

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE HASSIBA BENBOUALI - CHLEF



Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur
Département De Mécanique

Spécialité : MECANIQUE
Option : ENERGETIQUE

MEMOIRE PRESENTE POUR L'OBTENTION
DU DEPLOME DE MAGISTER

THEME

Caractéristiques et modèles de dispersions des sources ponctuelles de la pollution industrielle
«Application aux émissions d'origine automobiles»

PAR : BENZEKHROUFA AISSA

Membres du jury:

BETTAHAR Ahmed	Professeur	U.H.B. Chlef	Président
AZZI Abbès	Professeur	U.S.T.M.B. Oran	Examineur
ZAHLOUL Hamou	M.C./A	U.H.B. Chlef	Examineur
ABIDAT Miloud	Professeur	U.S.T.M.B Oran	Directeur de mémoire
BORDJANE Mustapha	M.A./A	U.S.T.M.B Oran	Co-directeur

Soutenu le 06 Décembre 2009

Remerciements

Je remercie vivement Monsieur **Abidat Miloud**, Professeur et Directeur du Laboratoire de Mécanique Appliquée LMA à l'Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf d'Oran de m'avoir accueilli et encadré et pour sa disponibilité sans limites, sa patience et ces idées toujours constructives. Encore mille mercis et qu'il trouve ici l'expression de ma profonde estime.

Je remercie également Monsieur Bordjane Mustapha Chargé de cours à l'Université de Mohammed Boudiaf d'Oran d'avoir co-encadré ce travail et m'avoir fait partager son savoir.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A. Bettahar pour avoir accepté d'évaluer ce travail, et qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements.

Mes vifs remerciements vont aussi à Monsieur le Docteur H.ZAHLOUL qui a accepté d'examiner ce travail, qu'il trouve ici ma respectueuse reconnaissance.

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur A.AZZI qui a également accepté d'examiner et d'apporter ses critiques à ce travail.

Je témoigne de ma profonde reconnaissance à Monsieur le Docteur M. Mendas pour aider à réaliser ce mémoire. Je le remercie sincèrement.

Je tiens également à remercier Monsieur M. Berriache chargé de cours à l'université de Hassiba Ben Bouali Chlef pour ces conseils avisés et son aide sans bornes.

Je remercie aussi celles et ceux qui m'ont soutenu moralement pendant la réalisation de ce travail, et qui ont eu la patience de me supporter : mes parents, ma femme, mes enfants, et mes collègues d'études. Et bien particulièrement mes amis M. Hicham et R. Fares avec qui j'ai eu la chance de partager de bons moments.

Abstract :

The purpose of this work is to study numerically the characteristics of the dispersion of a plume of exhaust fumes of two vehicles of petrol engine with and without catalyst. The CFX 10.0 software, with the model of turbulent viscosity (K- ϵ), was used to simulate the concentrations of polluting gases. The obtained numerical results were compared with those obtained in experiments, found in the literature, for two engines turning to the stop in an isolated environment under stable climatic conditions. A good agreement of the results was noticed. This numerical simulation made it possible to note that the concentrations of the pollutants decrease exponentially in all the directions. Different values from concentration were found and which are important at the exit of the tailpipe but they decrease quickly in the three considered directions. With the numerical model and for other conditions, the dispersion of the pollutants is increased with the ambient air velocity and very influenced by the incidence angle of gases. However, a 30° angle allows a good dispersion of the pollutants. A transverse flow of the ambient air leads to a significant dispersion and a deviation of the plume in the same direction of the wind.

Key words: *Contaminant, Pollutant, Dispersion, Concentration, Automobile exhaust, CFD.CFX.*

Résumé:

Le but de ce travail est d'étudier numériquement les caractéristiques de la dispersion d'un panache des gaz d'échappement de deux véhicules de moteur à essence avec et sans catalyseur. Le code de calcul CFX10.0, avec le modèle de viscosité turbulente (k- ϵ), a été utilisé pour simuler les concentrations des gaz polluants (NO_x, CO, HC). Les résultats numériques obtenus ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement, trouvés dans la littérature, pour deux moteurs tournant à l'arrêt dans un environnement isolé sous conditions climatiques stables. Une bonne concordance des résultats a été remarquée. Cette simulation numérique a permis de constater que les concentrations des polluants diminuent exponentiellement dans toutes les directions. Différentes valeurs des concentrations ont été trouvées et qui sont importantes à la sortie du tuyau d'échappement, mais elles diminuent rapidement dans les trois directions considérées. Avec le même modèle numérique et pour d'autres conditions, la dispersion des polluants se trouve augmentée avec la vitesse de l'air ambiant et très influencée par l'angle d'incidence des gaz. Toutefois, un angle de 30° permet une bonne dispersion des polluants. Un écoulement transversal de l'air ambiant conduit à une dispersion significative et une déviation du panache dans la même direction du vent.

MOTS-CLES: *Contaminant, Polluant, Dispersion, Concentration, Echappement automobile, CFD.CFX.*

SOMMAIRE

Remerciement	i
Résumé	ii
Nomenclature	iii
Sommaire	iv
Introduction générale	1
Chapitre I : Etude bibliographique.	
I-1. Introduction	3
I-2. Gaz d'échappement et les effets sur la santé humaine	3
I-3. Effets du pot catalytique	4
I-4. Travaux réalisés	4
Chapitre II : Modèles mathématiques de la pollution des automobiles.	
II-1. Introduction	12
II-2. La Turbulence	13
II-3. Effet de la turbulence sur les équations instantanées de Navier-Stokes	14
II-3-1. Equations du modèle	15
II-3-1-1. Equation de continuité	15
II-3-1.2. Equations de quantité de mouvement	15
II-3-1-3. Conservation d'énergie	16
II.3.1. 4. L'équation de conservation du contaminant	17
II.4. Modélisation de la turbulence	17
II.4.1- Hypothèses simplificatrices	17
II.4.2-Approximation de Boussinesq	18
II.4.3- Simplification du système d'équations différentielles	19
II.5. Fermeture du système d'équations de bilan	21
II.5.1. Modèles de turbulence	21
II.5.1.1. Modèles à zéro équation	22
II.5.1.2. Modèles à une équation	24
II.5.1.3. Modèles à deux équations (Modèle K- ϵ)	25
II.5.1.4-Modélisation de l'écoulement près des parois	26
II.5.1.5- Fermeture du système avec le modèle K- ϵ	27

II.6. Modélisation de la dispersion de la pollution industrielle	27
II.6.1- Modèles tridimensionnels	28
II.6.2- Modèles bidimensionnels	28
II.6.3- Modèles unidimensionnels	29
II.7- Equation générale de conservation	30
II.8- Conclusion	
Chapitre III : Procédure de la Simulation Numérique.	31
III.1. Introduction	31
III.2. Méthode des volumes finis	33
III.3. Discrétisation	34
III.3.1.Discrétisation spatiale	34
III.3.2. Discrétisation des équations gouvernantes	40
III.4.Schémas de Discrétisation	40
III.4.1. Schémas numérique Upwind en avant	47
III.5.Description du logiciel ANSYS CFD.ICEM et ANSYS CFD.CFX	47
III.5.1.Introduction	47
III.5.2.ANSYS CFD.ICEM	48
III.5.3.ANSYS CFD.CFX	52
III.6. Création de la géométrie	54
III.7. Génération du Maillage	55
III.7.1. Validation du Maillage	56
III.8.Expérience et données	58
III.9. Conditions initiales et conditions aux limites	60
III.10. Conclusion	
Chapitre IV : Résultats et discussion	61
V.1. Discussion graphique et Interprétation	
Chapitre V : Conclusions générales et perspectives	78
Références Bibliographiques	

Nomenclature

C	: Concentration du polluant	$kg\ m^{-3}$
D	: Coefficient de dispersion	(m^2/s)
D_x	: Coefficient de dispersion Longitudinale	(m^2/s)
D_y	: Coefficient de dispersion Latérale	(m^2/s)
D_z	: Coefficient de dispersion verticale	(m^2/s)
C_v	: Coefficient de frottement	/
C_p	: Chaleur massique à pression constante	$JKg^{-1}K^{-1}$
C_F	: Coefficient de perte de charge non linéaire	/
C_μ	: Coefficient caractéristique de la turbulence	/
F	: Force par unité de volume	Nm^{-3}
g	: Accélération de pesanteur	ms^{-2}
C_D	: Coefficient caractéristique de la turbulence	/
$C_{\varepsilon 1}$: Coefficient caractéristique de la turbulence	/
$C_{\varepsilon 2}$: Coefficient caractéristique de la turbulence	/
K_T	: Coefficient de diffusion thermique	
K_p	: Coefficient de diffusion de pression	
h_c	: Coefficient d'échange par convection	$Wm^{-2}K^{-1}$
K	: Perméabilité intrinsèque d'un milieu poreux	m^2
k	: Energie cinétique turbulente	m^2s^{-2}
L	: Longueur caractéristique de la surface	m
P	: Pression	Nm^{-2}
P_i	: Pression partielle	Nm^{-2}
P^*	: Pression instantanée	$N\ m^2$
q	: Flux de chaleur	Wm^{-2}
S	: Surface	m^2
S_ϕ	: Terme source	S_ϕ
T	: Température	K°
t	: Temps	s
$u, v\ et\ w$: Composantes de vitesses	ms^{-1}
V	: Volume	m^3

NOMENCLATURE

$x, y \text{ et } z$: Coordonnées	m
ε	: Taux de dissipation de la turbulence	$m^2 s^{-2}$
ϕ	: Variable dépendante	
β	: Coefficient de dilatation du fluide à pression constante	K^{-1}
u', v', w'	: Fluctuations par rapport à la vitesse moyenne	ms^{-1}
$\overline{U_x}, \overline{U_y}, \overline{U_z}$: Vitesse moyenne de l'écoulement respectivement dans les trois directions	ms^{-1}
μ	: Viscosité dynamique	$m^{-1}Kg s^{-1}$
ν	: Viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
ν_t	: Viscosité cinématique turbulente	$m^2 s^{-1}$
ρ	: Masse volumique de l'air	$Kg m^{-3}$
ϕ	: Variable dépendante	
Γ	: Coefficient de diffusion	$m^2 s^{-1}$
λ	: Conductivité thermique	$Wm^{-1}K^{-1}$
σ_k	: Coefficient caractéristique de la turbulence	/
δ_{ij}	: symbole de Kronecker	$1 \text{ si } i=j, 0 \text{ si } i \neq j$
e	: Energie interne	JKg^{-1}
h	: Enthalpie totale	JKg^{-1}
s	: Entropie	JKg^{-1}
Y	: Fraction massique du polluant	
X	: Fraction molaire	
L	: Longueur caractérise l'écoulement	m
l_m	: Longueur de mélange	m

Introduction générale

La pollution atmosphérique est un phénomène qui retient l'attention de tout le monde. Le souci principal est la pureté de l'air qu'on respire, l'impact des fumées rejetées par les cheminées industrielles et par les tuyaux d'échappement des véhicules automobiles sur la santé de l'homme, la flore et la faune ainsi que les édifices dans les villes. La pollution de l'air est définie comme étant la présence d'une substance étrangère ou une variation importante de la proportion de ses constituants.

La pollution par les émissions automobiles dans le monde devient de plus en plus inquiétante particulièrement dans les grandes métropoles où on constate déjà depuis plusieurs décennies des épisodes de pollution dont les effets néfastes sur tous les êtres vivants ainsi que sur la végétation sont démontrés. La recherche du véhicule propre fait de nos jours de nombreux travaux de recherches expérimentales et numériques. La durée de vie des polluants dans l'atmosphère est très variable et dépend de leurs propriétés physico-chimiques. Les espèces polluants à courte durée de vie (quelques minutes à quelques heures) engendrent essentiellement des pollutions à l'échelle locale, mais les polluants dont la durée de vie est supérieure sont dispersés sur des longues distances et engendrent des pollutions à l'échelle régionale, voir planétaire (cas des gaz à effet de serre).

Un polluant peut être une molécule gazeuse ou une particule ayant pour origine naturelle comme les cendres rejetée par les éruptions volcaniques ou une émission artificielle comme les gaz d'échappement des véhicules. Le cycle de vie d'un polluant est généralement de type "émission-transport, dispersion -déposition". Les émissions désignent les rejets de polluant dans l'atmosphère, les polluants émis sont appelés polluants primaires, durant leur présence dans l'atmosphère, certains sont transformés en polluants secondaires essentiellement par réaction chimique sous l'action de l'humidité et du rayonnement solaire. Les polluants sont transportés par le vent et leur dispersion dans l'atmosphère est donc induite par la turbulence liée au vent.

Le temps de présence dans l'atmosphère dépend de la nature du polluant mais surtout des conditions météorologiques qui favoriseront plus ou moins d'une part le transport loin du point d'émission, et d'autre part la dispersion dans un plus grand volume d'air (influence de la stratification thermique). Pour une même quantité de polluant émis, la concentration dans l'air de ce polluant sera d'autant plus faible que la dispersion aura été plus efficace, c'est à dire aura

mélangé le polluant dans un plus grand volume d'air. La plupart des polluants qu'ils soient primaires ou secondaires finissent par retomber au sol, c'est la déposition atmosphérique.

L'objectif principal consiste à réduire les émissions polluantes en améliorant la combustion dans les moteurs ou machines thermiques et en utilisant un carburant moins polluant.

Le but de ce travail, consiste à simuler numériquement à l'aide du code CFD.CFX la dispersion des polluants émis par les moteurs de deux types de véhicule (avec et sans catalyseur).

Pour mener ce travail à bien, la démarche suivie a été divisée en quatre chapitres comme suit :

Le premier chapitre de ce manuscrit est une étude bibliographique présentant des travaux déjà réalisés dans ce domaine, ce chapitre est consacré aussi à la sensibilisation sur le phénomène de la pollution industrielle et surtout de la pollution d'origine automobile et les effets nuisibles sur les régions agglomérées proches de la route.

Le deuxième chapitre est consacré aux formulations mathématiques permettant la modélisation de la dispersion des polluants, cela inclut aussi les équations moyennées de Reynolds sous leurs formes tridimensionnelles afin de déterminer l'écoulement moyen et les concentrations des gaz polluants.

Un troisième chapitre présente les différentes étapes de la simulation numérique de l'écoulement d'un panache de source d'échappement d'un véhicule en utilisant le logiciel de calcul ANSYS CFX. Une modélisation numérique de la dispersion des polluants émis par les tuyaux d'échappement des véhicules. Les constituants étudiés sont le NO_x, CO, HC. Où leurs concentrations sont déterminées selon la position par rapport à la sortie des gaz. Les résultats numériques ont été validés par des résultats expérimentaux tirés à partir de la littérature spécialisée.

Dans le quatrième chapitre, on discute les résultats numériques obtenus et comparés avec aux données expérimentales disponibles en vue d'une validation numérique de notre modèle proposé.

Nous clôturons ce mémoire par une conclusion tirée sur la lumière des résultats numériques obtenus.

I-1.Introduction:

Les émissions provenant des moteurs des véhicules constituent la source principale de la pollution de l'air dans la majorité des cités urbaines. La dispersion des polluants dépend fortement des conditions météorologiques locales [1].

A l'échelle de la ville, l'augmentation de la turbulence et la diminution de la stabilité de la couche limite au dessus des zones urbaines ont comme conséquence de modifier la dispersion des polluants d'origine automobile et trafic routier. L'une des caractéristiques importantes de l'écoulement turbulent est sa capacité à transporter et à mélanger les polluants beaucoup plus efficacement qu'un écoulement laminaire.

I-2. Gaz d'échappement et les effets sur la santé humaine:

L'essence et le diesel sont des mélanges complexes formés par des molécules spéciales pour optimiser la performance des moteurs. Certaines substances, qu'elles soient naturellement présentes ou ajoutées dans le carburant ou produites, quand elles se consomment, peuvent avoir un impact néfaste sur la santé et l'environnement. Ces substances sont:

- **Les oxydes d'azote NO_x** : sont produits lorsque les véhicules brûlent l'azote présent dans l'air et les composés azotés qui se trouvent dans les combustibles fossiles. Les oxydes irritent les voies respiratoires, en particulier les poumons [2].

-**Le monoxyde de carbone CO**: est produit par la combustion incomplète de l'essence et du diesel. Il est toujours présent dans les gaz d'échappement, mais le moteur de véhicule en produira d'avantage s'il est mal entretenu. Le monoxyde de carbone diminue la capacité du sang de transporter l'oxygène [2].

-**Les composantes organiques volatiles (COV)** : est une vaste famille de composés contenant du carbone qui s'évaporent facilement. Les gaz d'échappement des véhicules contiennent plusieurs COV. Certains d'entre eux, comme le benzène et le 1,3 - butadiène, peuvent causer le cancer. Toutefois, aux concentrations que l'on retrouve actuellement dans l'environnement, le risque est minime [2].

-**Les particules fines en suspension** : Notées (PM) sont plus perceptibles : elles se manifestent par des fumées noires à l'échappement des véhicules. Par définition, les particules incluent tout matériau s'échappant du moteur à l'état solide ou liquide.

Ces petites particules contiennent une multitude de substances dont des métaux, des acides, du carbone de petites tailles (10 à 80 nm). D'autres espèces sont absorbées sur cette matière, telles que des hydrocarbures polycycliques issus du carburant ou de l'huile de lubrification, de l'eau et des sulfates. Certaines particules sont émises dans les gaz d'échappement des véhicules tandis que d'autres sont formées dans l'atmosphère par des réactions chimiques entre les polluants émis dans les gaz d'échappement. Les particules fines aggravent les symptômes des personnes atteintes des maladies respiratoires (allergies, asthme, cancer du poumon) et cardiovasculaires [2].

I-3. Effet du pot catalytique:

Les constructeurs utilisent deux types de pots catalytiques construits tous deux à partir d'une coquille d'acier inoxydable. Le type le plus ancien, le catalyseur à oxydation totale, contenant des éléments monolithiques de céramique. Les deux étaient recouverts d'agent catalytique, un mélange de palladium et de platine. Il agit principalement sur le monoxyde de carbone (CO) et les hydrocarbures (HC) et très peu sur les oxydes d'azote (NOx). Le nouveau pot trifonctionnel contient deux éléments monolithiques de céramique, l'un recouvert d'une substance catalytique contenant du platine et du rhodium. Ce pot contrôle le CO et les HC et réduit fortement les NOX [14]. Le pot catalytique est incontournable depuis 1^{er} janvier 1993. Il se présente sous la forme d'un monolithique en céramique percé de fins canaux parallèles. Un pot catalytique pour automobile fonctionne en deux principes : L'oxydation, la réduction. Les matériaux utilisés sont le platine qui accélère l'oxydation des HC et du CO, et le rhodium qui réduit les NOX. Le fonctionnement du pot catalytique commence à partir de 250°C et le fonctionnement normal requière 400° à 800°C.

I-4. Travaux réalisés :

Plusieurs études expérimentales et numériques ont été faites dont le but été de simuler la dispersion et l'émission des polluants. Parmi les premières études dans ce domaine on retrouve les travaux de **G.I. Taylor** [3] dans les quels les premières théories mathématiques de la diffusion turbulente sont établies. En particulier l'auteur a établi des relations entre la largeur du panache et l'écart-type σ_y des positions des particules du panache. Il constate que près de l'émission, le nuage des polluants se disperse proportionnellement à t (croissance linéaire) et loin de l'émission la croissance est proportionnelle à la racine carrée du temps ($t^{1/2}$).

Batchelor [4] a étendu l'approche précédente à un champ turbulent non isotrope et a établi une relation théorique entre le coefficient de diffusion et la variance des déplacements suivant les trois directions.

Soit $c(y,t)$ la concentration locale d'un champ de particules dans un écoulement turbulent, l'équation de bilan local permet d'écrire l'équation de conservation de la masse des particules:

$$\frac{dc(y,t)}{dt} = \nabla[(K_c + D_c) \cdot \nabla c(y,t)]$$

Où D_c est le coefficient de diffusion moléculaire des particules c .

K_c est le coefficient turbulente.

Z. Ning et coll [5] ont étudiés expérimentalement et numériquement les caractéristiques de dispersion d'un panache d'échappement d'un véhicule en condition d'arrêt dans un environnement simplifié.

Les gaz et les concentrations particulières dans le panache d'échappement de trois moteurs de véhicules au repos sont mesurés dans un environnement isolé sous conditions climatiques stables. Malgré la différence des concentrations initiales les polluants diminuent exponentiellement dans trois directions. Le code CFD `phonics 3.3`, avec un modèle de viscosité turbulente ($k-\epsilon$) a été utilisé pour la simulation numérique.

Les résultats de simulation trouvés par les auteurs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux près de la source d'émission, mais la diminution aux concentrations ambiantes est très lente. Les effets de la concentration d'émission initiale, la vitesse de sortie, la direction de sortie et l'intensité de l'écoulement transversal sont investies paramétriquement.

Ils ont constaté que l'angle de sortie à une grande influence sur la dispersion du polluant d'une part et d'autre part la vitesse de sortie des gaz d'échappement peut augmenter la quantité de mouvement du jet.

