0,65-0,8	3,33	2,9072	4,15	2,93	2,22	4,2	8,38	3,51	1,15
0,8-1,0	3,22	2,1023	4,19	3,07	2,2	4,21	7,40	3,90	1,04
1,0-1,6	3,06	1,6383	4,72	3,02	1,94	4,9	7,35	1,85	1,03
1,6-2,0	3,16	2,396	4,49	3,15	1,62	5,44	6,05	2,85	0,975

Grande cellule, configuration Haut- Bas, valeurs de vitesse de dépôt

Stratégie Taux de renouv. d'air	Bas – Haut											
	0	1,0			1,5			2,0			8,0	
Constante de dépôt	Valeur unique	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenn e	Min	Max	Valeur unique	
Taille de particules (µm)												
0,3-0,4	0,5	1,448	1,314	1,696	1,997	1,913	2,08	1,621	1,251	2,352	1,747	
0,4-0,5	0,647	1,501	1,309	1,872	2,046	1,922	2,17	1,805	1,340	2,541	1,989	
0,5-0,65	0,798	1,513	1,302	1,758	1,329	1,099	1,558	1,707	1,243	2,582	2,232	
0,65-0,8	0,89	1,596	1,47	1,860	1,477	1,084	1,869	1,663	1,237	2,426	2,563	
0,8-1,0	0,973	1,648	1,512	1,863	1,569	1,084	2,055	1,597	1,225	2,147	4,112	
1,0-1,6	0,993	1,607	1,415	1,74	1,521	1,056	1,985	1,412	1,082	1,84	4,378	
1,6-2,0	1,047	1,631	1,516	1,719	1,769	1,755	1,783	1,386	1,060	1,537	4,484	

Petite cellule, configuration Bas- Haut, valeurs de constante de dépôt

Stratégie Taux de renouv. d'air	Bas – Haut											
	0	1,0			1,5			2,0			8,0	
Vitesse de dépôt	Valeur unique	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenn e	Min	Max	Valeur unique	
Taille de particules (µm)												
0,3-0,4	1,17894 E-05	3,4142E-05	3,0983E-05	3,999 E-05	4,7087E-05	4,510 6E-05	4,904 4E-05	3,8221E-05	2,9497E-05	5,5457E-05	4,1192E-05	
0,4-0,5	1,52555 E-05	3,5392E-05	3,0865E-05	4,414 E-05	4,8242E-05	4,531 8E-05	5,116 6E-05	4,256E-05	3,1596E-05	5,9914E-05	4,6898E-05	
0,5-0,65	1,88159 E-05	3,5675E-05	3,07E-05	4,145 2E-05	3,1336E-05	2,591 3E-05	3,673 6E-05	4,0249E-05	2,9308E-05	6,088E-05	5,2628E-05	
0,65-0,8	2,09851 E-05	3,7632E-05	3,4661E-05	4,385 7E-05	3,4826E-05	2,555 9E-05	4,406 9E-05	3,9212E-05	2,9167E-05	5,7202E-05	6,0432E-05	
0,8-1,0	2,29422 E-05	3,8858E-05	3,5651E-05	4,392 7E-05	3,6995E-05	2,555 9E-05	4,845 4E-05	3,7655E-05	2,8884E-05	5,0624E-05	9,6956E-05	
1,0-1,6	2,34138 E-05	3,7891E-05	3,3364E-05	4,102 7E-05	3,5863E-05	2,489 9E-05	4,680 4E-05	3,3293E-05	2,5512E-05	4,3385E-05	0,00010323	
1,6-2,0	2,4687 E-05	3,8457E-05	3,5745E-05	4,053 2E-05	4,1711E-05	4,138 1E-05	4,204 1E-05	3,268E-05	2,4994E-05	3,6241E-05	0,00010573	

Petite cellule, configuration Bas- Haut, valeurs de vitesse de dépôt

Stratégie Taux de renouv. d'air	Haut – Bas											
	1,0			1,5			2,0			8,0		
Constante de dépôt	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max
Taille de particules (µm)												
0,3-0,4	0,900	0,816	1,011	2,057	1,736	2,289	1,46	1,303	1,738	1,936	1,662	2,541
0,4-0,5	0,881	0,775	0,981	1,955	1,795	2,153	1,394	1,206	1,61	2,077	1,579	2,397
0,5-0,65	0,908	0,811	0,997	1,84	1,784	1,920	1,459	1,302	1,731	2,698	2,320	3,169
0,65-0,8	0,947	0,827	1,063	1,934	1,909	1,98	1,496	1,203	1,723	3,382	2,695	4,191
0,8-1,0	1,090	0,968	1,320	2,076	1,982	2,234	1,588	1,303	1,878	3,433	3,133	3,858
1,0-1,6	1,235	1,061	1,403	2,153	1,909	2,377	1,646	1,469	1,951	3,938	2,580	5,779
1,6-2,0	1,496	1,316	1,770	2,572	2,302	2,822	1,738	1,454	2,012	4,536	3,437	6,806