J.S. Wang et coll. [6] ont développé un modèle commercial 3D basé sur les équations RANS, couplé avec le modèle de turbulence ($k-\epsilon$) en utilisant le code de calcul `Fluent` et l'approche WDFW (Wind-direction-frequency-weighted) pour simuler le processus de dispersion initiale des distributions de monoxyde carbone (CO) à partir des tuyaux d'échappement. Le modèle numérique développé est validé ensuite par la comparaison des concentrations calculées de (CO) avec celles mesurées en situations représentant le comportement réel de véhicule en route (arrêt pendant le stop de feu rouge, démarrage et marche pendant le changement de feu rouge en feu vert).

Cette étude montre que le processus de dispersion dans la région proche, pour la concentration relative de CO (10 à 100%) été moins influencée par la vitesse du vent de milieu ambiant que la vitesse de sortie des gaz d'échappement de véhicule, mais l'influence est réciproque dans la région lointaine à partir de 0 à 10%.

Il est claire que l'effet de la vitesse des gaz d'échappement sur le processus de dispersion est plus prononcé que l'influence de la vitesse du vent de milieu ambiant dans la zone proche de sortie de tuyaux d'échappement, bien que l'effet de la vitesse du vent de milieu ambiant montre graduellement un rôle significatif sur le processus de dispersion le long de l'axe d'écoulement avec le développement du panache des gaz d'échappement de véhicule.

Z.Ning et coll. [7] ont étudié les émissions des composantes de gaz du pétrole liquéfié(GPL), provenant des taxis et des autres véhicules, à savoir le monoxyde de carbone (CO), hydrocarbure (HC) et l'oxyde nitrique (NOx). Une approche d'analyse régressive, basée sur les données mesurées d'émission de véhicule de GPL, à été également employée. Cette approche à permis d'estimer les facteurs d'émission de GPL en respectant les effets des vitesses instantanées du véhicule et les profils d'accélération et de décélération concernant la conduite urbaine.

Les résultats trouvés par ces auteurs prouvent que le modèle de véhicule GPL et les manières de conduite ont une forte influence sur les facteurs d'émission. Il a été démontré que le remplacement des taxis diesel par des taxis GPL permet de diminuer d'une façon efficace la pollution atmosphérique au niveau des routes urbaines, et que l'entretien approprié des vieux taxis utilisant GPL devrait être pris en compte.

J.S. Wang et coll. [8] ont analysé les caractéristiques des émissions et dispersion des gaz et des particules induites par le trafic routier urbain à Hong Kong.

Les concentrations de monoxyde de carbone CO, des particules fines, du polluant et les conditions de circulation ainsi que les conditions climatiques ont été mesurées simultanément dans trois sites urbains. Un modèle appelé (GFLSM) a été utilisé pour la prédiction des caractéristiques d'émission. Une bonne concordance a été constatée entre les valeurs mesurées et calculées de CO et PM.

Généralement, les concentrations des gaz et de polluant PM, au bord de la route, diminuent en fonction de la distance entre la route et la position des sites urbains voisins.

A l'échelle nationale, **R. Kerbachi et coll. [9]** ont présenté dans leur article, les résultats de mesure des NO_x, Ozone, particules et hydrocarbures HC dans l'air à la capitale Alger.

Ces résultats ont été recueillis à partir des données de l'organisation nationale des statistiques (ONS) sur une année entre le mois d'août 1996 au mois d'août 1997. Ils ont établi un profil journalier moyen du centre ville présenté sur la figure (I-1). Ce profil moyen reflète l'ampleur et l'évolution des émissions issues du trafic routier de la majorité des artères algéroises. La figure (I-1) montre aussi que le NO donne 3 pics importants en fonction de l'horaire.

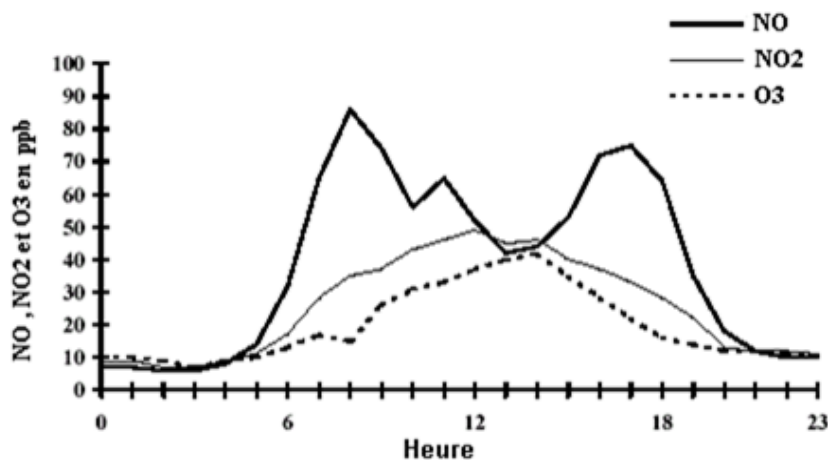


Figure I.1 : Cycle journalier moyen du NO, NO₂ et O₃ à Alger [9]

Ces pics sont liés étroitement à l'intensification du trafic routier. Durant les heures de pointes (8, 11 et 17 heures), la teneur en NO reste inférieure à 100 ppb.

Dans le profil du NO₂, les fluctuations horaires sont moins marquées et ses maxima des concentrations, sont moins accentués que dans le cas du NO. Par ailleurs, le rapport [NO₂] / [NO] est en général inférieur à 1 et en moyenne la teneur maximale en NO₂ est de l'ordre de 50 ppb.

Une autre étude faite aussi à Alger par **D. Kessali, et coll. [10]** sur la variation du facteur d'émissions de monoxyde de carbone CO en fonction de la vitesse des véhicules. Une vitesse d'environ 70 km/h donne une émission minimale de CO figure (I-2).

Pour les faibles vitesses de circulation, des émissions importantes de CO ont été constatées. Ce constat est attribué, par les auteurs, à la mauvaise combustion et au régime de fonctionnement (départ à froid ou à chaud, ralenti, accéléré, croisière, etc.).

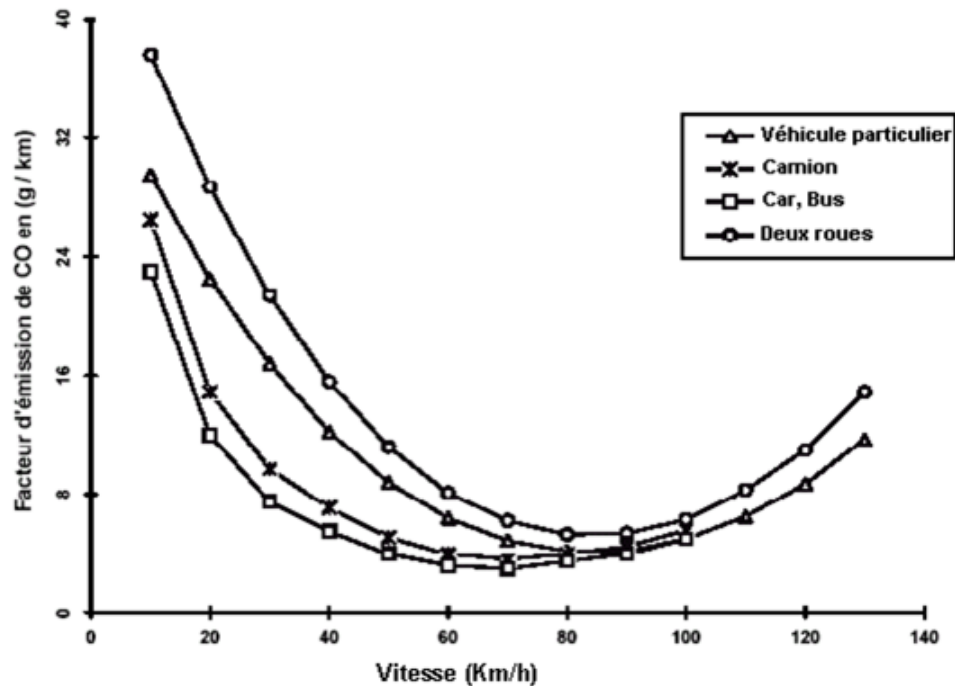


Figure I.2 : Facteurs d'émission de CO des véhicules sans catalyseur [10]

Dans le but d'investiguer la qualité des fumés émissent par les véhicules, **C.H. Cheng et coll. [11]** ont expérimenté un moteur diesel par l'injection du méthanol dans chaque cylindre. Trois mélanges (10%, 20% et 30%) de méthanol ont été utilisés. Les résultats obtenus montrent une faible influence sur les émissions de CO₂, NO_x et d'O₂ en fonction du mélange. Malgré que les émissions de NO₂, HC et CO augmentent, l'opacité des fumés a été largement diminuée. Ceci montre que l'ajout de ce gaz contribue à une bonne dispersion des gaz d'échappement.

L'examen des particules en suspension conduit par **M. Bougherdaoui et coll. [12]** dans le cadre de l'analyse de la qualité de l'air à Alger, les prélèvements ont été effectués en moyenne une fois tous les trois jours pendant 7 mois répartis sur l'année 1999 et 2000. L'évolution temporelle des teneurs en PM-10 ainsi mesurées sont illustrées sur la figure (I-3).

Les teneurs journalières varient de 27,2 à 136,1 $\mu\text{g}/\text{m}^3$. Cette large fourchette de variation est due, d'une part aux variations dans l'intensité du trafic routier, et d'autre part aux influences météorologiques. La teneur moyenne s'élève à 74,8 et dans 78% des cas, la teneur journalière est supérieure à 50 $\mu\text{g}/\text{m}^3$.

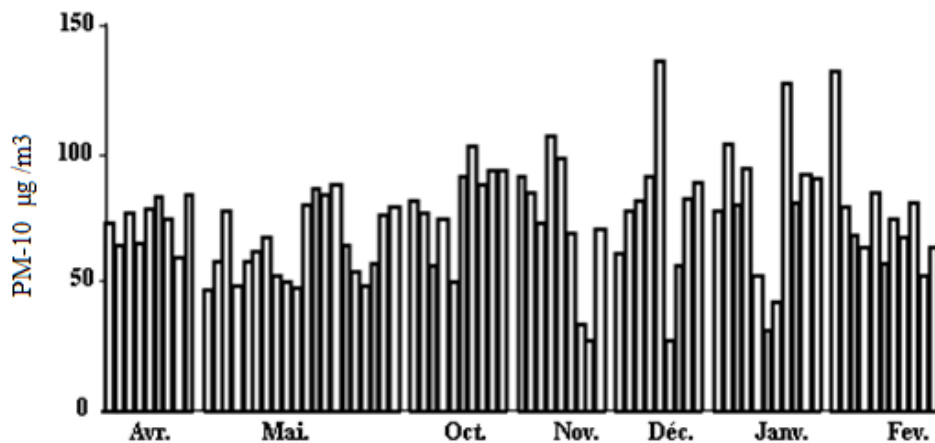


Figure I.3 : Variation journalière des PM-10 émis par les véhicules en site de proximité à Alger [12]

Les teneurs les plus basses correspondent généralement à des journées de vent fort de direction sud-est opposée à la brise de mer. Globalement, ils ont constaté qu'en ce site fortement influencé par les émissions du trafic routier, la pollution par les PM-10 est très excessive.

La dispersion longitudinale résulte essentiellement de l'effet de la vitesse du vent suivant l'axe oy, par conséquent le coefficient de dispersion longitudinale peut être obtenu à partir de la distribution des champs de vitesses du vent suivant l'axe ox.

Une approche a été développée par **P.A.Taylor** [13], la formule correspondante est obtenue en se basant sur un profil vertical des vitesses :

$$D_L = 10,1 R U^* \quad (1.1)$$

Avec :

- D_L : Coefficient de dispersion longitudinale (m^2/s) ;
- R : Rayon de tube (m) ;
- U^* : Vitesse de cisaillement (m/s).

A partir de la formule de Taylor, la modélisation des coefficients de dispersion longitudinale s'est orientée vers la prise en compte du profil latéral des vitesses.

Batchelor [4] développe ainsi une formule intégrale pour estimer D_L de la manière suivante:

$$D_L = -\frac{1}{A} \int_0^W bu' \int_0^y \frac{1}{Eb} \int_0^y bu' dy dy dy \quad (1.2)$$

Avec :

- A : surface de la section du cours d'eau (m²) ;
- W : Largeur (m) ;
- b : fonction de y ;
- y : coordonnée cartésienne dans la direction latérale ;
- u' : Déviation par rapport à la vitesse moyenne ;
- E : coefficient de dispersion latérale ($E = 1,15 H U^*$) (m²/s).

Les émissions au cours de marche en ralenti sont considérées par **Tong et coll. [14]** plus nocives parce que les polluants ne peuvent pas être dispersés par le sillage créé par un véhicule mobile. Un cas spécifique du véhicule à l'arrêt où le véhicule est bloqué sur la rue avec le moteur en marche. En raison de la mauvaise combustion conditionnée par l'état d'arrêt et la faible dispersion des émissions dans tels conditions d'immobilité, la concentration en polluant sera élevée autour du véhicule, ce qui constitue une menace aux passagers, ceux qui attendent les véhicules ainsi que les habitants.

À Hong- Kong, dû à la proximité étroite du trafic des piétons et des magasins des deux côtés de la route, le gouvernement a incité les conducteurs de véhicule à arrêter le moteur lors de l'attente. L'impact significatif d'un tel mode de marche sur la pollution environnementale, a été rarement étudié. Un grand nombre d'études expérimentales a été réalisés sur la dispersion des polluants émis par des moteurs de véhicules qui circulent dans les villes. Cependant, la plupart d'entre eux ont été effectuée dans des souffleries. Qui ont été effectuées pour évaluer la dispersion sous l'influence du vent, de la vitesse du véhicule et des structures de voisinage. Des mesures au bord de routes avaient comme objectif l'examen des concentrations de polluant aux divers endroits, tels que des routes dans des secteurs résidentiels et des centres ville.

Dans l'article de **Knapp et coll. [15]** des résultats expérimentaux ont été employés pour mettre à jour des facteurs d'émission pour des modèles de dispersion et pour évaluer pour l'influence des émissions automobiles dans différents endroits. Cependant, aucune de ces dernières n'est spécifiquement concernée par le fonctionnement à l'arrêt des véhicules. Il y a eu également

beaucoup d'études numériques sur la dispersion du panache d'échappement, tenant compte du sillage produit par le mouvement du véhicule.

Chan et coll. [16] ont effectué la simulation de la dispersion des oxydes d'azote d'un véhicule en mode marche-arrêt, l'étude est validée par des résultats limités d'oxydes d'azote obtenus dans des conditions comparables. Cependant, leur étude a été concentrée sur le développement d'un modèle numérique pour simuler le procédé initial de dispersion avec accès sur les oxydes d'azote. Les auteurs ont étudié expérimentalement et numériquement la dispersion des polluants émis d'un véhicule qui marche au ralenti avec des conditions idéalisées et simplifiées. Des expériences ont été effectuées sur les émissions de véhicule isolé de l'influence du vent, des véhicules au voisinage et des structures d'entourage.

En dépit de ces conditions non réalistes, qui répondent aux exigences de l'étude paramétrique, elles fournissent les premiers résultats pour des futures perspectives. Dans la partie expérimentale, les concentrations en polluant dans la région proche du champ du panache d'échappement de trois véhicules ont été mesurées, analysées et comparées. Les résultats expérimentaux ont été également employés pour valider le modèle numérique et d'examiner ces performances.

Kim et coll. [17] ont passé en revue différentes catégories de modèles disponibles pour modéliser les variations de concentration de dispersion dans un panache. En général, ces modèles incluent les modèles Gaussiens empiriques. **Kim et coll. [17]** ont appliqué le CODE FLUENT pour prévoir la variation des polluants à l'intérieur d'un panache turbulent, en utilisant le modèle de turbulence k- ϵ . Leur travail a montré les avantages d'usage du CFD modélisant des applications où les corrélations de dispersion ne sont pas exigées a priori, les coefficients de dispersion sont calculés avec précision en résolvant les équations de mouvement, de turbulence, de l'énergie et de dissipation.

Chan et coll. [18] ont également appliqué le même code pour valider un modèle bidimensionnel de dispersion de polluant dans une gorge (col) d'isolement de rue en utilisant une série de modèles de groupe de renormalisation (RNG) standards et de modèles de turbulence (k- ϵ) réalisables. Dans cette étude, le code PHOENICS 3.3 de CFD a été employé

prévoir la variation des concentrations de polluant à l'intérieur du panache d'échappement, en utilisant le modèle de turbulence k- ϵ et pour analyser l'effet de divers paramètres, y compris la concentration d'émission, la vitesse de sortie d'échappement, la direction de tuyère et la vitesse initiales du vent latéral sur la dispersion des polluants.

II-1-Introduction

Généralement un modèle mathématique de la pollution d'origine automobile consiste en un ensemble d'équations différentielles régissant quantitativement un système ou un phénomène donné.

Le modèle mathématique considéré, dans le cas de la dispersion des polluants est celui basé sur les lois fondamentales de la physique, de la mécanique des fluides et de transfert thermique en particulier.

Souvent, on peut même supposer des hypothèses pour la construction de ces modèles.

Certaines de ces hypothèses, sont déjà justifiées complètement et rigoureusement grâce aux progrès scientifiques tandis que certaines autres sont utilisées dont l'objectif est de rendre le problème résolvable.

Tous les écoulements rencontrés en pratique deviennent instables à partir d'un certain nombre de

Reynolds:
$$R_e = \frac{UD}{\nu}$$

Où:

- U et D sont la vitesse et le diamètre caractéristiques de l'écoulement du polluant.
- ν est la viscosité cinématique moléculaire du polluant.

Aux faibles nombre de Reynolds, l'écoulement est laminaire tandis qu'à des nombres de Reynolds élevés, les écoulements deviennent turbulents.

Un état chaotique se développe où la vitesse et la pression fluctuent continuellement dans une partie du domaine de l'écoulement.

En régime d'écoulement laminaire (faible nombre de Reynolds), les écoulements sont complètement décrits par les équations de continuité, de Navier-Stokes, de l'énergie et d'état du fluide. Dans certains cas de configurations géométriques simples, ces équations peuvent être résolues analytiquement.

Les études des écoulements des polluants atmosphériques obéissent aussi aux lois de la mécanique des fluides et de la thermodynamique, nous cherchons avant tout à expliquer les phénomènes observés.

Nous considérons que l'influence de tel ou tel facteur est plus ou moins importante, Il s'ensuit une série d'hypothèses simplificatrices aboutissant à une représentation pour laquelle le calcul numérique est possible.

La dispersion du polluant, à l'échelle atmosphérique, est une représentation physique plus ou moins simplifiée du phénomène étudié, pouvant donner prise au calcul et à partir de laquelle des expériences peuvent être conduites. En mécanique des fluides, en supposant que le fluide est un milieu continu, on peut utiliser les lois classiques de conservation, à savoir :

- Conservation de masse ;
- Conservation de la quantité de mouvement ;
- Conservation d'énergie;

- L'équation de contaminant.

Résoudre complètement un problème de la dispersion revient à déterminer en tout point du domaine d'étude et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide étudié ici, (Nox, CO, CH) soit:

- La concentration ;
- Le champ de vitesse ;
- La pression ;
- La température.

Dans ce chapitre, nous présentons les équations qui régissent le phénomène de la dispersion d'un polluant d'origine automobile en régime turbulent urbaine, nous nous intéressons aux équations de bilan régissant le mouvement moyen du fluide et aux conséquences de la turbulence sur la résolution de ces équations. Donc on aboutit à un système d'équations différentielles.

Pour résoudre toutes les équations considérées, il est nécessaire de spécifier les conditions initiales et les conditions aux limites de toutes les frontières du domaine de calcul d'écoulement. Dans des cas plus complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide des techniques de CFD (Computational Fluid Dynamics) comme la méthode des volumes finis.

II.2-La turbulence

Le nombre de Reynolds d'un écoulement donne une mesure de l'importance relative des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il a été observé expérimentalement que pour des conditions aux limites stationnaires, l'écoulement est stationnaire au dessous d'un nombre de Reynolds appelé Nombre de Reynolds critique (Re_{crit}). Dans notre cas le nombre de Reynolds est calculé à partir des mesures expérimentales.

$$U = 4,8 \text{ m/s}$$

$$D = 0,03 \text{ m}$$

$$\nu = 1,46 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$Re = \frac{UD}{\nu}$$

Avec :

U : vitesse du polluant ;

D : diamètre de la source du polluant ;

ν : Viscosité du gaz polluant

$$Re = \frac{UD}{\nu} = \frac{4,8 \text{ m/s} \cdot 0,03 \text{ m}}{1,46 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}} = 0,0986 \cdot 10^5 = 9860$$

$Re = 9860 > Re_{crit}$ alors le régime d'écoulement est turbulent.

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à (Re_{crit}), une série de phénomènes apparaissent et changent radicalement les caractéristiques du fluide [15]. Le mouvement des particules de fluides devient instationnaire même lorsque les conditions aux limites sont stationnaires.

Les propriétés du fluide varient alors d'une manière chaotique et aléatoire et le régime d'écoulement est appelé régime d'écoulement turbulent. Devant la grande complexité de la turbulence, on a souvent recours au traitement des problèmes par des méthodes statistiques. Ce recours au traitement statistique est justifié par la décomposition de Reynolds de propriété de l'écoulement $\phi(t)$ [15].

Chaque propriété $\phi(\rho, u, v, \text{ et } p)$ de l'écoulement est décomposée en une valeur moyenne $\bar{\phi}$ et une valeur fluctuante ϕ' de telle sorte que:

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t) \quad (2.1)$$

Pour un écoulement permanent en moyenne, la valeur $\bar{\phi}$ est égale à la moyenne temporelle prise sur une seule expérience mais sur un temps très long devant les échelles de temps de turbulence [20].

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta T} \int_0^{\Delta T} \phi(t) dt \quad (2.2)$$

Où $\bar{\phi}$ est une variable quelconque en fonction de (vitesse, pression, température...).

L'énergie cinétique turbulente spécifique associée à l'écoulement turbulent est définie comme suit :

$$k = 0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.3)$$

L'intensité de la turbulence est reliée à l'énergie cinétique turbulente et une vitesse de référence U_{ref} de la manière suivante :

$$T_u = \sqrt{\frac{2k}{3U_{ref}^2}} \quad (2.4)$$

II.3 -Effet de la turbulence sur les équations instantanées de Navier-Stokes

La simulation directe des équations de Navier-Stokes pour un écoulement turbulent pour des cas pratiques est toujours hors de portée car elle nécessite des moyens de calcul phénoménaux que le développement des ordinateurs actuels ne peut assurer.

Cependant, en ingénierie on a besoin uniquement de procédures de calcul qui puissent fournir des informations adéquates concernant les effets prépondérants de la turbulence. Les informations fournies par la connaissance des propriétés moyennes par rapport au temps sont suffisantes pour l'ingénieur.

II.3.1 - Equations du modèle

Les équations exprimant les phénomènes d'écoulements sont principalement celles de dérivées des lois physiques de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie et l'équation de conservation du contaminant. Pour plus de détail sur les différentes étapes de constitution de ces équations, il est conseillé de se référer aux travaux de H.K. Versteeg et W. Malalasekera. [20].

Dans notre étude, on suppose que le milieu est continu et isotrope et pas de source ou de puits de matière de sorte que les équations dont nous disposons sont les suivantes :

II.3.1.1 - Equation de continuité

C'est l'équation qui exprime la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'exprime mathématiquement sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho U) = 0 \quad (2.5)$$

Où ρ est la masse volumique et U est le vecteur vitesse.

Le régime d'écoulement soit permanent $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ et le fluide est incompressible l'équation (2.5) devient

$$\text{div}(\rho U) = 0 \Rightarrow \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

II.3.1.2 - Equations de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide et son mouvement et les causes qui le produisent. Où on peut indiquer que le taux de variation de quantité de mouvement contenue dans le volume de contrôle est égal à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées. Elle s'écrit sous la forme tensorielle suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \overline{u_j u_i} + p \delta_{ij} - \mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j' u_i'}) = 0 \quad (2.7)$$

Où l'on reconnaît la force d'inertie en suivant le mouvement, la force de Coriolis, le gradient de pression, la force de pesanteur, et au troisième terme le tenseur des contraintes visqueuses qui s'écrit, pour un fluide compressible Newtonien.

Où

- ρ : est la masse volumique;
- μ : est la viscosité dynamique.

L'équation de quantité de mouvement peut s'écrit suivant les trois directions :

direction x :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{u^2} + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \overline{uv} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right] \\ & + \rho g_x + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \overline{uw} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \right] + \rho g_x + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'u'}) = 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

direction y :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{uv} - \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{u'v'}) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \overline{v^2} + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] \\ & + \rho g_y + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \overline{vw} - \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) \right] + \rho g_y + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'v'}) = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

direction z :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{uw} - \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{u'w'}) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \overline{vw} - \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \right] + \rho g_z + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{v'w'}) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \overline{w^2} + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] + \rho g_z + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'^2}) = 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

II.3.1.3 -Conservation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique. Ce principe met en relation les différentes formes d'énergie, soit :

$$\frac{D}{Dt} (\rho c_p T) = \Delta(\lambda T) + q + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \mu \phi \quad (2.11)$$

Avec

- $\frac{\Delta}{\Delta t} (\rho c_p T)$: La variation totale d'énergie ;
- $\Delta(\lambda T)$: la variation d'énergie par conduction ; dans notre cas $\Delta(\lambda T) = 0$
- q : puissance volumique dissipée ;
- $\beta T \frac{Dp}{Dt}$: la variation d'énergie dues à la compressibilité ;
- $\beta T \frac{Dp}{Dt} = 0$ pour un écoulement incompressible ;
- $\mu \phi$: la dissipation irréversible dues aux frottement visqueux.

Les coefficients c_p, λ et β sont respectivement, la capacité calorifique, la conductivité thermique et le coefficient de délatation isobare du fluide.

II.3.1.4 - L'équation de conservation du contaminant

Sa forme la plus générale est la suivante :

$$\frac{d(\rho c)}{dt} + \nabla(\rho c \vec{U}) = \frac{\partial \rho c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho c U_i = -\nabla \vec{J} \quad (2.12)$$

Où ρc est la quantité transportée, \vec{J} est le flux massique du contaminant par rapport à des axes entraînés à la vitesse moyenne \vec{U} du mélange. En excluant des effets tels que l'attraction électrostatique, ce flux est la conséquence de gradients de concentration, de température, et de pression, au sein du mélange, l'expression générale de flux massique de contaminant est de la forme :

$$\vec{J} = -\rho c \left(\nabla c + \frac{k_T}{T} \nabla T + \frac{k_P}{P} \nabla P \right)$$

En notation tensorielle, l'équation de conservation du contaminant devient :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho c U_j = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\rho D \left(\frac{\partial c}{\partial x_j} + \frac{k_T}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{k_P}{P} \frac{\partial P}{\partial x_j} \right) \right] \quad (2.13)$$

Où D est le coefficient d'interdiffusion moléculaire du contaminant dans le fluide de base et K_T et K_P des coefficients caractéristiques de la thermo-diffusion et de la diffusion de pression, que l'on pourra en fait considérer comme négligeables dans les problèmes géophysiques [31].

II.4- Modélisation de la turbulence

II.4.1- Hypothèses simplificatrices

Pour construire des modèles suffisamment détaillés et précis pour l'étude de la dispersion d'un polluant, il faut parfois tenir compte d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Pour cela, on suppose que:

- Le fluide est visqueux et newtonien (la loi de comportement reliant contraintes et déformations est linéaire et isotrope) ;
- Les forces volumiques se réduisent à l'accélération de la pesanteur ;
- Le flux de dissipation visqueuse de la chaleur est négligeable : $\phi = 0$;
- Dans les applications atmosphériques, les variations de la masse volumique sont typiquement de l'ordre de 5% au maximum. Approximativement, on peut donc considérer la circulation atmosphérique comme celle d'un fluide isovolume ($\rho = \text{constante}$).
- L'hypothèse de fluide isovolume consiste à considérer le fluide comme étant à la fois incompressible ($\frac{\partial \rho}{\partial P} = 0$) et indilatable ($\frac{\partial \rho}{\partial T} = 0$), on admet usuellement l'approximation de Boussinesq qui consiste à considérer que l'air atmosphérique se comporte comme un fluide isovolume sauf en ce qui concerne les effets gravitaires ($g_x = g_y = 0$ et $g_z = -9.81 \text{ m/s}^2$).

II-4-2-Approximation de Boussinesq

Pour prédire la distribution des paramètres moyens de l'écoulement, il est nécessaire de faire des hypothèses ou de trouver un moyen raisonnable pour la modélisation des contraintes de Reynolds et les termes de flux turbulents.

L'idée qui a été adoptée consiste à établir une analogie entre les contraintes visqueuses (l'agitation moléculaire) et les contraintes turbulentes de Reynolds (l'agitation turbulente). L'hypothèse d'une relation linéaire entre le tenseur des contraintes turbulentes et le tenseur des déformations moyennes est adoptée dans le cas d'un fluide incompressible (relation de Boussinesq). [32]

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i \cdot u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (2.14)$$

Tous les termes du deuxième membre de cette équation sont connus sauf la viscosité dynamique turbulent μ_t et l'énergie cinétique turbulente k . Jusqu'à l'heure actuelle, une multitude de techniques ont été utilisées avec plus ou moins de réussite. Le code de calcul CFX-10.0 permet d'utiliser différents modèles de turbulence, parmi lesquels, on distingue deux approches différentes.

- La première approche repose sur le concept d'équilibre local pour exprimer directement la viscosité turbulente (Eddy Viscosity Turbulence Models) en fonction des paramètres connus et paramètres moyens de l'écoulement. Cette approche est connue sous la dénomination de modèle algébrique de turbulence. Une simplification de ce modèle consiste à négliger le terme de l'énergie cinétique dans l'équation (2.14) pour la simple raison que l'énergie cinétique ne peut pas être déterminée avec une grande précision à l'aide de ce modèle.

- La seconde approche qui a la prétention d'être beaucoup plus générale, consiste à évaluer la viscosité dynamique turbulente μ_t à partir des contraintes de Reynolds (Reynolds Stress Turbulence Models) $(-\rho \overline{u_i \cdot u_j})$ sont données suivant les trois directions :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & : i = j \\ 0 & : i \neq j \end{cases}$$

$$\begin{cases} i = 1, j = 1 & -\rho \overline{u^2} = \mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \rho k \\ i = 1, j = 2 & -\rho \overline{u'v'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \\ i = 1, j = 3 & -\rho \overline{u'w'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (2.15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i = 2, j = 1 \\ i = 2, j = 2 \\ i = 2, j = 3 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} -\rho \overline{u'v'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \\ -\rho \overline{v'^2} = \mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \rho k \\ -\rho \overline{v'w'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \end{array} \quad (2.16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i = 3, j = 1 \\ i = 3, j = 2 \\ i = 3, j = 3 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} -\rho \overline{u'w'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ -\rho \overline{v'w'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \\ -\rho \overline{w'^2} = \mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) - \frac{2}{3} \rho k \end{array} \quad (2.17)$$

Les méthodes qui utilisent cette technique sont appelées méthodes d'équations de transport, et se réduisent en fait aux méthodes algébriques lorsque tous les termes dans les équations de transport sont faibles. C'est à dire que l'hypothèse d'un équilibre local entre génération et destruction de l'énergie cinétique est vérifiée.

II-4-3- Simplification du système d'équations différentielles

Après introduction des hypothèses données ci-dessus, on peut considérer que les équations suivantes décrivent le phénomène de la dispersion de la pollution d'origine automobile :

❖ Equation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2.18)$$

❖ Equation de quantité de mouvement suivant x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{u^2} + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) - \frac{2}{3} \rho k \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \overline{uv} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \overline{uw} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

❖ Equation de quantité de mouvement suivant y :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{u\bar{v}} - \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \bar{v}^2 + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) - \frac{2}{3} \rho k \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \bar{v}\bar{w} - \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

❖ Equation de quantité de mouvement suivant z :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \overline{u\bar{w}} - \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] - \mu_t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \bar{v}\bar{w} - \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \right] - \mu_t \frac{\partial}{\partial y} \mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) - \rho g + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \bar{w}^2 + p - \mu \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) \right] \right) \\ \left. - \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_t \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) - \frac{2}{3} \rho k \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Après simplification les équations (2.19), (2.20) et (2.21) deviennent :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} \right) - (\mu + \mu_t) \cdot \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x \partial z} \right) = 0 \quad (2.22)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial z} \right) - (\mu + \mu_t) \cdot \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right) = 0 \quad (2.23)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial z} \right) - \rho g - (\mu + \mu_t) \cdot \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial z} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} \right) = 0 \quad (2.24)$$

❖ Equation d'énergie :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial T}{\partial z^2} \right) \quad (2.25)$$

Les équations moyennées font apparaître des termes de doubles corrélations des fluctuations. Elles proviennent de la non-linéarité des équations de bilans. Ces termes, appelés tensions de Reynolds $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$ traduisent l'effet de la turbulence sur l'évolution du mouvement moyen et rendent les systèmes d'équations ouverts en introduisant des inconnues supplémentaires.

Le nombre d'inconnues est toujours supérieur aux nombres d'équations disponibles. Il s'agit du problème de fermeture des équations, il est donc nécessaire de modéliser les inconnues supplémentaires à l'aide des lois complémentaires n'introduisant pas de nouvelles inconnues : modèle de fermetures.

II.5. Fermeture du système d'équations de bilan

Si le problème des écoulements laminaires est relativement simple à résoudre, le calcul des écoulements des fluides turbulents par les équations de Navier-Stokes et celles des tensions de Reynolds fait encore l'objet de nombreuses recherches.

Pour calculer les tensions de Reynolds, deux possibilités sont envisageables. D'une part, les doubles corrélations peuvent être calculées à partir des valeurs moyennes de l'écoulement en faisant appel au concept de viscosité turbulente. Cette première approche est chronologiquement la plus ancienne Prandtl [22]. D'autre part, on peut obtenir des équations de transport des tensions de Reynolds mais dans ces nouvelles équations, interviennent des termes de corrélations triples qu'il faut à nouveau modéliser. L'introduction d'équations de transport permet de suivre l'évolution de certaines grandeurs caractéristiques de la turbulence (énergie cinétique, dissipation,...).

On pratique le code de calcul CFX-10.0 utilise principalement les modèles suivants :

- Les modèles à zéro équation ou modèles de longueur de mélange,
- Les modèles à une équation,
- Les modèles à deux équations : Modèle $k - \varepsilon$, $k - w$, $k - \omega SST$,
- Reynolds Stress équation model (RSM),
- Large Eddy simulation (LES),

Notons que parmi tous ces modèles, on a utilisé le modèle $k - \varepsilon$, ce dernier sera donc notre outil, afin de calculer la distribution de la viscosité turbulente μ_t .

II.5.1. Modèles de turbulence

Il n'y a pas de représentation unique des contraintes de Reynolds en fonction de l'écoulement moyen et les hypothèses de fermeture utilisées en pratique sont très variées.

Les modèles de turbulence se présentent, en général, sous la forme d'un ensemble d'équations dans lesquelles apparaissent les contraintes turbulentes. Cet ensemble d'équations complète les équations dynamiques moyennes et doit permettre la résolution simultanée de toutes les équations du mouvement.

Nous nous limitons ici à des modèles de fermeture plus simples et plus usuels, qui tendent à remplacer les termes supplémentaires par des termes de diffusion.

Les modèles statistiques cherchent à déterminer un écoulement moyen, au sens de la moyenne statistique. On introduit alors une viscosité turbulente, dont le but est de modéliser l'action des fluctuations sur l'écoulement moyen.

Ils sont très utilisés pour les problèmes industriels, dans des codes de simulation d'écoulements fluides en géométries complexes utilisant les éléments finis ou les volumes finis comme schéma de discrétisation des équations. Les modèles donnent de bons résultats loin des parois [22].

II.5.1.1. Modèles à zéro équation

Pour mener à bien la résolution des équations de bilan, il convient d'évaluer la viscosité turbulente. Suivant un raisonnement inspiré de la théorie cinétique des gaz, Prandtl a proposé en 1925 [22] la formulation suivante :

$$\nu_t = l_m^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial n} \quad (2.26)$$

Où

- l_m : est la longueur de mélange ;
- n : le vecteur normal à la paroi.

Il faut alors préciser le paramètre l_m , qui dépend en général des coordonnées et caractérise l'échelle de la turbulence en un point donné Piquet, 1983 [22]. De nombreux auteurs ont établi des relations empiriques pour le calcul du paramètre l_m .

En opérant de la sorte, à l'aide des relations purement algébriques, il est difficilement envisageable de pouvoir traduire correctement et de façon "universelle" les propriétés turbulentes d'écoulements complexes (tridimensionnels, décollement ...), on fait que déplacer le problème puisque la longueur de mélange reste à déterminer à partir d'hypothèses phénoménologiques de l'écoulement. Cette modélisation n'est donc recommandable que dans le cas d'écoulements simples et bien connus Chassaing [15].

II.5.1.2. Modèles à une équation

Une approche similaire consiste à admettre que la viscosité turbulente ν_t est reliée à l'énergie cinétique turbulente k , par exemple, l'hypothèse de Prandtl-Kolmogorov k est modélisée par l'intermédiaire d'une échelle de longueur l , déterminée selon la nature de l'écoulement par Chassaing [15]

$$\nu_t = C_\mu l \sqrt{k} \quad (2.27)$$

- Où :
- C_μ : est une constante ;
 - k : est l'énergie cinétique turbulente ;
 - ν_t : est viscosité cinématique turbulente.

Cette modélisation, appelée “modèle $k-l$ ”, requiert la résolution d’une nouvelle équation de bilan, qui porte sur l’énergie cinétique turbulente. L’équation gouvernant l’énergie cinétique du champ moyen s’obtient en multipliant l’équation de quantité de mouvement moyennée dans la direction i par la composante de la vitesse moyenne \bar{u}_t .

Soit $k = \frac{\overline{(u_i')^2}}{2} l$ l’énergie cinétique moyenne, l’équation de transport s’écrit donc :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_A = \underbrace{u \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2}}_B - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u_j' u_i' u_i'} }{2} \right)}_C - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{u_j' p'}{\rho} \right)}_D - \underbrace{\overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}}_{P_t} - \underbrace{u \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)}_\varepsilon \quad (2.28)$$

Où :

- A : La variation totale de l’énergie turbulente ;
- B : Diffusion visqueuse ;
- C : Diffusion turbulente due à l’effet des fluctuations de la vitesse ;
- D : Diffusion turbulente due par l’interaction pression-vitesse ;
- P_t : Production turbulente caractérisant les échanges d’énergie par interaction avec le mouvement moyen ;
- ε : Dissipation visqueuse turbulente.

La modélisation de ces termes est nécessaire pour fermer les équations Chassaing [15].

Après arrangement et modélisation, les termes de diffusion turbulente C et D deviennent

$$C + D = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.29)$$

On a donc finalement une équation modèle la plus utilisée de la forme [22] :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_t + \varepsilon \quad (2.30)$$

Pour fermer ce modèle à une équation, on a recours à une nouvelle équation de transport portant sur le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente ε . Ce taux de dissipation est relié par l’intermédiaire de l’hypothèse de l’unicité de l’échelle des temps, à l’échelle de longueur l [15] par la manière suivante:

$$\varepsilon = C_D \frac{k^3}{l}$$

Où C_D est une constante empirique.

Pour rendre le modèle opérationnel, il faut prescrire l'échelle de longueur ainsi que les valeurs des paramètres C_μ , C_D , σ_k . On adopte pour l'échelle l les mêmes expressions que celles de la longueur de mélange. Pour ce qui est des coefficients, une représentativité convenable du modèle est généralement assurée en prenant $C_\mu = \sigma_k = 1$ et $C_D = 0.8$.

En fait, le gain en généralité est fort limité, dans la mesure où l'échelle de longueur reste toujours prescrite de façon algébrique, et qu'il est mal adapté aux écoulements complexes (extension difficile au cas tridimensionnel).

II.5.1.3. Modèles à deux équations (Modèle K- ϵ)

La détermination de la double corrélation $\overline{u_i u_j}$ ou $\overline{u_i C}$ est le principal problème rencontré dans le calcul des écoulements turbulents. Pour notre simulation en régime turbulent, on utilise le modèle $k - \epsilon$ standard à deux équations de transport développé par Launder et Spalding [26] qui est le plus utilisé et qui donne, en général, des bons résultats dans les configurations simples.

Les équations standard de l'énergie cinétique turbulente (k) et de son taux de dissipation (ϵ) sont données respectivement sous la forme :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \vec{C}) = \text{div}\left(\frac{\mu}{\sigma_k} \text{grad} k\right) + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \epsilon \quad (2.31)$$

Tel que : $\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}$: est la viscosité turbulente.

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \epsilon \vec{C}) = \text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \text{grad} \epsilon\right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.32)$$

Ces équations contiennent cinq constantes ajustables. $C_\mu, \sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}$.

Les valeurs de ces constantes seront qualifiées par la suite de "valeur standards". Elles ont été fixées, pour certaines d'entre elles par Jones et Launder [26], les constantes sont obtenues à partir des données expérimentales d'une variété de configurations d'écoulements.

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.00, \sigma_\epsilon = 1.30, C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92.$$

En conclusion de la schématisation ($k - \epsilon$), nous pourrions retenir :

- ❖ Modèle largement répondu ;
- ❖ Relative simplicité de mise en œuvre ;
- ❖ Modèle qui est généralement très utilisé dans des codes de simulation d'écoulements fluides ;
- ❖ Le plus utilisé pour les applications industrielles.

Ce type de modèle présente une amélioration quant à la qualité de la fermeture des équations de bilan. Pour notre application, ce modèle de fermeture a été choisi parce qu'il permet de réaliser un bon compromis entre son niveau de sophistication et son efficacité numérique.