Petite cellule, configuration Haut- Bas, valeurs de constante de dépôt

Stratégie Taux de renouv. d'air	Haut – Bas											
	1,0			1,5			2,0			8,0		
Vitesse de dépôt	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne	Min	Max
Taille de particules (µm)												
0,3-0,4	2,12209E-05	1,924 E-05	2,3838 E-05	4,8502E-05	4,0933 E-05	5,3972 E-05	3,4425E-05	3,072 3E-05	4,098 E-05	4,5649E-05	3,9188E-05	5,9914E-05
0,4-0,5	2,07729E-05	1,8274 E-05	2,3131 E-05	4,6097E-05	4,2324 E-05	5,0765 E-05	3,2869E-05	2,843 6E-05	3,796 2E-05	4,8973E-05	3,7231E-05	5,6518E-05
0,5-0,65	2,14096E-05	1,9122 E-05	2,3508 E-05	4,3385E-05	4,2065 E-05	4,5271 E-05	3,4401E-05	3,07E-05	4,081 5E-05	6,3616E-05	5,4703E-05	7,4721E-05
0,65-0,8	2,23291E-05	1,95E-05	2,5064 E-05	4,5601E-05	4,5012 E-05	4,6686 E-05	3,5274E-05	2,836 5E-05	4,062 6E-05	7,9744E-05	6,3545E-05	9,8819E-05
0,8-1,0	2,57009E-05	2,2824 E-05	3,1124 E-05	4,895E-05	4,6733 E-05	5,2675 E-05	3,7443E-05	3,072 3E-05	4,428 1E-05	8,0946E-05	7,3872E-05	9,0967E-05
1,0-1,6	2,91198E-05	2,5017 E-05	3,3081 E-05	5,0765E-05	4,5012 E-05	5,6047 E-05	3,8811E-05	3,463 7E-05	4,600 2E-05	9,2853E-05	6,0833E-05	0,00013 626
1,6-2,0	3,52739E-05	3,103 E-05	4,1734 E-05	6,0645E-05	5,4278 E-05	6,6539 E-05	4,098E-05	3,428 4E-05	4,744 1E-05	0,0001069 5	8,104E-05	0,00016 048

Petite cellule, configuration Haut- Bas, valeurs de vitesse de dépôt

ANNEXE C

Les cas calculé par la méthode eulérienne, distribution des particules dans l'air intérieur.