Néanmoins, le modèle $(k - \varepsilon)$ permet d'étudier de façon satisfaisante un certain nombre d'écoulement. Mais n'est pas applicable qu'assez loin des parois. C'est pourquoi, il est souvent associé à une "loi de paroi" qui permet de ne pas mener la résolution des équations de bilan jusqu'à cette paroi [15].

III.5.2. Modélisation de l'écoulement près des parois

Les expériences et l'analyse mathématique ont prouvé que la région de l'écoulement près des parois peut être subdivisée en deux couches. Dans la couche la plus proche à la paroi, soi-disant, "la sous-couche visqueuse", l'écoulement est presque laminaire, et la viscosité (moléculaire) joue un rôle dominant dans le mouvement et le transfert thermique. Plus loin de la paroi, dans "la couche logarithmique", la turbulence domine le processus de mélange. En fin, il y a une région entre la sous-couche visqueuse et la couche logarithmique appelées "couche intermédiaire", où les effets de la viscosité et de la turbulence moléculaires sont d'importance égale. La figure ci-dessous (figure II.1) illustre ces subdivisions de la région de l'écoulement près des parois [35]

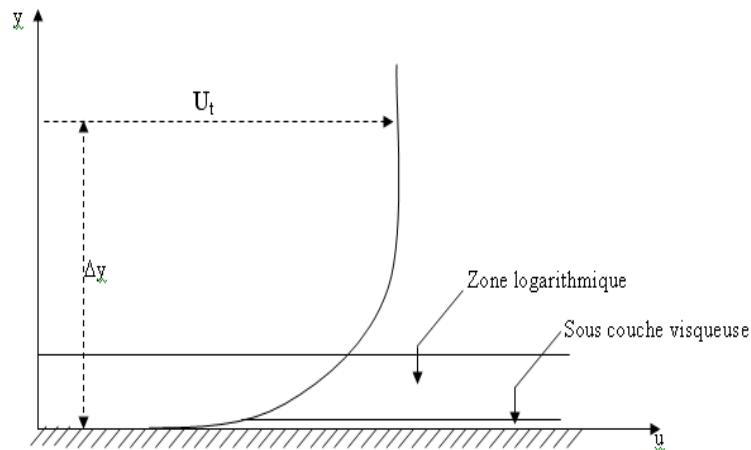


Figure II-1 : Profil de vitesse dans une couche limite turbulente

La relation logarithmique pour calculer la vitesse près des parois est donnée par :

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C$$

Où :

$$y^+ = \frac{\rho \Delta y u_\tau}{\mu}$$

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2}$$

- y^+ : Distance adimensionnelle normale à la paroi.
- Δy : Distance normale à la paroi solide.
- U_t : Vitesse parallèle à la paroi.
- K : Constante de Von Karman ($k=0,41$).
- C : Est une constante de la loi logarithmique qui dépend de la rugosité de la paroi.
- τ_w : Contrainte de cisaillement à la paroi.

Une des issues les plus essentielles pour l'exécution optimale des modèles de turbulence est la résolution appropriée de la couche de frontière et l'espacement correct entre le premier nœud du maillage et la paroi. Comme orientation, une couche de frontière devrait au moins être résolue avec :

$N_{\text{Normal}} = 10$ pour la loi de la paroi.

Où

- N_{Normal} est le nombre de nœuds de la couche limite (dans la direction normale à la paroi)
- $20 \leq y^+ \leq 100$ pour la loi de la paroi.

II.5.3. Fermeture du système d'équation avec le modèle $k - \epsilon$

Une forme modélisée des processus de transport apparaît dans Les équations (2.33, 2.34, 2.35). En utilisant les hypothèses de départ cités dans le sous chapitre (II.4-1). Les termes turbulents de transport sont représentés par un terme de diffusion de la variable scalaire considérée (k ou ϵ).

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} \right] - \left(\mu + C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \right) \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x \partial z} \right) = 0 \quad (2.33)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} \right] - \left(\mu + C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \right) \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right) = 0 \quad (2.34)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial z} \right] - \rho g - \left(\mu + C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \right) \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial z} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} \right) = 0 \quad (2.35)$$

La progression de dispersion de la pollution d'origine automobile dans l'environnement défini précédemment se modélise ensuite en terme de concentration par l'intermédiaire d'un modèle de dispersion.

II.6. Modélisation de la dispersion

Nous supposons que l'espèce polluante est mélangée au niveau moléculaire, la concentration, qui correspond à une masse de polluant par unité de volume du mélange fluide-polluant. L'équation qui la régit est une équation de convection-diffusion et qui donnée par les modèles suivants.

II.6.1. Modèles tridimensionnels

Les modèles tridimensionnels de dispersion reflètent l'évolution des polluants dans le cas général et par les trois directions de l'espace : verticale dans le sens perpendiculaire au sol, transversal et horizontal dans le sens de l'écoulement du panache.

Cette approche tridimensionnelle prend en compte les différentes fluctuations de la vitesse de sortie et de la concentration du polluant en fonction du temps et dans les trois directions. L'équation scalaire de la concentration s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} - \overline{u'_x c} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} - \overline{u'_y c} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} - \overline{u'_z c} \right) \quad (2.36)$$

- \bar{C} : Concentration moyenne du polluant (Kg/m^3) ;
- $\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$: Vitesses moyennes de l'écoulement respectivement dans les directions horizontale, verticale et transversale (m/s) ;
- $\overline{u'_x}, \overline{u'_y}, \overline{u'_z}$: Fluctuations par rapport aux vitesses moyennes de l'écoulement (m/s) ;
- t : temps (s) ;
- D : Coefficient de dispersion (coefficient d'interdiffusion moléculaire du contaminant dans le fluide de base (m^2/s)).

L'équation (2.37), dans sa partie gauche, contient des termes de variations de la concentration au cours du temps, ainsi que dans les trois directions x, y, z . Les termes $\bar{u}_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x}$, $\bar{u}_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y}$ et $\bar{u}_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z}$ Correspondant au phénomène d'advection dans les trois directions.

Quand à la partie droite de l'équation (2.37), les termes $\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right)$, $\frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right)$ et $\frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right)$ sont relatifs à la diffusion moléculaire dans les trois directions.

Finalement, la diffusion turbulente est prise en compte dans les termes $\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'_x c})$, $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'_y c})$ et $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'_z c})$ en faisant intervenir le coefficient d'échange turbulent:

$$(\mathbf{u}_x'c) = -D_{ci} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \quad \text{alors :}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{u}_x'c) = \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_{ci} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \right) = -D_{ci} \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_i^2}$$

L'équation tridimensionnelle représente ainsi les différents phénomènes qui régissent le transport de molécule gazeux dans un milieu près de trafic routier condensé.

II.6.2. Modèles bidimensionnels

Dans ces modèles sont, directement issus de l'équation tridimensionnelle (2.36), on néglige la dispersion à partir de terme de convection côté gauche et en tenant compte les fluctuations latérale et verticale. L'équation (2.36) se résume à l'équation bidimensionnelle suivante :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = D_y \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \quad (2.37)$$

Avec

- D_y : Coefficient de dispersion latérale (m²/s).
- D_z : Coefficient de dispersion verticale (m²/s).

Ces solutions analytiques varient selon les conditions aux limites adoptées, et permettent de déduire les concentrations du produit rejeté en fonction de la distance.

II.6.3. Modèles unidimensionnels

Les modèles unidimensionnels sont développés pour estimer le phénomène de dispersion. Et sur la base d'hypothèses simplificatrices négligeant notamment les phénomènes de dispersions verticale et transversale, et ne tenant compte que la dispersion longitudinale dans le sens de l'écoulement, l'équation tridimensionnelle (2.36) devient :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = D_x \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} \quad (2.38)$$

La modélisation de la dispersion dépend généralement des conditions de la région étudiée. Dans le voisinage du point d'injection, la dispersion se réalise dans toutes les directions de l'espace ; il nécessite par conséquent une modélisation tridimensionnelle.

II.7. Equation générale de conservation

L'équation de transport d'une grandeur intensive ϕ telle V , C , T , k , et ε est d'abord mise sous une forme générale. Cette équation générale de transport s'écrit, en coordonnées cartésiennes pour un écoulement d'un fluide incompressible et tridimensionnel Patankar [27] :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_1 = \underbrace{\sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_2 + \underbrace{S_\phi}_3 \quad (2.39)$$

- 1- Transport de ϕ par convection par l'écoulement moyen.
- 2- Transport de ϕ par diffusion moléculaire et diffusion turbulente (transport des fluctuations de ϕ par les fluctuations de vitesse).
- 3- terme de création ou destruction de ϕ .
- 4- Γ_ϕ . le coefficient de diffusion.

Elles seront résolues grâce à des conditions aux limites par la méthode des volumes finis utilisée par le logiciel de mécanique des fluides CFX10.0.

On remarque que dans la mise en forme des équations pour chaque variable ϕ , tous les termes non convectifs ou non diffusifs, sont inclus dans le terme source S_ϕ . Le tableau (II.1) donne chaque terme de l'équation (2.39) pour les différentes grandeurs calculées dans le cas de la dispersion en régime turbulent. Dans le tableau (II.1), chaque terme ϕ permet de décrire respectivement les équations de conservation de :

- L'équation de continuité moyennée ;
- L'équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée;
- L'équation de conservation de l'énergie moyennée;
- L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente;
- L'équation de conservation du taux de dissipation de la turbulence.

Grandeur transportée	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Conservation de masse	1	0	0
Quantité de mouvement selon x_i	\bar{u}_i	ν	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + g_i \beta (\bar{T} - T_0)$
Energie	\bar{T}	$\frac{\lambda}{\rho C_p}$	$-\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{v_j T}$
Energie cinétique turbulente	\mathbf{k}	$\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}$	$P_t - \varepsilon$
Taux de dissipation	ε	$\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\mathbf{k}} P_t - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\mathbf{k}}$
Tableau II.1 : Présentation des différents termes de l'équation de transport considérée			

II.8. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les équations de base de la mécanique des fluides, ces équations connues sous le nom de « Navier-Stokes » représentent la dernière marche de l'échelle dans les problèmes liés à la dynamique des fluides. Pour arriver à ce niveau, des progrès très importants ont été réalisés dans le développement des techniques numériques, la génération de la résolution des équations de Navier-Stokes soit désormais le seul moyen de simuler le comportement complexe d'un écoulement réel et visqueux. Parmi les méthodes utilisées dans ce domaine, on retrouve les méthodes statistiques ou probabilistes qui consistent à décomposer le champ de vitesse et de concentration en une composante moyenne et une fluctuation turbulente de moyenne nulle.

Actuellement, ces méthodes sont implantées dans la plupart des codes de calcul CFD qui résolvent numériquement les équations moyennées de la turbulence. Nous avons vu que le domaine de validité est limité par les hypothèses de fermeture pour la résolution des termes visqueux.

C'est dans ce sens que nous avons décrit en détail le modèle standard à deux équations ($k-\varepsilon$) et la loi de paroi qui seront utilisées par la suite dans notre travail pour la modélisation de la dispersion d'un polluant dans l'échelle urbaine.

III .1. Introduction

Au cours de ces vingt dernières années, l'évolution rapide des capacités des calculateurs, a enregistré des progrès notables dans la compréhension de nombreux phénomènes physiques. La résolution des équations d'un phénomène physique de la dispersion à l'échelle atmosphérique se fait par l'utilisation d'une méthode numérique. Cette dernière consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations.

A cette étape, intervient le concept de la discrétisation. Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un système d'équations algébriques non linéaires, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds dans le domaine de solution.

Il existe plusieurs méthodes numériques d'intégration des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir :

- La méthode des éléments finis,
- La méthode des différences finies,
- La méthode des volumes finis.

Dans la présente étude, on utilisera la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles Hexaédriques et un maillage structuré. Le schéma de discrétisation employé est de type Upwind. La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité quand aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

III .2. Méthode des volumes finis

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle. Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que le somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul. L'avantage déterminant de cette méthode par rapport aux autres méthodes est qu'ils sont conservatifs ; en bref, tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre.

Un point est positionné au centre de chaque volume et est appelé centre de volume de contrôle, il sera noté P , Les nœuds des volumes voisins seront notés suivant leurs positions N, S, W, E, T et B (se rapportant aux directions North, South, West, East, Top et Bottom respectivement) Figure (III.1). Dans la méthode des volumes finis les lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sous une forme intégrale.

La pierre angulaire de cette méthode réside dans le théorème de Gauss (appelé aussi le théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogradski) et qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface.

$$\iiint_V \frac{\partial B_j}{\partial x_i} dV = \iint_A B_j \cdot n_j \cdot dA \quad (3.1)$$

Ou : \vec{B} est un vecteur quelconque.

\vec{n} est un vecteur unitaire normale à la surface A entrant le volume de contrôle V .

Le but de cette méthode est de convertir l'équation différentielle générale en un système d'équations algébriques en mettant en relation les valeurs de la variable considérée aux points nodaux adjacents d'un volume de contrôle typique.

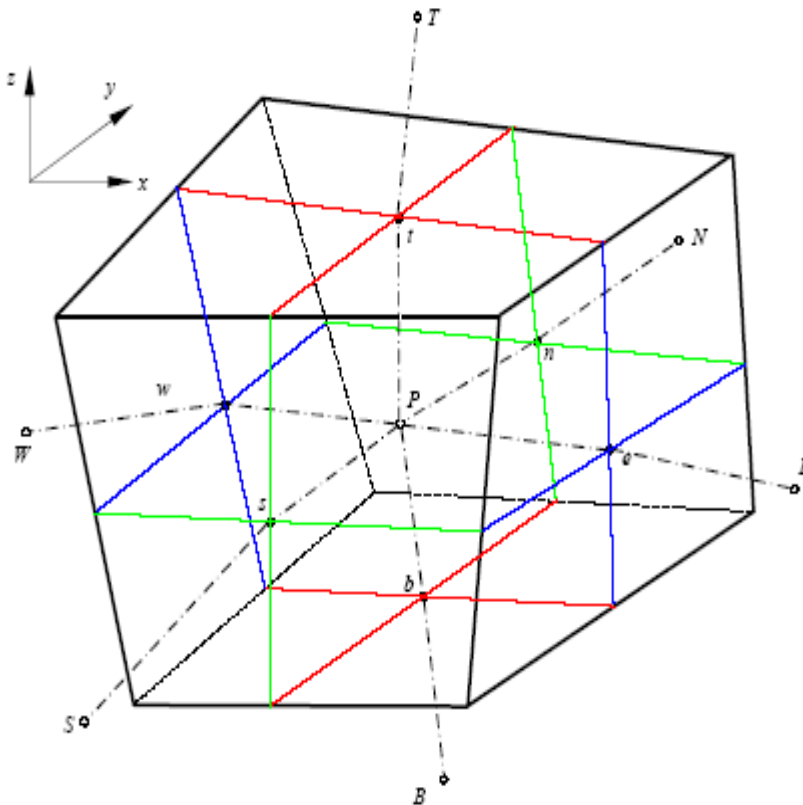


Figure.III.1 : Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel

Cela est obtenu par l'intégration de l'équation différentielle gouvernante dans ce volume de contrôle V de frontière A sur un pas de temps dt avec l'approximation des différents termes (convection, diffusion et source).

$$\begin{aligned}
& \iiint_V \left(\int_t^{t+dt} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dt \right) dV + \int_t^{t+dt} \left(\iint_A \rho\phi \bar{U}_j \cdot n_j \cdot dA \right) dt \\
& = \int_t^{t+dt} \left(\iint_A \Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x_j} \cdot n_j \cdot dA \right) \cdot dt + \int_t^{t+dt} \left(\iiint_V S_\phi dV \right) \cdot dt
\end{aligned} \tag{3.2}$$

III .3. Discrétisation

La discrétisation consiste à transformer des équations différentielles à des équations algébriques approchées. Les valeurs de ϕ sont calculées en un nombre de point (valeurs discrétisées). Les équations de conservation présentées au chapitre II peuvent être écrites sous une forme standard.

Cette formulation permet de ne pas réitérer le travail de discrétisation pour chaque équation. Si on note ϕ la variable étudiée, chacune des équations peut être réduite à une seule équation générale, en coordonnées cartésiennes selon la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_T = \underbrace{\sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x_j} \right)}_C + \underbrace{S_\phi}_D \tag{3.3}$$

avec

T : Transport de ϕ par convection ;

C : Transport de ϕ par diffusion moléculaire et diffusion turbulente (transport des fluctuations de ϕ par les fluctuations de vitesse);

D : Terme de création ou de destruction de ϕ .

Elle sera résolue grâce à des conditions initiales et aux limites par la méthode des volumes finis utilisé par le logiciel de mécanique des fluides CFX10.0 ;

Nous venons de voir que, pour chaque variable ϕ , l'équation de transport s'écrit dans le cas instationnaire, tridimensionnel :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w\phi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) + s_\phi \tag{3.4}$$

Où ϕ est la propriété transportée, Γ indique le coefficient de diffusion et s_ϕ le terme source. Tous ces termes sont listés dans le tableau (2.1) au chapitre précédent. Seule cette équation (3.4) est

discretisée et le système d'équations aux dérivées partielles est résolu pour chaque valeur successive de ϕ . Le système prend alors la forme d'une équation très condensée.

L'équation (3.4) peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(j_x) + \frac{\partial}{\partial y}(j_y) + \frac{\partial}{\partial z}(j_z) = S_\phi \quad (3.5)$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} j_x = (\rho u\Phi) - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ j_y = (\rho v\Phi) - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ j_z = (\rho w\Phi) - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{cases} \quad (3.6)$$

j_x, j_y et j_z , sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions x,y et z.

III.3.1. Discrétisation spatiale

Discrétiser une équation différentielle aux dérivées partielles revient à remplacer l'information continue exacte, contenue dans cette équation par une information discrète contenue dans une équation algébrique. L'approximation de la variable généralisée Φ aux interfaces du volume de contrôle se fera donc avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle du schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration.

III.3.2. Discrétisation des équations gouvernantes

Chaque nœud est entouré par un ensemble de surfaces qui comportent un élément de volume.

Toutes les variables du problème et les propriétés du fluide sont stockées au nœud de l'élément. Considérant la forme moyenne des équations de conservation de la masse, quantité de mouvement et l'énergie, exprimés en coordonnées cartésiennes ;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_j) = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.8)$$

Ou sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\Phi \quad (3.9)$$

Où :

Γ : est le coefficient de diffusion.

S : est le terme source.

Les équations (3.7), (3.8) et (3.9) peuvent être intégrées dans un volume de contrôle, en utilisant le théorème de divergence de Gauss pour convertir les intégrales de volume en intégrales de surface comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dv + \int_S \rho U_j dn_j = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho U_i dv + \int_S \rho U_j U_i dn_j = - \int_S P dn_j + \int_S \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{u_i} dv \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dv + \int_S \rho U_j \phi dn_j = - \int_S \Gamma_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi dv \quad (3.12)$$

La première étape pour résoudre numériquement ces équations continues est d'employer des fonctions discrètes. Considérons maintenant un élément de maille isolé tel que celui montré ci-dessous. Les points d'intégration, ip_n , sont situés au centre de chaque segment de surface dans un élément 3D entourant le volume de contrôle figure (III.2).

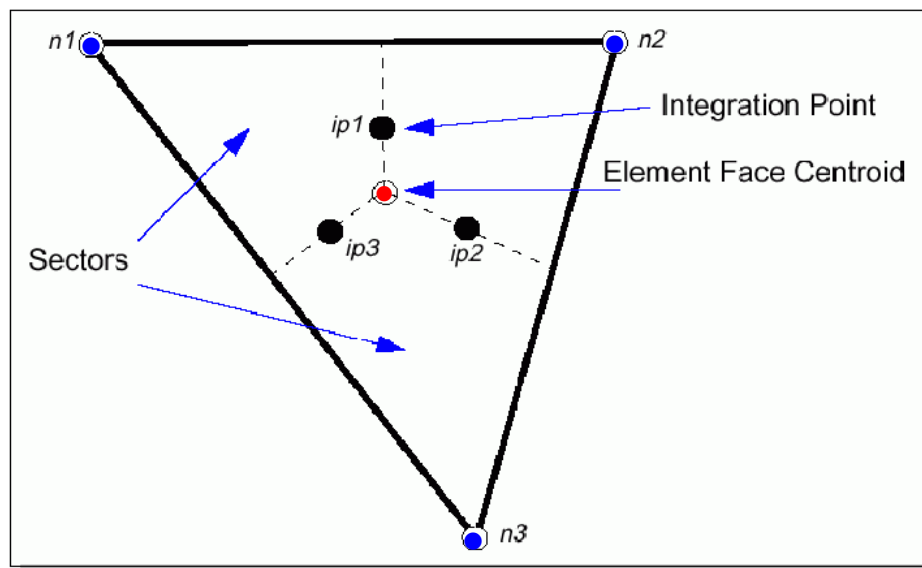


Figure III.2 : Présentation d'un point d'intégration pris dans un volume de contrôle

Après la discrétisation et le réarrangement des équations (3.10), (3.11) et (3.12) on obtient les formes suivantes :

$$V \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j) = 0 \quad (3.13)$$

$$V \left(\frac{\rho U_j - \rho^0 U_j^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} m_{ip} (U_i)_{ip} = \sum_{ip} (P \Delta n_j) + \sum_{ip} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \overline{S_{u_i}} V \quad (3.14)$$

$$V \left(\frac{\rho \phi - \rho^0 \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} m_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \overline{S_{\phi}} V \quad (3.15)$$

Sachant que :

V : est le volume d'intégration de la grandeur ϕ .

ip : est l'indice du point d'intégration (intégration point.).