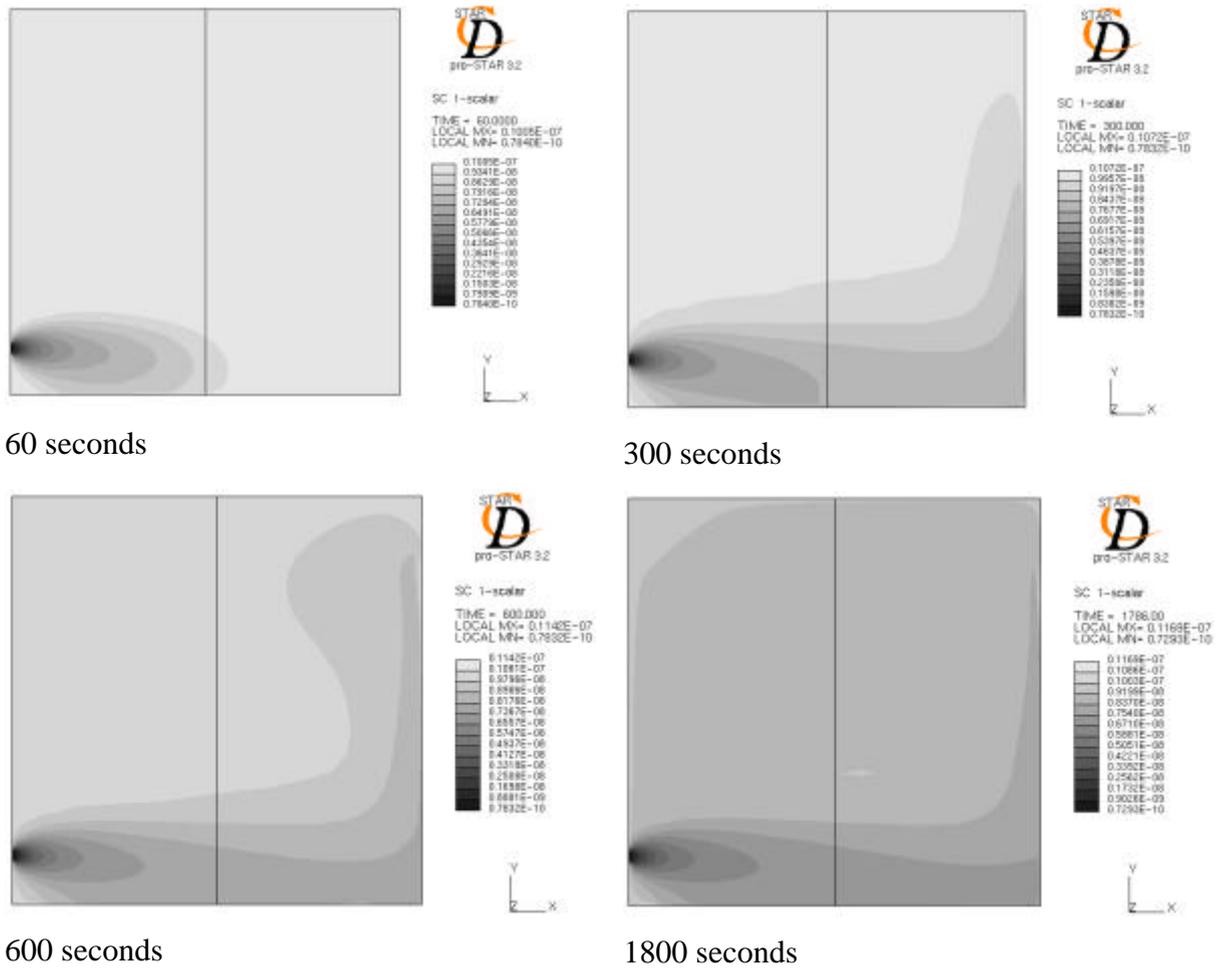
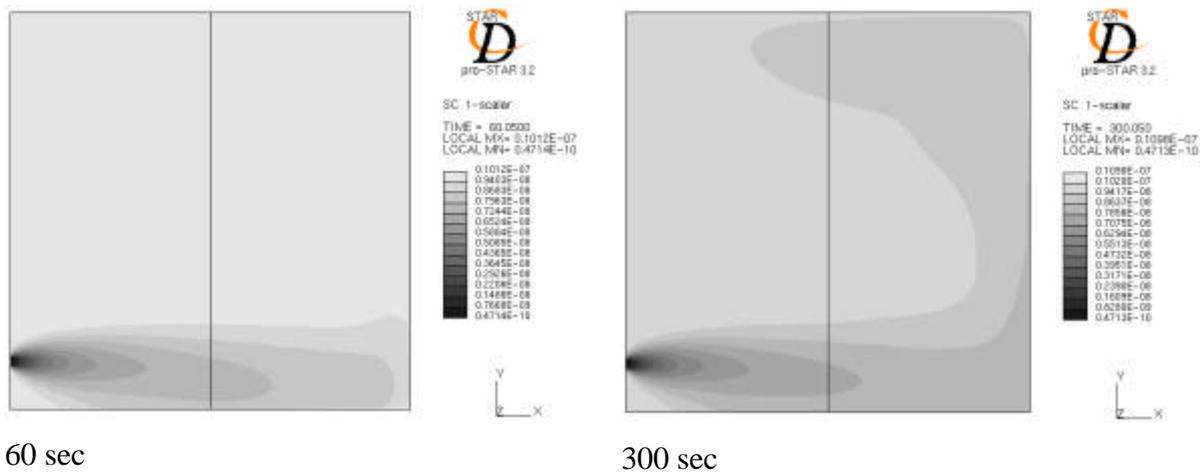


Figure A-1 Distribution des polluants particulaires à 0,5 vol/h, 0,35µm



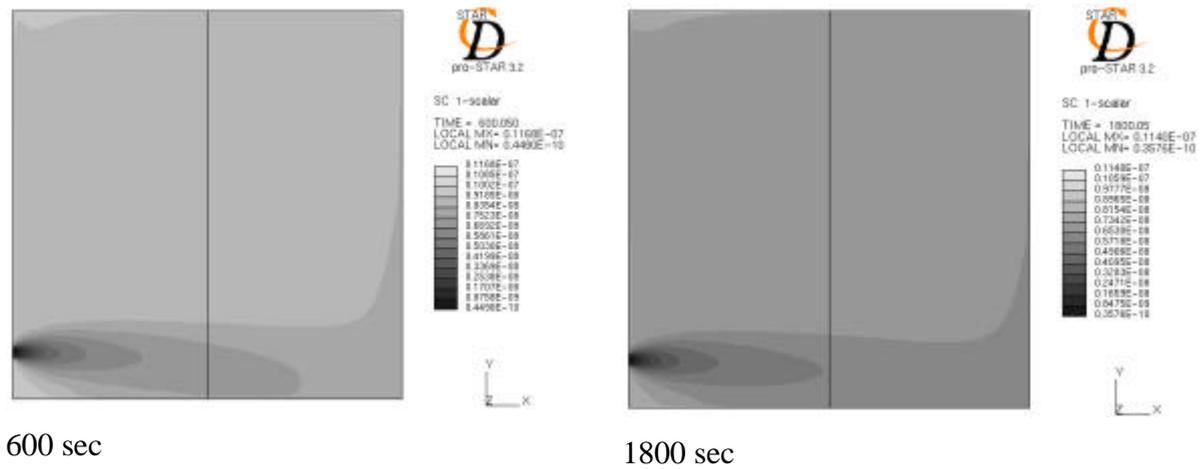


Figure A-2 Distribution des polluants particulaires à 1,0 vol/h, 0,35µm

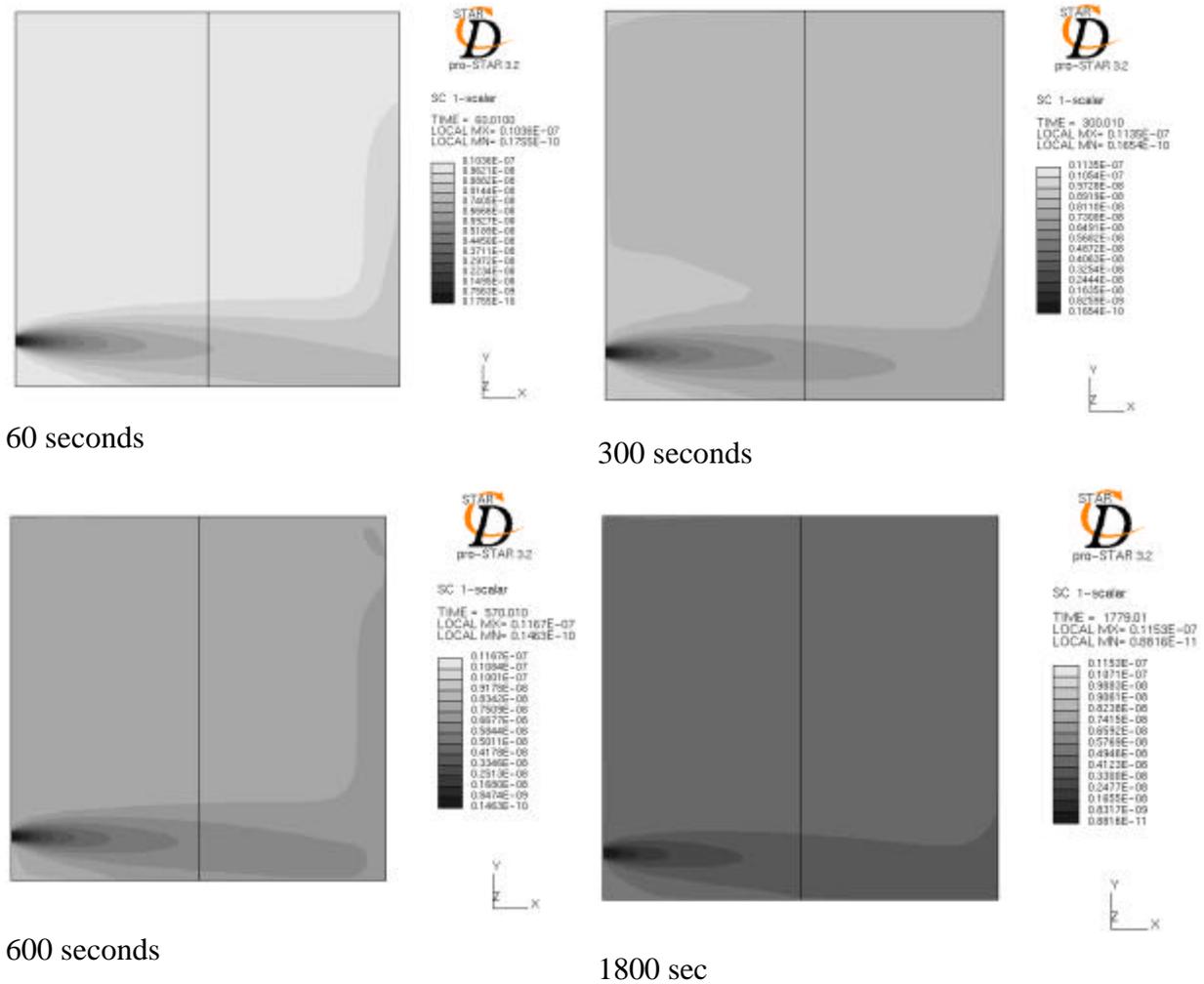


Figure A-3 Distribution des polluants particulaires à 2,0 vol/h, 0,35µm

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 Dépôt de particules dans les poumons, en fonction de leur taille [HOL98].....	26
Figure I-2 Forme naturelle des aérosols : a) pollens, la forme sphérique <i>parfaite</i> (taille de dizaines de μm) ; b) amiante, en forme de bâtonnets (échelle $10\mu\text{m}$) [web].....	27
Figure I-3 Représentation des différents diamètres caractéristiques les plus souvent utilisés [REI93].....	28
Figure I-4 Définition de diamètre équivalent, diamètre de Stokes et diamètre aérodynamique [HIN82].....	28
Figure I-5 Libre parcours moyen (a) d'un molécule de gaz et (b) du centre d'une particule d'après Hinds [HIN82].....	30
Figure I-6 Définition géométrique du libre parcours moyen d'une particule [HIN82].....	31
Figure I-7 : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds de la particule [HIN82].....	36
Figure I-8 : Coefficient de Cunningham à 20 °C et à la pression atmosphérique [HIN82].....	37
Figure I-9 : Dispersion des particules due à la diffusion Brownienne [HIN82].....	38
Figure I-10 Schéma du mouvement de rotation d'une sphère immergée dans un fluide [SOM06].....	43
Figure I-11 La force de Magnus sur une sphère en mouvement dans un fluide [SOM06].....	44
Figure I-12 Effet Magnus sur une sphère en rotation [SAN99].....	44
Figure I-13 Relation entre la vitesse de dépôt adimensionnée et le temps de relaxation adimensionné selon Guha [GUH97].....	50
Figure I-14 Représentation des deux zones de couche limite et la zone noyau par Harrison [HAR79].....	51