Δn_j : est la surface d'intégration de la grandeur ϕ .

Δt : est un intervalle de temps (time step).

L'indice supérieur 0 se rapporte au niveau de temps précédent.

Il est important de souligner que le schéma temporel utilisé dans les équations (3.13), (3.14) et (3.15) est le schéma avant du premier ordre, et le débit massique discret m_{ip} traversant une surface du volume de contrôle est donnée par :

$$m_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}^0 \quad (3.16)$$

III.3.3. Couplage pression-Vitesse

Contrairement au maillage décalé qui utilise quatre mailles pour la détermination des différents paramètres de l'écoulement (u , v , w et p), le code de calcul CFX10.0 utilisé dans cette étude, utilise une seule maille d'où le nom du maillage centré. Cette méthode est parmi les méthodes qui économisent au mieux l'espace mémoire et le temps de calcul effectué par le module « Solver ».

Si la pression est connue, les équations discrétisées sont aisément résolues. Cependant certaines méthodes, spécialement pour les écoulements compressibles, prennent la masse volumique comme une fonction inconnue ; à partir de l'équation de continuité et l'équation d'état, la pression est calculée.

Dans le cas de CFX10.0 l'équation de conservation de la masse pour une seule dimension peut être écrite comme suit :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_i + \frac{\Delta x^3 A}{4m} \left(\frac{\partial^4 P}{\partial x^4}\right) = 0 \quad (3.17)$$

$$ou \quad m = \rho U_j \Delta n_j$$

III. 3.4. Les fonctions de forme

Les champs de solution sont stockés dans les nœuds de la maille. Cependant les différents termes des équations (3.13), (3.14) et (3.15) exigent la détermination des variables sur les points d'intégration. C'est pour cette raison que nous devons avoir une méthode de calcul pour chaque élément. Cela est possible grâce à l'utilisation des fonctions de forme. La grandeur ϕ de l'écoulement dans un élément de volume (Figure III.3) est fonction de celles dans les nœuds de l'élément et est donnée par la relation suivante :

$$\Phi = \sum_{ip}^{noeud} N_i \phi_i \quad (3.18)$$

Où N_i est la fonction de forme pour le nœud i et ϕ_i la valeur de la grandeur ϕ dans le même nœud. Une particularité des facteurs de forme, fait en sorte que :

$$\sum_{i=1}^{noeud} N_i = 1 \quad \text{Notos que pour le noeud } j: \quad N_j = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

Les fonctions de forme utilisées dans CFX sont linéaires en termes de coordonnées. Par exemple, considérons l'élément hexaèdre suivant :

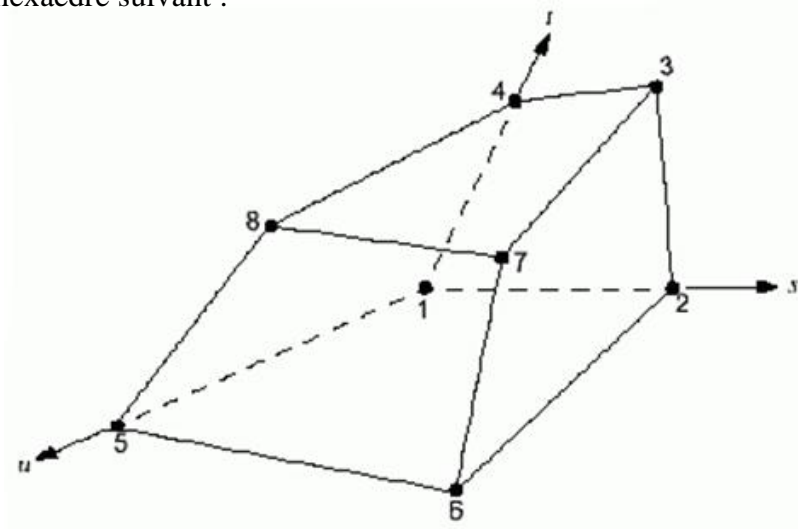


Figure III.3 : Détermination des positions de nœuds dans un élément hexaédral

Les fonctions de forme dans l'espace pour chaque nœud sont données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}
 N_1(s, t, u) &= (1 - s)(1 - t)(1 - u) & (a) \\
 N_2(s, t, u) &= s(1 - t)(1 - u) & (b) \\
 N_3(s, t, u) &= s t(1 - u) & (c) \\
 N_4(s, t, u) &= (1 - s)(1 - t)u & (d) \\
 N_5(s, t, u) &= (1 - s)(1 - t)u & (e) \\
 N_6(s, t, u) &= s(1 - t)u & (f) \\
 N_7(s, t, u) &= s t u & (g) \\
 N_8(s, t, u) &= (1 - s) t u & (h)
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Ces fonctions sont également employées pour le calcul des diverses quantités géométriques, telles que les positions, les coordonnées du point d'intégration (ip), les surfaces et les différents vecteurs. Les équations de formes sont également applicables pour les coordonnées cartésiennes, dans ce cas, elles peuvent être écrites de la manière suivante :

$$x = \sum_{i=1}^{\text{noeud}} N_i x_i \tag{3.20}$$

$$y = \sum_{i=1}^{\text{noeud}} N_i y_i \tag{3.21}$$

$$z = \sum_{i=1}^{\text{noeud}} N_i z_i \tag{3.22}$$

III.3.5. Termes de diffusion

Les fonctions de forme sont aussi employées pour évaluer les dérivées partielles des termes de flux sur les surfaces de contrôle et pour chaque direction, la formule générale des différents flux est la suivante :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{ip} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{ip} \phi_n \tag{3.23}$$

Les solutions des dérivées partielles de chaque fonction de forme et pour chaque nœud doivent être présentées dans le repère cartésien, pour cela nous devons déterminer la matrice de transformation de Jacobian :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

III.3.6. Les gradients de pression

L'intégration du gradient de pression $\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)$ sur le volume de contrôle dans les équations de quantité de mouvement implique l'évaluation de l'expression suivante :

$$(P\Delta n_{ip})_{ip} \quad (3.25)$$

Où :

$$P_{ip} = \sum_n N_n (S_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) P_n \quad (3.26)$$

III.3.7. Forme générale de la propriété Φ utilisée par CFX10.0

Pour accomplir la discrétisation du terme de dispersion, la variable ϕ_{ip} doit être liée à chaque valeur de ϕ et pour chaque nœud. La formule générale de la grandeur ϕ mise en application dans CFX.10 pour n'importe quel schéma de discrétisation est sous la forme :

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \Delta \vec{r} \quad (3.27)$$

Sachant que :

ϕ_{ip} : La solution de ϕ par le schéma avant (upwind).

$\nabla \phi$: Le gradient de la grandeur ϕ .

\vec{r} : Le vecteur de position pour le nœud n .

B : est une constante qui dépend du schéma de discrétisation.

$\beta = 0 \Rightarrow$ Utilisation du schéma avant (Upwind Differencing Scheme).

$\beta = 1 \Rightarrow$ Utilisation du schéma (Specify Blend).

Dans le cas d'utilisation du schéma centré CDS (Central Difference Scheme) la formule

ϕ_{ip} Change complètement de forme, elle est donnée par la formule suivante :

$$\phi_{ip} = \sum_n N_n (S_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) \phi_n \quad (3.28)$$

III.4. Schémas de discrétisation

Les schémas de discrétisation sont des méthodes de calcul adoptés pour évaluer les grandeurs à calculés au différents point du domaine d'étude. Ils sont choisis d'après les problèmes traités suivant la concordance des résultats qu'il donne avec les résultats physiques et la stabilité numérique.

III.4.1. Schéma UPWIND

Les valeurs de la variable ϕ . Au niveau des faces du volume de contrôle sont évalués par le schéma UPWIND : au lieu de les évaluer par un moyenne. Il donne une meilleure contribution. Il prend en considération le sens de l'écoulement.

ϕ_i (i = e, w, n, s,), par exemple :

$$\begin{aligned} \phi_n &= \phi_p & \text{si } F_n > 0 & \text{ et} & \phi_n &= \phi_N & \text{si } F_n < 0 \\ \phi_e &= \phi_p & \text{si } F_e > 0 & \text{ et} & \phi_e &= \phi_E & \text{si } F_e < 0 \\ \phi_w &= \phi_W & \text{si } F_e > 0 & \text{ et} & \phi_w &= \phi_p & \text{si } F_w < 0 \\ \phi_n &= \phi_S & \text{si } F_s > 0 & \text{ et} & \phi_n &= \phi_p & \text{si } F_s < 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Ces relations peuvent être généralisée en une seul expression, en définissent l'opérateur

$$\|A, B\| = \max(A, B)$$

$$\begin{aligned} F_e \phi_e &= \phi_p [F_e, 0] - \phi_E [-F_e, 0] \\ F_w \phi_w &= \phi_p [F_w, 0] - \phi_w [F_w, 0] \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$F_n \phi_n = \phi_p [F_n, 0] - \phi_N [-F_e, 0]$$

(3,30)

$$F_s \phi_s = \phi_p [F_w, 0] - \phi_S [F_s, 0]$$

L'équation discrétisée dans ce cas est donnée par :

$$A_p \phi_p = A_p \phi_{p+} + A_p \phi_{p-} + A_p \phi_{p+} + A_p \phi_{p+} + \int_S^n \int_w^e (S \partial x \partial y \partial z) \quad (3.31)$$

Où

$$\begin{aligned}
 A_N &= D_n + \ll -F_n, 0 \gg \\
 A_S &= D_s + \ll -F_s, 0 \gg \\
 A_E &= D_e + \ll -F_e, 0 \gg \\
 A_W &= D_w + \ll -F_w, 0 \gg \\
 A_P &= A_N + A_S + A_E + A_W
 \end{aligned}
 \tag{3,31}$$

Les équations de transport précédentes (chapitre II), ne peuvent être résolues exactement, mais numériquement, plusieurs méthodes ont été élaborées, mais la plus impressionnante est celle de Patankar et Spalding [26], qui consiste à subdiviser le domaine d'étude en des volumes de contrôle infinitésimaux.

III.4.2. Couplage du système d'équations

Dans le but de la résolution numérique des équations régissant l'écoulement moyen, ces dernières doivent être toujours sous leur forme discrète ainsi, le système d'équations peut être écrit sous la forme suivante :

$$\sum_{nb_i} a_i^{nb} = b_i
 \tag{3.32}$$

Où :

ϕ : La solution à atteindre.

b : Le terme de droite.

a : Est un coefficients de l'équation à résoudre.

L'indice « i » identifie le numéro du volume de contrôle ou le nœud en question et nb signifie le nœud voisin (Neighbour).

Notons que nous devons aussi prendre en considération le coefficient central de chaque volume en le multipliant par la solution de l'ènième élément.

Il est bon de noter que pour les équations scalaires telles que l'équation de l'enthalpie ou de l'énergie cinétique de turbulence, chaque a_i^{nb} , ϕ_i et b_i est un nombre singulier. En ce qui concerne le couplage en trois dimensions de l'équation de conservation de masse avec celle de quantités de mouvement, nous aurons une matrice (4 x 4).

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (3.33)$$

$$\phi_i = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i \quad (3.34)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (3.35)$$

III.4.3. Algorithme de couplage vitesse pression

L'algorithme couramment utilisé se nomme SIMPLE de Patankar S.V. et Spalding D.B. [26] (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations). L'idée générale de cet algorithme est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de la quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité. Cet algorithme résume la résolution du problème posé dans les séquences suivantes :

1. Tous les champs sont estimés en tous points du maillage.
2. A l'aide de ces valeurs, les coefficients des équations sont calculés.
3. Les coefficients étant fixes, un solveur linéaire est introduit pour résoudre tout d'abord les trois équations de la quantité de mouvement et fournir les composantes de vitesse U^* , V^* , et W^* , la pression P^* , correspondante demeurant celle utilisée pour calculer les coefficients de la deuxième étape.

Des corrections P' , U' , V' , W' sont ensuite apportées à ces champs afin que les nouveaux champs P , U , V , W soient les champs qui vérifient à la fois les équations de la quantité de mouvement et l'équation de continuité.

$$P = P^* + P' \quad (3.36)$$

$$U = U^* + U' \quad (3.37)$$

$$V = V^* + V' \quad (3.38)$$

$$W = W^* + W' \quad (3.39)$$

Ces nouvelles valeurs P , U , V , W sont alors réintégréés dans les équations de la quantité de mouvement, ce qui permet d'obtenir trois relations fonctionnelles entre les différentes corrections (les champs P^* , U^* , V^* et W^* étant connus). Précisons qu'il s'agit des relations simplifiées car certains termes sont ici annulés, ce qui constitue d'ailleurs la seule approximation de l'algorithme SIMPLE.

$$U' = f_1(P') \quad (3.40)$$

$$V' = f_2(P') \quad (3.41)$$

$$W' = f_3(P') \quad (3.42)$$

Les champs U , V , W sont ensuite reconstitués à l'aide des relations (3.37) à (3.39) et n'ont plus que pour seule inconnue commune P' . La substitution de leurs valeurs dans l'équation de continuité donne une relation unique sur P' qui est résolue par le solveur.

P' étant connu, les champs exacts P , U , V , W , vérifiant à la fois les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité, le sont également, ce qui était notre objectif de départ. Toutes les autres équations du problème sont résolues par le solveur.

- Si les critères de convergence sont vérifiés, les champs ainsi déterminés sont les champs solutions du pas de temps considéré. Si ce n'est pas le cas, le processus est réitéré à partir de la deuxième étape : les coefficients sont recalculés à partir des nouvelles valeurs des champs...

III.4.4. La sous relaxation

Le sous relaxation est régulièrement utilisé dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif décrit précédemment ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α_Φ .

Comme nous l'avons vu précédemment, toutes les équations de transport, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme générale suivante :

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u \quad (3.43)$$

Si nous notons Φ_p^* la valeur de Φ_p à l'itération précédente, il est possible d'écrire :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (3.44)$$

Où le terme entre parenthèses représente le changement survenu à Φ_p pendant une itération. Cette variation peut alors être amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation α_Φ de la manière suivante :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \alpha_\Phi \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (3.45)$$

Il est bien évident que cette procédure de relaxation n'est valable que si la solution finale de l'équation (3.45) (à la fin des itérations) satisfait bien l'équation (3.43). C'est ici le cas dans la mesure où lorsque le processus a convergé, Φ_p est censé ne plus varier d'une itération à l'autre. La relation $\Phi_p = \Phi_p^*$ est alors obtenue et associée à l'équation (3.45) donne finalement l'équation (3.43) recherchée.

Cette sous relaxation est donc appliquée à toutes les variables, hormis la pression, au niveau de la troisième étape du processus itératif lorsque les équations sont résolues par le solveur linéaire.

La pression demande également à être sous relaxée afin que l'équation de continuité soit résolue sans problème de divergence. La sous relaxation s'effectue d'une manière un peu différente compte tenu de l'existence de l'algorithme de couplage vitesse-pression.

Elle est simplement introduite dans la correction de pression P' sous la forme suivante :

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (3.46)$$

Cette relation est donc substituée à (3.36) de la troisième étape du processus itératif. Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et plus la convergence est lente. Mais plus, ils sont forts, plus la sous relaxation est faible et plus il y a de chance de faire intervenir des instabilités dans le processus itératif.

Il n'existe pas de généralité pour choisir les coefficients de sous relaxation. Cela peut dépendre de la nature du problème, du nombre et de la taille des cellules du maillage, de la procédure itérative choisie. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour le bon déroulement de la procédure itérative.

III.4.5. Les Critères de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

Le critère de convergence utilisé par CFX-10.0 repose sur le résidu d'une équation du problème définie par l'utilisateur. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée. Par définition :

$$R = \sum_{\text{mailles}} \left[\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u - a_p \Phi_p \right] \quad (3.47)$$

En choisissant une équation du système ainsi qu'une valeur de résidu à ne pas dépasser sur cette équation, l'utilisateur fixe un indicateur de convergence. A chaque itération, le résidu est calculé sur l'équation choisie et dès que le résidu passe en deçà de la valeur fixée, le processus s'arrête considérant que les calculs ont convergé et passe au pas de temps suivant. Il est important de noter que la valeur de résidu à imposer n'est pas adimensionnelle.

Enfin, un nombre maximum d'itérations pour chaque pas de temps est requis afin que le processus de résolution soit stoppé en cas d'oscillation ou de divergence, même si le critère de convergence n'est pas encore satisfait. Un nombre minimum d'itérations est également demandé pour forcer la procédure itérative même si le critère de convergence est déjà vérifié.

III.4.6. Solution des équations dans le module de CFD.CFX

Les méthodes classiques, utilisent des algorithmes de solution où les équations de quantité de mouvement sont d'abord résolues en estimant une valeur de pression initiale P, ensuite une équation pour la correction de la pression est obtenue. A chaque niveau d'itération les équations de transport sont résolues en utilisant les composantes de vitesses u et v résultant des itérations précédentes (Algorithme SIMPLER). Cet algorithme présente l'inconvénient de nécessiter un nombre itératif élevé pour atteindre la convergence.

Le code de calcul CFX10.0, utilise une méthode couplée où les équations hydrodynamiques (u , v , w et p) sont résolues en même temps comme une équation unique. Cette approche utilise une méthode entièrement implicite pour chaque pas de temps. Dans le cas d'un écoulement stationnaire, le pas de temps se comporte comme un paramètre d'accélération pour rendre la solution une solution stationnaire convergente et plus au moins réelle.

La figure (III.14) montre l'organigramme général du CFX 10.0 Pour la résolution de chaque ensemble d'équations, le détail de l'organigramme de calcul se compose de deux opérations numériques:

- 1-La linéarisation des équations non linéaires avant d'être insérées dans la matrice de solution.
- 2- La résolution des équations linéaires avec un procédé itératif en utilisant une méthode algébrique.

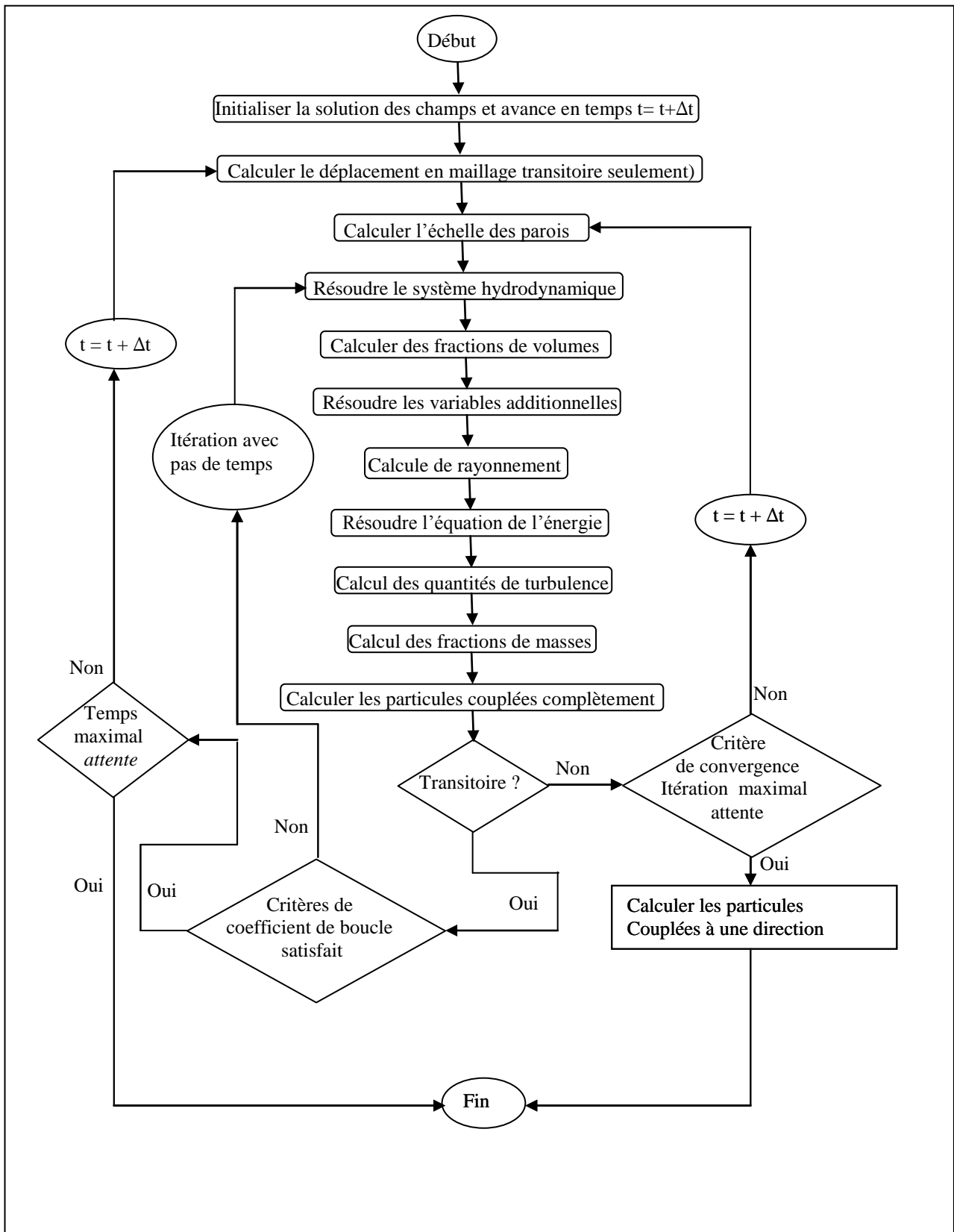


Figure III.14 : Organigramme de calcul pour le module "Solver" de CFX10.0

III .5. Description du logiciel ANSYS CFD. ICEM et ANSYS CFD.CFX

III.5.1. Introduction

Pour l'aspect fondamental, quand il s'agit d'étudier un phénomène physique particulier, on a souvent recours à la simulation numérique directe (DNS). Ce type de simulation, qui consiste en la résolution numérique des équations de Navier Stokes sans aucune modélisation, s'est révélé très utile pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans les écoulements turbulents.