Figure I-15 La constante de dépôt (I_{de}) en fonction du diamètre des particules (d_p) [CRU81].....	55
où S_i sont les sources et P_i sont les puits de polluants à l'intérieur du domaine d'étude. Une présentation graphique des différentes sources et puits est montrée sur la Figure I-16.....	
Figure I-16.....	56
Figure I-17 La forme de transformation et la perte de particules à l'intérieur d'un local [selon THA03].....	56
Figure I-18 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats bibliographiques – modèle réduit.....	68
Figure I-19 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats bibliographiques – modèle « réel ».....	70
Figure II-1 : Représentation schématique du mouvement turbulent (a,) et la dépendance du temps d'une composante de vitesse dans un point donné (b,) [FER02].....	79
Figure II-2 : Moyenne dans le temps pour un écoulement stationnaire (a,) et moyenne pour un écoulement instationnaire (b,) [FER02].....	80
Figure II-3 Les modèles a, DRW et b, CRW. [LOT00].....	87
Figure II-4 Modèle « interaction <i>tourbillon – particule</i> » [GRA96].....	88
Figure II-5 Définition graphique de S et Δ par Sippola [SIP02].....	93
Figure II-6 Définition du gradient de concentration dans la couche limite.....	94
Figure II-7 Définition graphique des zones dans la couche limite (selon Lai et Nazaroff).....	96
Figure II-8 Division du domaine de l'écoulement [CHE05].....	99
Figure III-1 Configuration géométrique, grande cellule.....	106
Figure III-2 Schéma de fonctionnement du dispositif expérimental.....	107
Figure III-3 Hélice installée sur le plafond de la grande cellule test.....	107
Figure III-4 Photo de la cellule taille réelle.....	108
Figure III-5 Taux de renouvellement d'air en fonction de la tension du ventilateur.....	109

Figure III-6 Représentation graphique de R_u et R_p	110
Figure III-7 Schéma de fonctionnement du générateur de particules, type TOPAS [TOP05]	112
Figure III-8 Générateur des particules, type TOPAS	112
Figure III-9 Compteur optique, type GRIMM 1.108	113
Figure III-10 Evolution typique de la quantité de particules en suspension à l'intérieur de la cellule	115
Figure III-11 Estimation de la constante globale pour la taille 0,35 μm de diamètre de particule,	116
Figure III-12 Comparaison de mesures des différents appareils de comptage (grande cellule)	117
Figure III-13 Mesure simultanée du décalage entre les valeurs des 4 compteurs optiques ...	118
Figure III-14 Décroissance de la concentration en fonction de temps, diamètre de particules : 0,35 μm	118
Figure III-15 Décroissance de la concentration en fonction de temps, diamètre de particules : 0,45 μm	119
Figure III-16 Evolution de la concentration en dépôt tranquille dans la grande cellule ;.....	120
Figure III-17 Constante de dépôt dans la grande cellule, cas «dépôt tranquille », comparaison avec les résultats de Thatcher et al.	121
Figure III-18 Décroissance de la concentration des particules pour trois taux de renouvellement d'air, pour des particules de 0,35 μm	122
Figure III-19 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 0,5 vol/h.....	124
Figure III-20 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 1 vol/h.....	125
Figure III-21 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 2 vol/h.....	126
Figure III-22 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 0,5 vol/h.....	127
Figure III-23 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 1 vol/h.....	128
Figure III-24 Constante de dépôt en fonction du diamètre des particules, cas 2 vol/h.....	129
Figure III-25 Valeurs des constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules pour différents taux de renouvellement d'air dans la grande cellule test.	130
Figure III-26 Evolution des constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules, résultats comparés avec Bouilly et al. [BOU03].....	131
Figure III-27 Constante de dépôt en fonction de diamètre de particules – comparaison avec les données bibliographiques	133
Figure III-28 La photo de la cellule de taille réduite.....	135
Figure III-29 Le débitmètre et son installation pour le système de ventilation de la petite cellule	136
Figure III-30 Constantes de dépôt en fonction du diamètre des particules, différents taux de renouvellement d'air, cas de la petite cellule	141
Figure III-31 Constante de dépôt en fonction de diamètre de particules, nos résultats en comparaison avec les résultats bibliographiques	144
Figure III-32 Relation entre vitesse de dépôt adimensionnée et temps de relaxation adimensionné [YOU97]	147
Figure III-33 Relation entre vitesse de dépôt adimensionnée et le temps de relaxation adimensionné [CHE97].....	148
Figure III-34 Relation entre nos résultats : vitesse de dépôt adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné, cas : 2 vol/h.....	150
Figure III-35 Nos résultats placés dans la bibliographie : v_{dep}^+ en fonction du t^+ (selon [CHE97]).....	151
Figure IV-1 Configuration géométrique, petite cellule	160