Dans certains cas de configurations géométriques complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de la technique de **CFD (Computational Fluid Dynamics)**.

À l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels conviviaux, à meilleures performances permettant la prédiction d'écoulements fluides par la résolution des équations de Navier Stokes. Ces équations ont été dérivées au début du 19ème siècle et n'ont aucune solution analytique générale. Il existe un certain nombre de méthodes de résolution qui sont employées dans le code CFD, telle que la méthode des éléments finis, différence finie et la méthode de volumes finis, cette dernière est la base du code ANSYS CFX10.0.

III.5.2. ANSYS ICEM.CFD

Ce module permet de préparer la configuration géométrique du problème étudié et de générer le maillage de manière assez conviviale. Dans le cas de notre travail on a fait recours à l'ICEM CFD. Un des avantages de ce logiciel, réside dans sa simplicité et sa robustesse envers la réalisation des géométries les plus complexes. Pour le maillage, ICEM CFD 10. Utilise des structures mono ou multi-blocs en fonction de la géométrie, il permet de générer deux types de maillages, le maillage tétraédrique et hexaédrique. Pour chaque configuration (géométrie – maillage) un fichier de données (*.cfx5) (* : nom de fichier) doit être exporté vers CFX-10.0 Figure (III.4).

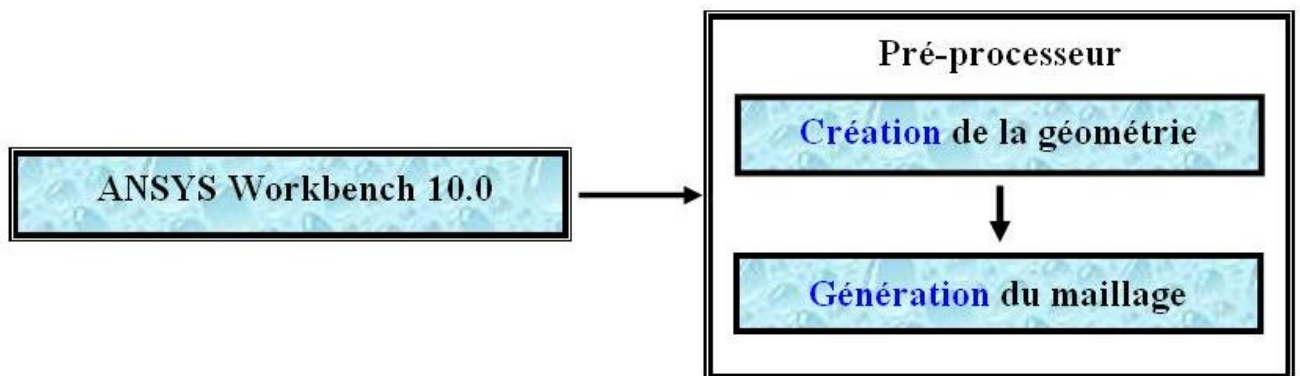


Figure III.4 : La structure générale du code ANSYS ICEM CFD 10.0

III.5.3. ANSYS CFD.CFX

III.5.3.1- Méthode de résolution

Dans les algorithmes traditionnels on emploie une stratégie de solution où les équations de quantité de mouvement sont d'abord résolues. On donne une valeur initiale de la pression, on la corrige ensuite avec un processus itératif par une équation de correction. Pour la résolution de l'ensemble des équations de l'hydrodynamique (u , v , w , c et p), le logiciel **CFD.CFX** utilise le couplage du système d'équations, il emploie une discrétisation entièrement implicite des équations à n'importe quel instant. Dans le cas des écoulements stationnaires, le pas temporel se comporte comme un paramètre d'accélération pour que la solution converge vers une solution stationnaire.

III.5.3.2. Présentation du code de calcul ANSYS CFD.CFX

Le code **ANSYS CFD.CFX** est un code de calcul des écoulements qui appartient à la famille CFD. En combinant Trois modules principaux Figure (III.5). Ce code se caractérise par une meilleure souplesse de manipulation par rapport beaucoup autres codes.

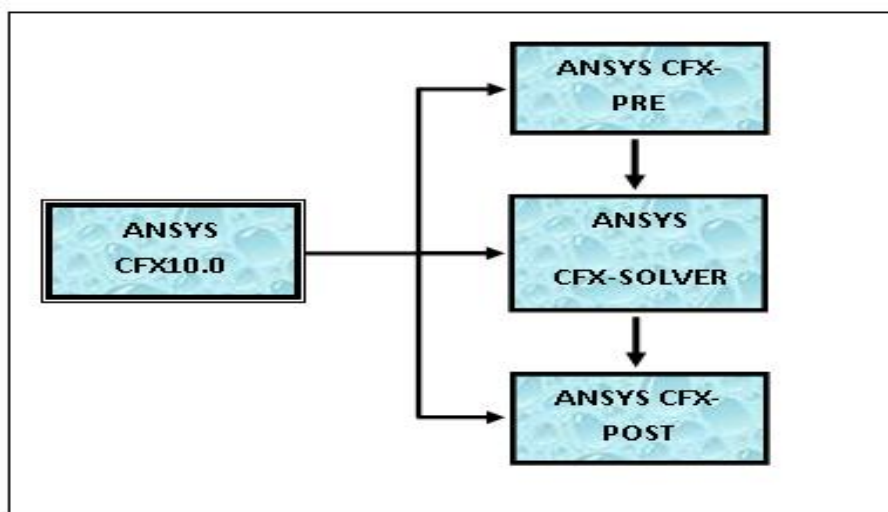


Figure.III.5 : Structure générale d'ANSYS CFD.CFX.

III.5.3.3. ANSYS CFX PRE

CFX-Pré Offre une interface puissante pour la définition du problème (modèle choisi, condition Initiale, condition aux limite, propriété de fluide d'écoulement...etc.) Figure III.6. Le domaine de calcul est défini à l'aide du module CFX-Pré du code de calcul ANSYS CFD.CFX. Tout d'abord on définit le fluide qui est un fluide incompressible (air) suivant l'hypothèse adopté au chapitre précédente; le régime

est stationnaire, le modèle de turbulence est celui de limites à chaque section entourant le domaine de calcul. RNG $k - \epsilon$, il reste à déterminer les conditions aux

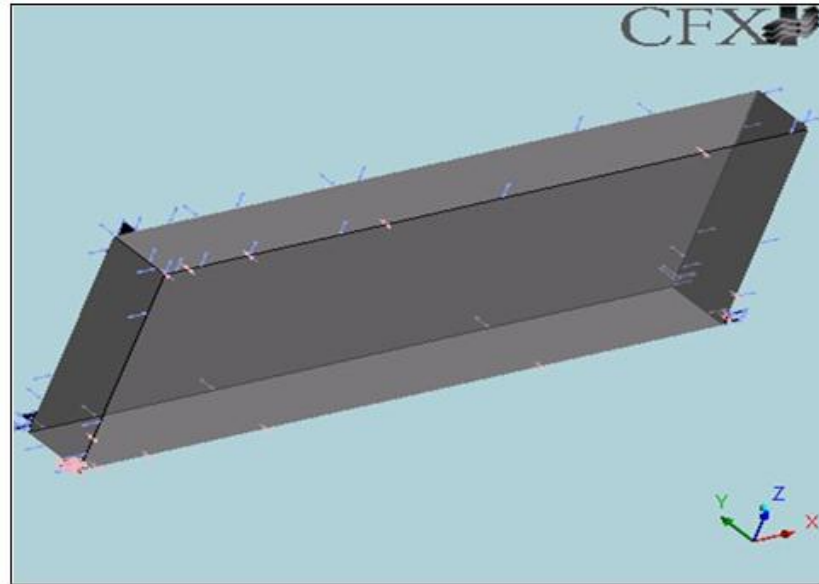


Figure III.6 : Surfaces limitant la géométrie du domaine de calcul par ANSYS CFX-PRE

Ainsi, pour toutes les simulations, les conditions aux limites sont les suivantes :

- L'entrée : pression totale (1atm), le régime est subsonique.
- La sortie : le régime est subsonique.
- Les parois : lisses et adiabatiques.
- Pour le Solver : on définit un schéma de diffusion de haute précision et un résidu moyen de fin d'itération de 10^{-4} .

La méthode des volumes finis, combinée à un algorithme de couplage Vitesse-pression est utilisée comme méthode numérique pour la résolution des équations moyennées de Reynolds. Une fois que la définition du problème est avoir la complète, il faut exporter un fichier de définition (*.def) vers le module CFX-solver pour solution du problème.

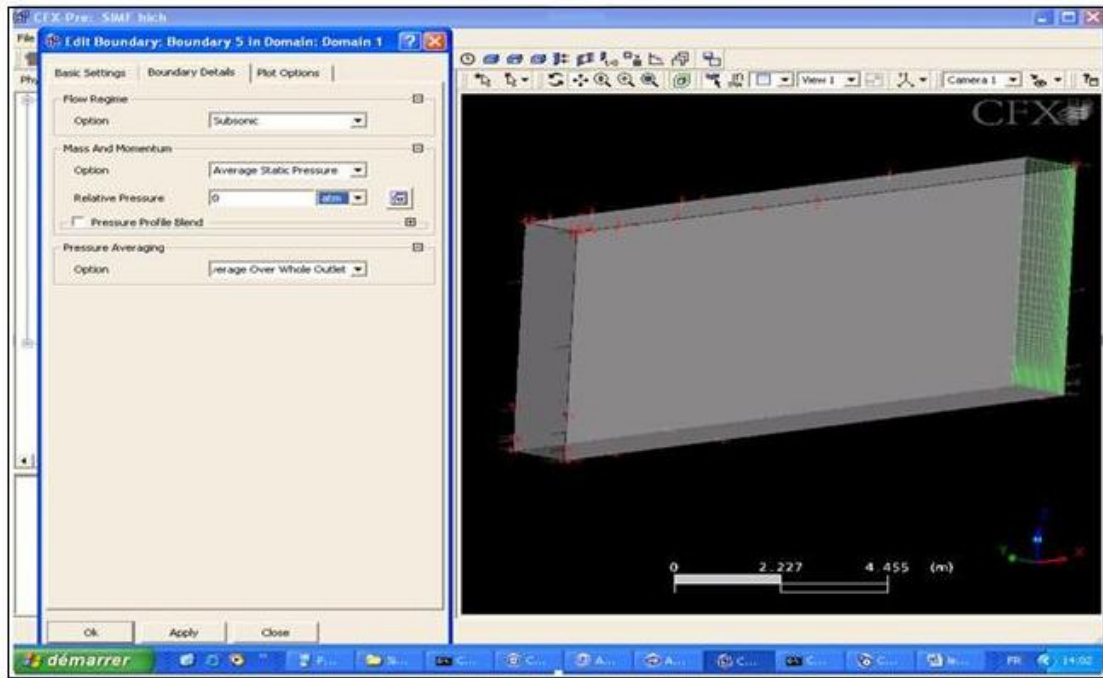


Figure III.7 : Définition physique du problème par le code ANSYS CFX-PRE

II.5.3.4. ANSYS CFX-SOLVER:

C'est le solveur (solver) lui-même, qui permet le retour d'information sur la progression de convergence à travers la définition d'exécution et le contrôle, avec des graphes configurés pour l'utilisateur aussi bien que l'affichage de multiple exécution simultanément sur l'écran (*. res).

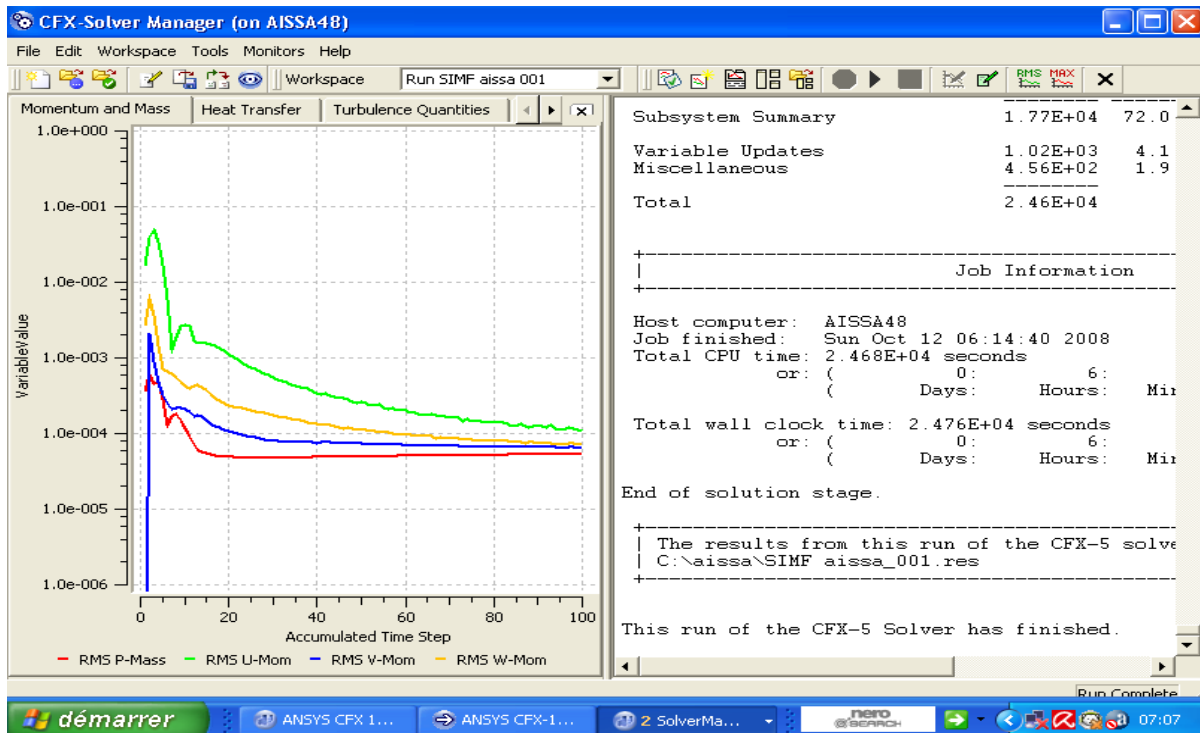


Figure III.8 : Progression des calculs avec le code ANSYS CFX-SOLVER

III.5.3.5. ANSYS CFX-POST :

Une interface très puissante, il est conçu pour permettre la visualisation facile et le traitement quantitatif des résultats de simulation figure (III.9).

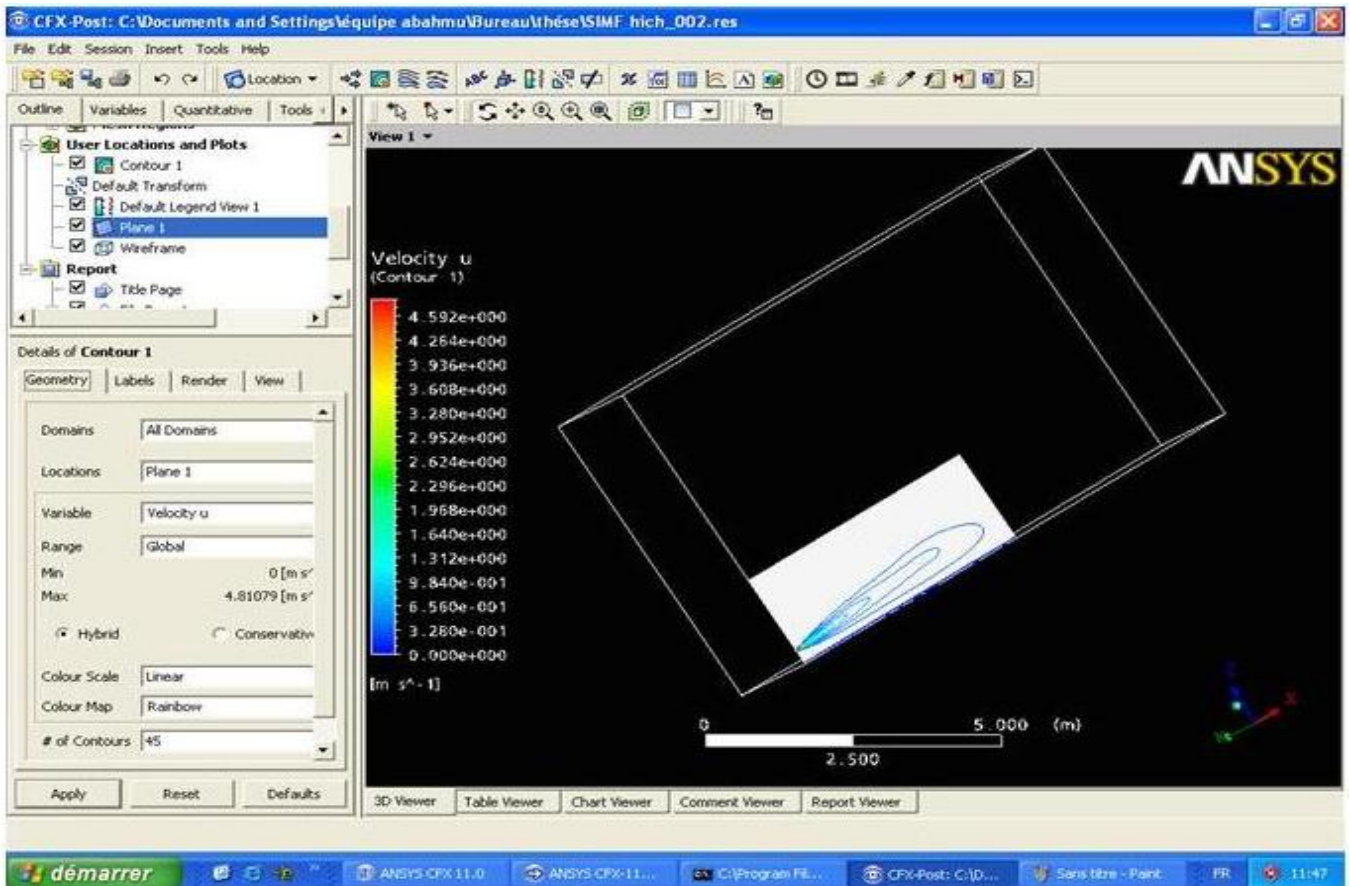


Figure III.9 : Visualisation des résultats par le code CFX-Post

Il dispose d'outils graphiques très puissants permettant la présentation et l'analyse des résultats en forme :

- lignes de courant, champ de vitesse...
- visualiser différents paramètres définis par l'utilisateur,
- Définir et calculer des nouvelles variables,
- Exporter les résultats en différents formats, pour tracer l'évolution des variables avec d'autres logiciels graphiques.

III .6. Création de la géométrie :

Dans un premiers temps, l'utilisateur de logiciel est tenu de choisir un système de coordonnées afin de caractériser la géométrie. Les domaines pouvant varier suivant les études, il peut employer des coordonnées cartésiennes ou cylindriques. ANSYS ICEM permet d'établir la géométrie du système étudié. La géométrie est construite à partir de points servant à créer des lignes et ensuite les différentes surfaces de la géométrie comme le montre la figure (III.10).