Figure IV-2 Raffinement du maillage autour d'une bouche d'extraction.....	163
Figure IV-3 Resserrement du maillage autour d'une bouche d'extraction ; cas 3D.....	163
Figure IV-4 Maillage structuré de la grande cellule	164
Figure IV-5 Maillage structuré de la petite cellule	165
Figure IV-6 Les valeurs de y^+ pour la grande cellule, taille d'entrée : 7cm*10cm.	166
Figure IV-7 : Les valeurs de y^+ pour la petite cellule (vue de dessous).....	166
Figure IV-8 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 1 vol/h.....	168
Figure IV-9 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 2 vol/h.....	169
Figure IV-10 Les écoulements obtenus pour la petite cellule, cas 8 vol/h.....	170
Figure IV-11 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 0,5 vol/h.....	171
Figure IV-12 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 1,0 vol/h.....	171
Figure IV-13 Ecoulements obtenus pour la grande cellule, cas 2,0 vol/h.....	172
Figure IV-14 Comparaison entre les écoulements similaires.....	173
Figure IV-15 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, petite cellule, cas : 2,0 vol/h.....	174
Figure IV-16 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, petite cellule, cas : 1,5 vol/h.....	174
Figure IV-17 Valeurs de k dans la petite cellule, cas : 1,0 vol/h.....	175
Figure IV-18 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, petite cellule, cas : 8,0 vol/h.....	175
Figure IV-19 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, grande cellule, cas : 2,0 vol/h.....	175
Figure IV-20 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, grande cellule, cas : 1,0 vol/h.....	176
Figure IV-21 Valeurs d'énergie cinétique turbulente, grande cellule, cas : 0,5 vol/h.....	176
Figure IV-22 Grandeur des forces appliquées pour différentes tailles de particules	181
Figure IV-23 Comparaison des quantités de particules déposées en fonction de la prise en compte de la force brownienne, cas 0,5 vol/h.....	189
Figure IV-24 Comparaison des quantités de particules déposées en fonction de présence de la force Brownienne, pour différents taux de renouvellement d'air	190
Figure IV-25 Pourcentage des particules toujours en mouvement/collées/sorties par simulations, après 600 secondes de simulation.....	191
Figure IV-26 Pourcentage des particules déposées sur chaque paroi, cas 0,55 μm , après 600 secondes,	191
Figure IV-27 Représentation des particules déposées [%], pour les simulations de 0,5 vol/h	192
Figure IV-28 Représentation de particules déposées [%], pour les simulations de 2,0 vol/h	193
Figure IV-29 Représentation de particules déposées par rapport au nombre total de particules lancées [%], toutes les simulations.....	194
Figure IV-30 Distribution de position finale d'une particule pour chaque simulation.....	194
Figure IV-31 Variation du nombre de particules déposées et sorties pendant deux simulations, taille 0,55 μm	195
Figure IV-32 Variation du nombre de particules déposées et sorties pendant deux simulations, taille 1,0 μm	196
Figure IV-33 Décroissance de la concentration, I_g [s^{-1}], 0,55 μm , 0,5 vol/h.....	198
Figure IV-34 Décroissance de la concentration, I_{de} [s^{-1}], 0,55 μm , 0,5 vol/h.....	199
Figure IV-35 Distribution des polluants particulaires à 0,5 volume/heure, 0,55 μm	203
Figure IV-36 Distribution des polluants particulaires à 2,0 volume/heure, 0,55 μm	204
Figure IV-37 Décroissance de la concentration en masse, grande cellule, 0,5 vol/h, 0,55 μm	205
Figure IV-38 Décroissance de la concentration en masse, grande cellule, 2,0 vol/h, 0,55 μm	205
Figure A-1 Distribution des polluants particulaires à 0,5 vol/h, 0,35 μm	234
Figure A-2 Distribution des polluants particulaires à 1,0 vol/h, 0,35 μm	235
Figure A-3 Distribution des polluants particulaires à 2,0 vol/h, 0,35 μm	235

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-1 Constante de dépôt – mesures en modèle réduit.....	67
Tableau I-2 Constante de dépôt – mesures en modèle « réel ».....	69
Tableau I-3 Constante de dépôt – mesures in situ.....	71
Tableau II-1 : Equations fondamentales de la mécanique des fluides	76
Tableau II-2 Valeurs d'intégrale I (II.56) par Lai et Nazaroff [LAI00].....	97
Tableau III-1 Position des compteurs optiques dans la grande cellule	106
Tableau III-2 Coordonnées des bouches d'entrée et de sortie d'air	107
Tableau III-3 Caractéristiques de rugosité de contreplaqué par Limam et al. [LIM05]	110
Tableau III-4 Les régimes de la rugosité.....	111
Tableau III-5 Les valeurs des écarts entre les compteurs optiques (0,35 μ m).....	118
Tableau III-6 Les valeurs des écarts entre les compteurs optiques (0,45 μ m).....	119
Tableau III-7 Valeurs obtenues de I_d pour le dépôt tranquille	122
Tableau III-8 Liste des cas étudiés lors de nos expérimentations	123
Tableau III-9 : Nombres de Reynolds et vitesses d'injection pour les taux de renouvellement d'air	124
Tableau III-10 Coordonnées des bouches d'entrée et de sortie d'air dans la petite cellule test	134
Tableau III-11 Valeurs <i>mesurées</i> de I_{de} pour le dépôt tranquille, comparaison des résultats obtenus dans les deux cellules.....	138
Tableau III-12 Valeurs calculées de v_{sed} , de D_{Bro} (selon Hinds [HIN82]) et de d (selon Okuyama [OKU86]).....	138
Tableau III-13 Valeurs <i>calculées</i> de I_{de} pour le dépôt tranquille, pour les deux cellules (selon Corner et Pendlebury [COR51])	139
Tableau III-14 Valeurs de deux composantes d'équation (I.68), grande cellule	139
Tableau III-15 Valeurs de deux composantes d'équation (I.68), petite cellule	139
Tableau III-16: Nombres de Reynolds et vitesses d'injection pour les taux de renouvellement d'air (petite cellule)	140
Tableau III-17 Valeurs adimensionnées des temps de relaxation, t^+ , petite cellule, 2 vol/h.....	146
Tableau III-18 Valeurs adimensionnées des temps de relaxation, t^+ , grande cellule, 2 vol/h	147
Tableau III-19 Valeurs adimensionnées de vitesses de dépôt, v_{dep}^+ , petite cellule, 2 vol/h.....	149
Tableau III-20 Valeurs adimensionnées de vitesses de dépôt, v_{dep}^+ , grande cellule, 2 vol/h..	149
Tableau III-21 Relation des paramètres et le rapport entre les valeurs de v_{dep}^+ de deux cellules test	154
Tableau IV-1 Récapitulatif des valeurs utilisées pour les calculs	167
Tableau IV-2 Valeurs calculées de i_{int} et I_{int} , petite cellule.....	177
Tableau IV-3 Valeurs calculées de i_{int} et I_{int} , grande cellule.....	177
Tableau IV-4 Synthèse des simulations effectuées, grande cellule, configuration bas – haut	187
Tableau IV-5 Tailles incluses dans la comparaison.....	196
Tableau IV-6 Les constantes de dépôt $I_{de,g}$ [h^{-1}] obtenues par simulation lagrangienne	197
Tableau IV-7 Les taux de renouvellement d'air « réels » obtenus selon le nombre de particules sorties.....	198
Tableau IV-8 Comparaison des valeurs de I_{de} mesurées et calculées	199

Tableau IV-9 Valeurs de I_{de} , méthode eulérienne, [h⁻¹] 206

Tableau IV-10 Valeurs de constante de dépôt [h⁻¹], comparaison de trois méthodes différentes
..... 207

CONTRIBUTION EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE A L'ETUDE DU DEPOT DES PARTICULES FINES DANS LES CAVITES VENTILEES

Résumé : Notre contribution à l'étude des polluants particulaires apporte un complément à la fois expérimental et numérique à la connaissance existante sur la qualité de l'air intérieur dans les locaux ventilés. Dans un premier temps, nous avons réalisé un état de l'art des études existantes sur la dispersion et le dépôt des particules fines dans les cavités ventilées. Notre contribution expérimentale a été dédiée à la réalisation d'expérimentations sur le dépôt des particules dans deux cellules de rapport d'échelle 1 à 4. Nos travaux mettent en évidence la dispersion des résultats issus de la bibliographie et la difficulté de comparer des résultats issus de cellules de tailles différentes. Dans chaque cas nous avons étudié le dépôt, en fonction à la fois de la configuration de ventilation et du taux de renouvellement d'air. Au cours d'une analyse numérique plus détaillée, nous avons déterminé d'abord le mouvement de la phase fluide puis la dispersion et le dépôt des particules fines dans des cavités ventilées. Dans un premier temps, nous avons utilisé une méthode lagrangienne développée au laboratoire où nous avons intégré les effets de la diffusion brownienne, mais cette approche devient rapidement trop onéreuse et donc inopérante pour des particules de taille inférieure à 0,5 micromètres. C'est pour cette raison que nous avons testé par la suite une approche eulérienne qui paraît mieux adaptée pour les particules submicroniques. En effet, la comparaison des valeurs calculées avec celles mesurées dans les mêmes configurations souligne les bonnes performances de la méthode eulérienne pour cette taille de particule.

Mots clés : qualité de l'air intérieur, particule, dépôt, modélisation, eulérien, lagrangien, ventilation.

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL CONTRIBUTION TO FINE PARTICLE DEPOSITION STUDY IN VENTILATED CAVITIES

Abstract: Our contribution to particle pollution studies brings at the same time an experimental and a numerical complement to the existing knowledge on indoor air quality in buildings. At the beginning we made a state of art of previous studies on fine particle dispersion and deposition in ventilated cavities. Our experimental studies were dedicated to carrying out measurements on particle deposition in two test chambers in 1 to 4 size scale relation. Our contribution highlighted the dispersion of bibliographic results and the comparison difficulty between results coming from different scale chambers. In each case, we studied simultaneously the particle deposition in function of ventilation strategy and of air change rate. During a more detailed numerical analysis, first we determined the fluid flow pattern and then particle dispersion and deposition in the ventilated cavity. At the beginning we used a Lagrangian numerical code developed in our laboratory where we integrated Brownian diffusion effects, but this approach becomes rapidly too expensive thus ineffective for simulations concerning particles smaller than 0.5 μm diameter. For this reason we tested an Eulerian approach which seemed to be more adapted for submicron sized particles. In fact, the calculated values in comparison with measured ones prove a better performance of the Eulerian method for this particle size interval.

Key words: indoor air quality, particle deposition, numerical modelling, Eulerian, Lagrangian, ventilation.