III .6.1. Caractéristiques géométriques du domaine:

- Longueur du domaine : $l_{on} = 15 \text{ m}$
- Hauteur du domaine : $H = 3 \text{ m}$
- Largeur du domaine : $l_{ar} = 6 \text{ m}$
- Diamètre de tuyau d'échappement = $0,03 \text{ m}$
- Hauteur de tuyau d'échappement à partir du sol = $0,35 \text{ m}$

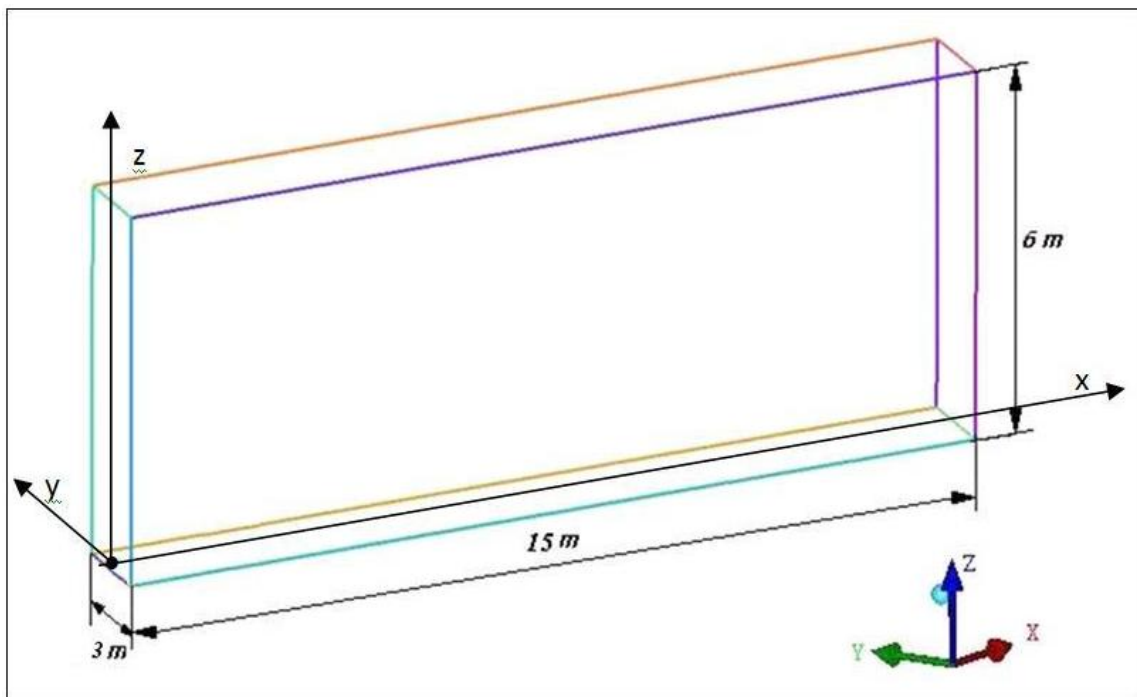


Figure III.10 : Géométrie globale du domaine de calcul

Pour diminuer le temps de calcul il suffit de prendre la moitié du domaine d'étude choisi au début, en admettons que le même phénomène se déroule de part et d'autre du plan de symétrie comme indique les figures suivantes:

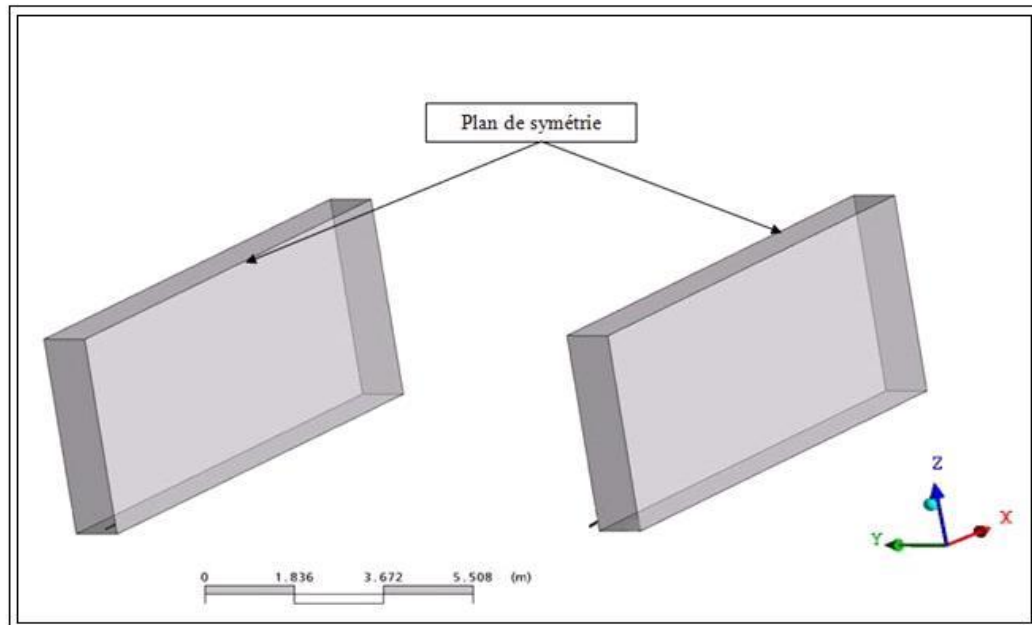


Figure III.11 : Symétrie du domaine de calcul

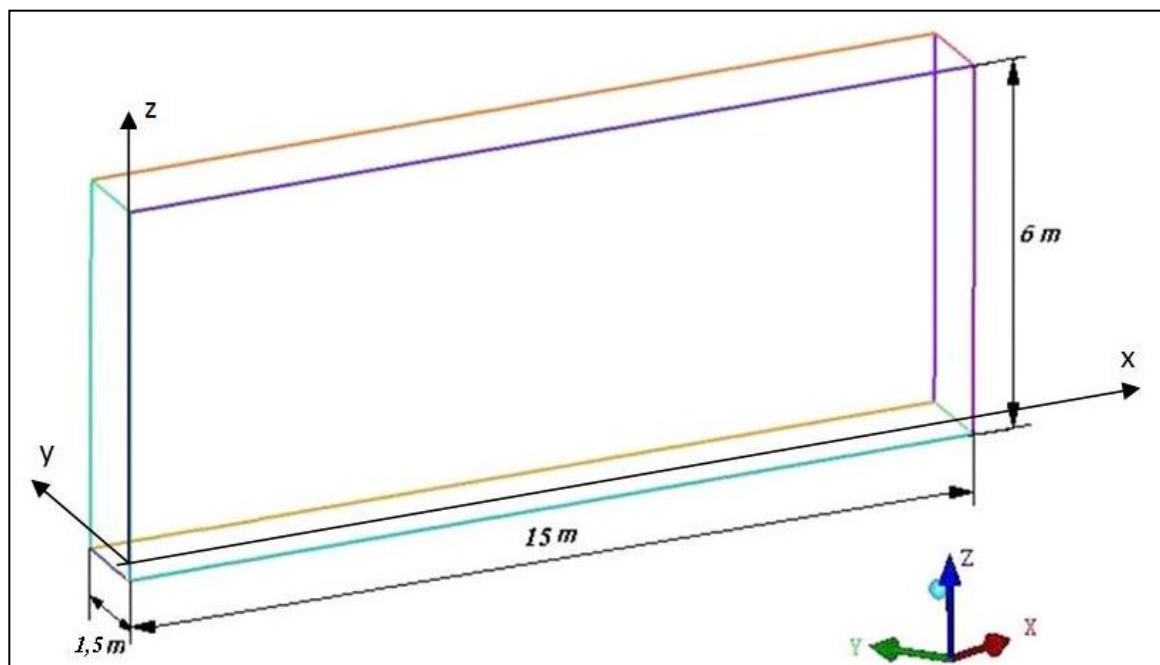


Figure III.12 : Géométrie du domaine de calcul

III .7. Génération du maillage

Une fois le domaine généré, il est indispensable de le subdiviser en volumes de contrôles afin de pouvoir résoudre le problème par la méthode des volumes finis, cette opération est dite génération du maillage. La spécification du maillage dépend de la complexité de la géométrie. Généralement, si cette dernière est rectangulaire, l'utilisateur opte pour une grille rectangulaire et impose la taille des pas d'espace dans les trois directions du domaine, ceux-ci pouvant varier uniquement dans leur propre direction. Le maillage sert donc à une représentation discrète d'une variable continue.

La solution numérique s'appuie sur ce maillage. Les méthodes numériques discrétisent les équations sur un maillage du domaine physique considéré. Dans le cas de problèmes d'évolution, la méthode numérique définit le calcul d'une valeur approchée de la solution en tout point du maillage et à une étape de temps, en fonction des valeurs approchées de la solution à des points voisins et à l'étape précédente.

Les mailles primitives sont des triangles ou des quadrilatères en 2D. En 3D, on peut utiliser des tétraèdres, prismes, pyramides Figure (III.13). Pour les géométries simples (écoulements dans des cylindres, cubes,... etc.), on peut se contenter d'un maillage structuré car c'est un maillage qui peut être généré en reproduisant plusieurs fois une maille élémentaire. Pour une géométrie plus simple, un maillage structuré tel que celui utilisé dans notre cas pourrait être envisagé.

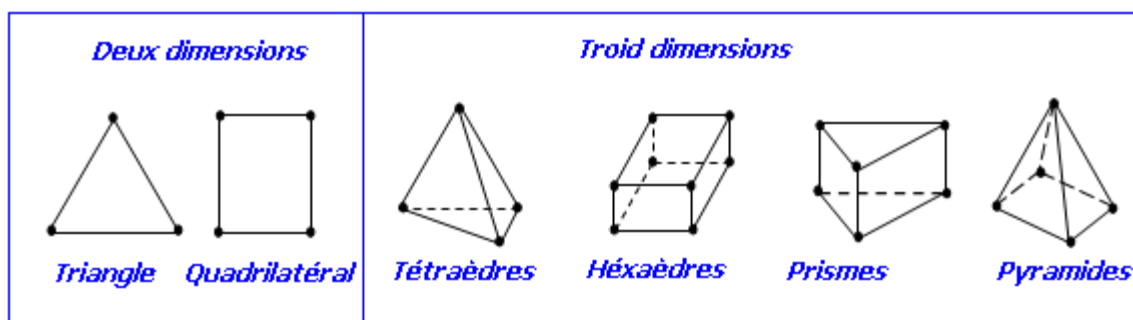


Figure.III.13: Exemples de mailles utilisées en Volumes Finis.

En 2D, c'est un maillage dont les éléments sont des triangles ou des quadrilatères assemblés de manière quelconque. En 3D, il s'agit de tétraèdres, de prismes, d'hexaèdres et de pyramides. On peut aussi combiner ces deux types de maillage et obtenir un maillage hybride. Un maillage doit respecter plusieurs conditions, par exemple, resserré dans les zones où la variable calculée présente de forts gradients. La figure (III.14) montre la génération d'un maillage structuré en forme **hexaédrique**. La présentation des résultats commence par la discussion de l'influence du maillage sur les résultats

obtenus. A cet effet, on présente la variation de hauteur pour les trois maillages utilisés, afin de montrer l'influence du raffinement de ce dernier sur les résultats. Plus la taille de la maille est petite, plus le temps de calcul est long, il y a un moment où le gain en précision n'est plus appréciable par rapport au temps de calcul. Il faut aussi prendre garde à ce que la taille de la maille ne soit pas inférieure à la taille de la sous-couche visqueuse qui est de l'ordre de quelques μm . Les éléments volumiques du domaine de calcul sont des formes hexaédriques structurés. Pour la suite, on considèrera un maillage de **452053** éléments qui correspond le mieux pour un équilibre entre la précision et le temps de calcul par rapport à d'autres maillages.

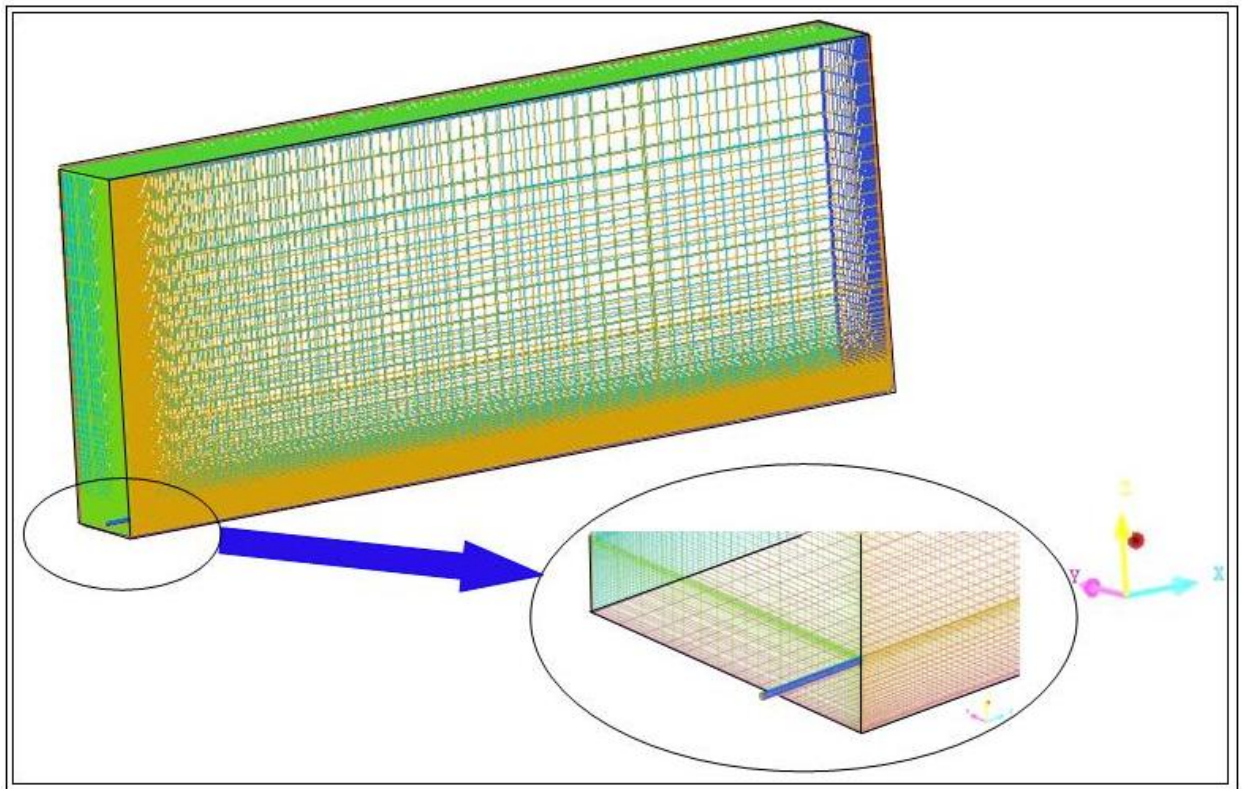


Figure III.14 : Génération du maillage du domaine par ICEM.CFD

III .7. 1. Validation du maillage

Du fait que les solutions de la simulation numérique ne sont que des approximations, l'analyse de la qualité du maillage ainsi que son influence sur les résultats est un point fondamental qui mérite une attention particulière. Théoriquement, les erreurs liées au maillage doivent disparaître pour des mailles de plus en plus fines, jusqu'à atteindre asymptotiquement des valeurs indépendantes de la taille des mailles. Ainsi, pour analyser la qualité du maillage et son influence sur la solution, quatre maillages ont été testés dans le cas de la dispersion. Le nombre d'éléments formant chaque maillage est présenté sur le tableau (III-1) pour la configuration géométrique.

Bien que l'augmentation des nombres d'éléments produisent des résultats de meilleure qualité, les allures des différentes courbes étaient presque les mêmes dans tous les deux cas (maillage 3 et maillage 4), il est clair que le raffinement du maillage n'a pas une influence significative sur la solution à partir du quatrième maillage. Le maillage 3 sera donc retenu pour l'étude de dispersion du polluant d'origine automobile dans les zones agglomérées. Il est bon de noter que le temps nécessaire pour la convergence c'est-à-dire pour arriver à un résidu moyen de 10^{-4} , augmente avec l'augmentation du nombre d'éléments de la grille de calcul tableau (III.1).

Maillage	Nombre d'élément
Maillage 1	332472
Maillage 2	375238
Maillage 3	452053
Maillage 4	498752

Tableau (III -1) : Nombre d'éléments de différentes grilles de calcul

III .8. Expérience et données :

Les expériences sont réalisées pour avoir un aperçu sur l'évolution des polluants d'un véhicule à l'intérieur de la région du champ près d'un panache d'échappement du moteur de véhicule sous condition d'un état d'arrêt et obtenir des données pour tester les performances du modèle numérique.

- Les expériences sont réalisées dans espace semi confiné qui suffisamment d'espace pour que le panache se disperse naturellement dans toutes les directions.
- Le site expérimental permet des mesures répétées dans le panache d'échappement du véhicule sous conditions réelles et reproductible.
- Les expériences sont réalisées en vent faible et le soir pour éviter l'effet de convection due à la chaleur du soleil Figure (III.15).
- Il n'ya aucun contrôle spéciale sur la température et l'humidité mais il faut prendre en considération que les mesures soient faite pendant une condition de climat stable.
- Température (20-22) °C.
- L'humidité relative (50÷ 60) %.
- Le véhicule doit être immobile, mais le moteur est en marche en condition de ralentissement, dans l'ordre de simuler les situations d'arrêt de véhicule en feu rouge ou d'attente pour passagers.

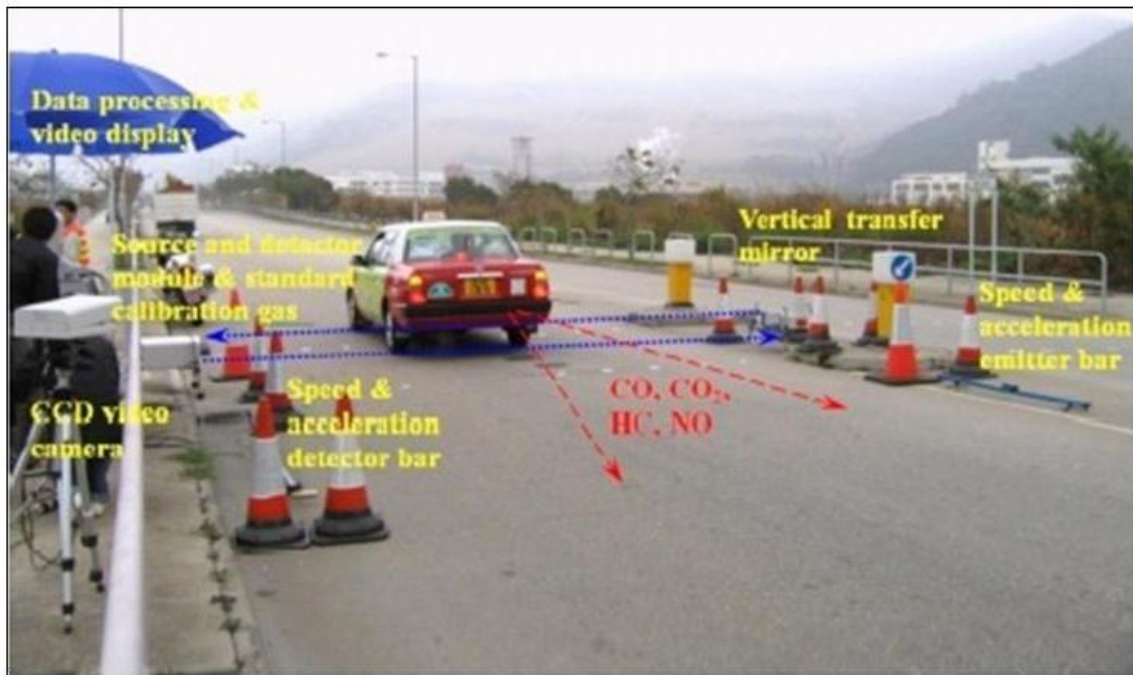


Figure III.15: Expérience sur un véhicule essence sous condition d'arrêt [3]

- Deux types de moteur de véhicule essence B et A avec et sans catalyseur sont utilisés sur les expériences tableau (III.2)

Véhicule de teste	moteur	Année de mise en circulation	Volume du cylindre	Nombre de tours/min
Véhicule A	Essence	1997	1779 cm ³	720
Véhicule B	Essence	1997	1493cm ³	640

Tableau (III.2) : Description de type de moteur utilisé [3]

- Pendant les mesures, les gaz polluants et les concentrations particulières sont mesurés dans des stations de 0,25 m pas de mesure dans tous les directions x, y et z figure (III.16).

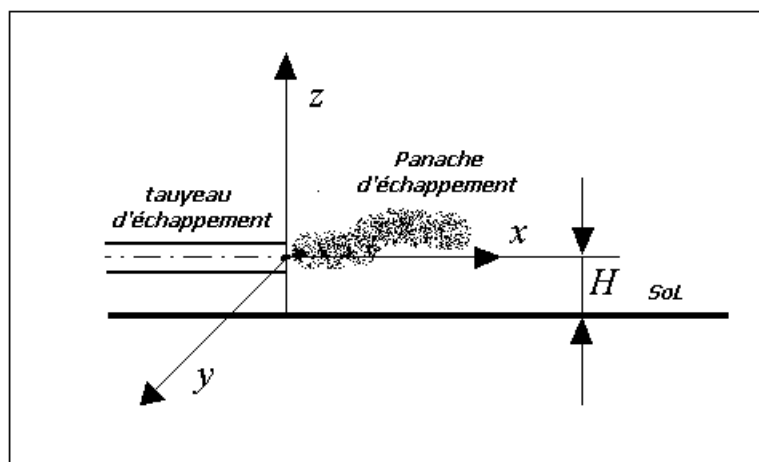


Figure (III.16) : Sortie du panache d'échappement dans le système des coordonnées cartésiennes

III.9. Conditions initiales et conditions aux limites

Il faut fournir au modèle numérique des conditions initiales qui représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Le domaine de calcul est défini à l'aide du module CFX-Pré du code de calcul ANSYS CFX-10.0. Il reste à déterminer les conditions aux limites à chaque section entourant le domaine de calcul. Ainsi, pour toutes les simulations, les conditions initiales et conditions aux limites sont mentionnés dans la figure suivante :

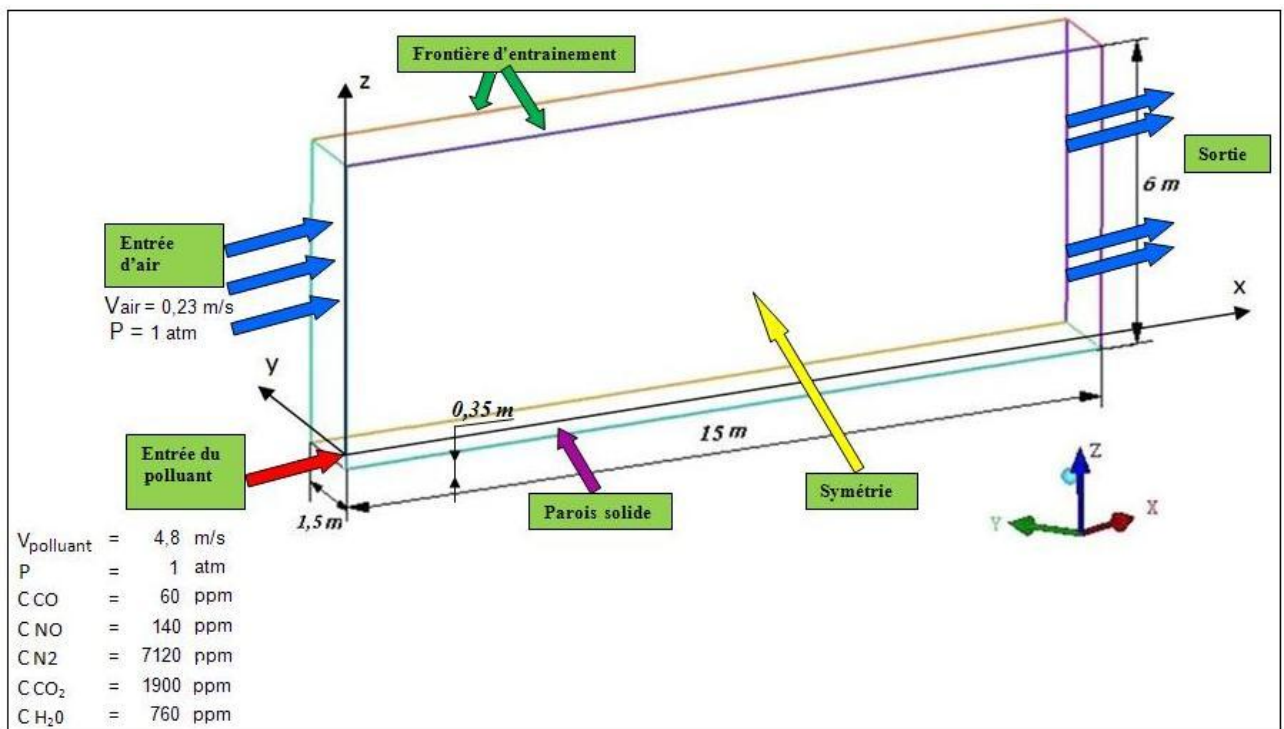


Figure (III.17) : Choix des conditions initiales et conditions aux limites.

III.9.1. Conditions initiales :

Le logiciel CFX10.0 met à la disposition de l'utilisateur un sous-programme dans lequel il est possible d'établir des profils initiaux non uniformes pour chacune des variables de l'écoulement.

Entrée du fluide : toutes les propriétés du fluide à l'entrée sont connues [3]. La correction de pression est nulle, puisque la pression est constante.

- Vitesse :
 - la vitesse de sortie du polluant = 4,8 m/s
 - la vitesse de l'air à conditions climatiques stables = 0,23m/s.
- Température :
 - à la sortie de tuyau d'échappement = 380 K°
 - Température du domaine de calcul = 298 K°

- Concentration : Il s'exprime en [ppm] (partie par million), la relation entre le pourcentage par volume et la concentration en [ppm] est donnée par :

$$\text{ppm} = (\% \text{ par volume}) \times (10.000) \Rightarrow (\% \text{ par volume}) = \frac{\text{ppm}}{10.000} \quad [25]$$

les produits des gaz d'échappement résultent de la combustion du moteur essence sont données par le tableau suivant

	NO		CO		CO ₂		CH		N ₂		H ₂ O	
unité	ppm	%	ppm	%	ppm	%	ppm	%	ppm	%	ppm	%
A	140	1,4	60	0,6	1900	19	20	0,2	7120	71,2	760	7,6
B	6	0,06	60	0,6	1900	19	4	0,04	7270	72,7	760	7,6

Tableau (III.3) : Pourcentage des gaz d'échappement de deux types de moteur [25]

III.9.2. Conditions aux limites :

III.9.2.1. Condition de sortie : Pour modéliser la sortie du fluide, la valeur de la pression a été fixe par l'intermédiaire d'une condition de Dirichlet. En ce qui concerne les conditions de Neumann. Avec des gradients normaux nuls. A cette frontière, la pression statique relative (uniforme) à été spécifiée $P_{\text{stat, outlet}} = P_{\text{spéci}} = 1 \text{ atm}$

III.9.2.2. Plan de symétrie : Sur ces frontières, les conditions de symétrie définies sont : La composante normale de la vitesse est imposée nulle et toutes les autres variables sont régies par des conditions de Neumann avec des gradients normaux nuls. A ces plans, la composante normale de vitesse est posée $U_n = 0$ Les gradients normaux des variables scalaires sont aussi posés : $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$

III.9.2.3. Frontière d'entraînement (Opening) : La condition aux limites d'entraînement conduit le fluide à traverser la surface de paroi dans les deux direction.une condition d'entraînement doit être utilisée au il est connu que le fluide s'écoule dans les deux directions à travers la frontière (limite).Dans ce cas, cette condition à été spécifiée par l'intermédiaire de la valeur de la pression relative $P_{\text{opening}} = P_{\text{spéci}}$ Cette valeur est interprétée comme pression totale pour l'écoulement entrant et pression statique relative pour l'écoulement sortant.

III.9.2.4. Parois solides (sans frottement) :

La vitesse de fluide à la paroi est posée zéro, par conséquent, la condition pour la vitesse devient : $U_{\text{paroi}} = 0$. Une fois les équations discrétisées, l'étape suivante consiste à résoudre le système d'équations (2.33), (2.34) et (2.35) on utilisant des méthodes numériques, parmi ces méthodes la méthode des volumes finis.

III.10. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre la description de la méthode des volumes finis de contrôle implantée dans la plupart des codes de calcul actuels, ainsi, dans notre cas nous utilisons un code de calcul CFD. CFX, écrit en langage Fortran basé sur la méthode des volumes finis et utilisant un algorithme de couplage pression-vitesse pour la résolution itérative des équations régissant la dispersion d'un polluant d'origine automobile dans la base atmosphérique, une partie de ce chapitre est consacré au choix des conditions initiales et des conditions aux limites adoptés sur la lumière de l'expérience réalisée dans la littérature [4].

IV-1- Introduction

L'étude de la pollution d'origine automobile consiste principalement à déterminer l'évolution de la concentration des différents produits polluants. Ces évolutions sont caractérisées à partir de la sortie du tuyau d'échappement d'un véhicule à un certain débit, et dispersés dans l'atmosphère sur une distance de 5 et 10 m selon une direction X horizontale vers l'arrière d'un véhicule. Les produits d'échappements caractérisés sont les NO_x, CO, HC. Le devenir d'un polluant dépend en premier lieu des caractéristiques de l'écoulement qui le transporte.

IV-2 - Discussion graphique et Interprétation

Les résultats de simulation montrent que les concentrations de NO_x et de CO (Figures IV.1 et IV.2) diminuent rapidement d'une manière asymptotique à partir de 2 m de la sortie, les concentrations deviennent très faibles.

On remarque que les résultats numériques trouvés sont en bon accord avec les mesures expérimentales réalisés sur les mêmes moteurs trouvés dans les articles de Z. Ning et coll. [3] (Figures IV-1, IV-2). Sur ces figures, les valeurs des concentrations par volume de NO_x et de CO, à la sortie de tuyau d'échappement, étaient de 140 et 60 ppm respectivement avant de décroître exponentiellement à moins de 1 ppm à une distance de 3.0 m environ.

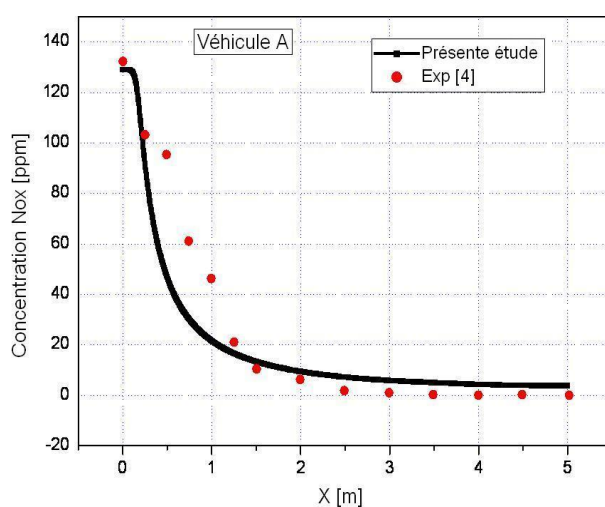


Figure IV-1 : Concentration de NO_x du véhicule A.

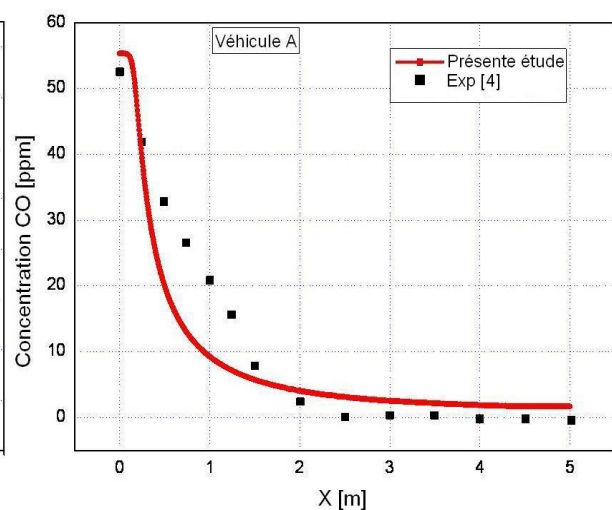


Figure IV-2 : Concentration de CO du véhicule A.

Les figures IV-3 et IV-4 montrent l'effet de la présence du catalyseur sur la dispersion des polluants NOx et CO. On remarque bien que le catalyseur influe uniquement sur la concentration par volume du NOx à la sortie du tuyau d'échappement, qui a fortement diminué et atteint 6 ppm au lieu de 140 ppm. Toutefois, cet effet n'est pas remarqué sur l'évolution de la concentration du NOx le long de la direction horizontale X, ni sur les valeurs et la diminution de la concentration du CO.

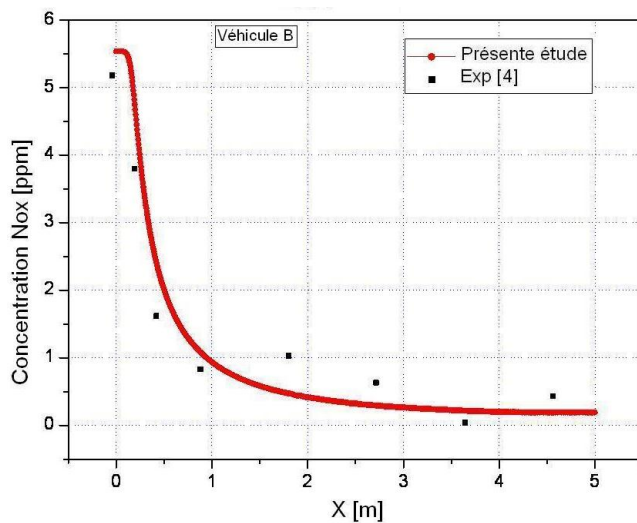


Figure IV-3 : Concentration du NOx de véhicule B.

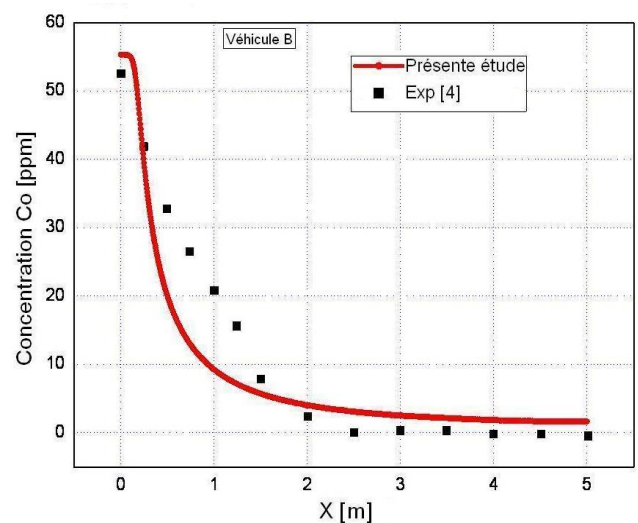


Figure IV-4 : Concentration du CO de véhicule B.

Les figures IV-5 et IV-6 présentent des comparaisons entre les évolutions des polluants NOx et CO et ceux pour les deux types de véhicules. On remarque que l'allure de l'évolution de la concentration du polluant NOx montre une diminution plus rapide et donc une dispersion meilleure. Ce ci permet donc de considérer que le catalyseur représente un intérêt plus important sur les valeurs du dit polluant plus que sur la dispersion. En revanche, ce constat n'est pas obtenu pour le cas du CO. Cette remarque est justifiée par le faite que le catalyseur adopté dans les mesures expérimentales [3] est utilisé seulement pour diminuer le NOx.

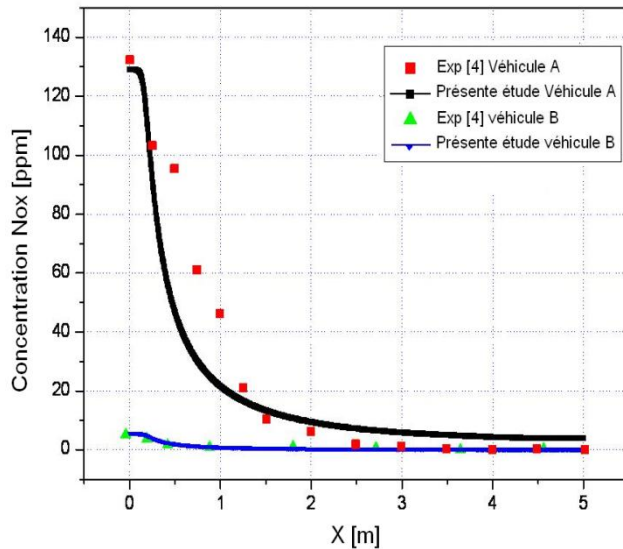


Figure IV-5 : Comparaison de la concentration de NOx dans les deux types de véhicules.

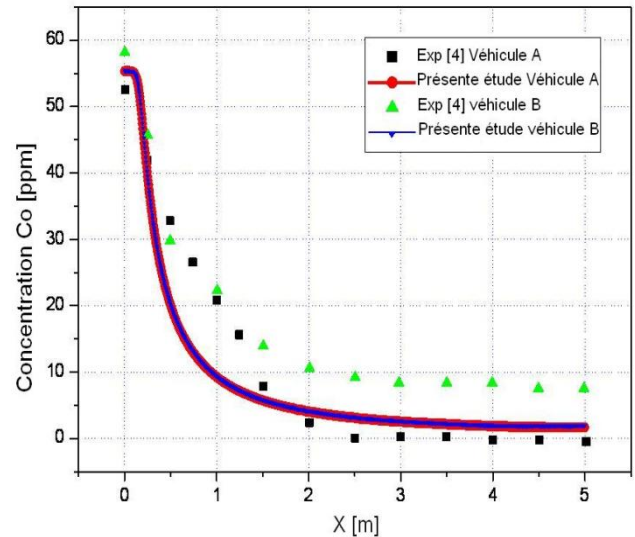


Figure IV-6 : Comparaison de la concentration de CO dans les deux types de véhicules.

Pour le polluant CO, on observe que les résultats de la simulation numérique sont légèrement différents aux résultats expérimentaux (Figure IV -6). L'écart dans les valeurs est considéré faible et donc on peut dire que la simulation prévoit bien l'abaissement exponentiel de la concentration en CO le long de la ligne centrale du panache. Ces simulations donnent bien la dispersion du polluant dans la direction horizontale, à trois sections différentes du panache.

Ces résultats de simulation, comparés aux résultats expérimentaux, montrent que le model numérique utilisé dans les calculs prévoit bien la dispersion des polluants dans le panache d'échappement. Ceci est remarqué pour les deux types de véhicules, avec moins de précision dans le cas de moteur muni d'un catalyseur. Néanmoins les résultats numériques sont acceptables.

Les figures (IV -7) et (IV -8) montrent les dispersions latérales de NOx et de CO à quatre différentes distances. Ces figures montrent que ces dispersions augmentent en s'éloignant de la source d'émission des gaz d'échappement, c'est-à-dire les concentrations diminuent. On remarque aussi que la dispersion du NOx est symétrique autour du tuyau d'échappement par contre elle n'est pas dans le cas du polluant CO. Cette différence est attribuée à la nature chimique du gaz CO par rapport au gaz NOx. Les concentrations de NOx et de CO sont diffusées à moins 1 ppm sur une distance de 0,3m suivant la direction latérale et de la ligne centrale du panache d'échappement.

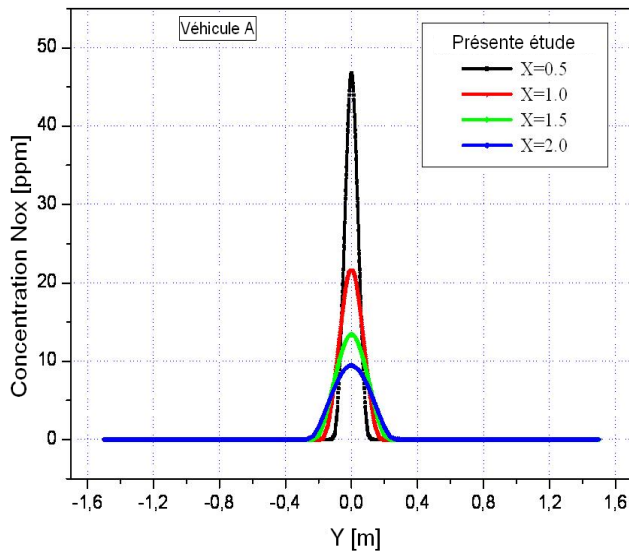


Figure IV -7 : Dispersion de NOx à différentes distances X.

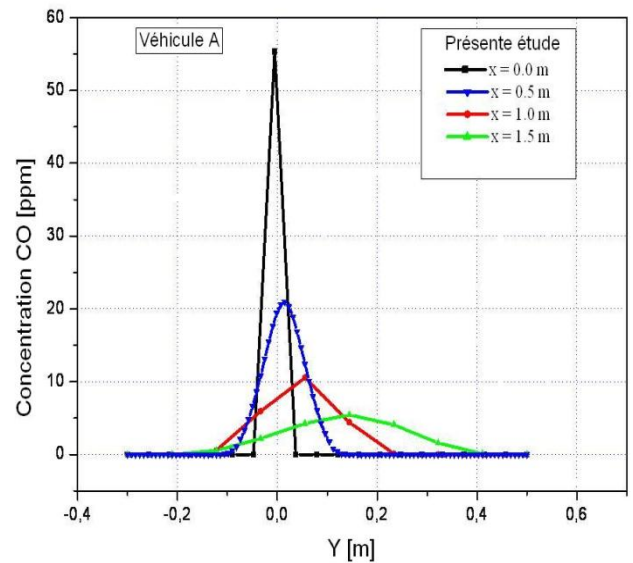


Figure IV -8 : Dispersion de CO à différentes distances X.

Le vent latéral peut affecter la dispersion du panache d'échappement dans la région transversale en aval du véhicule et donc il joue un rôle important dans le développement du panache d'échappement.

A partir des résultats précédents, on observe qu'en raison de la dispersion rapide des concentrations des polluants dans l'air ambiant, la concentration de chaque produit d'échappement diminue rapidement le long de la ligne centrale du panache d'échappement dans les deux directions horizontale et transversale.

Les résultats numériques montrent que la concentration de HC a diminué rapidement le long de la distance x en s'éloignant de la sortie de tuyère d'échappement des véhicules d'essai (Figure IV-9). La concentration de HC à la sortie est de 19 et 4 ppm de véhicule A et B respectivement et décroît exponentiellement à moins de 1 ppm, à partir d'une distance d'environ 3.0 m.

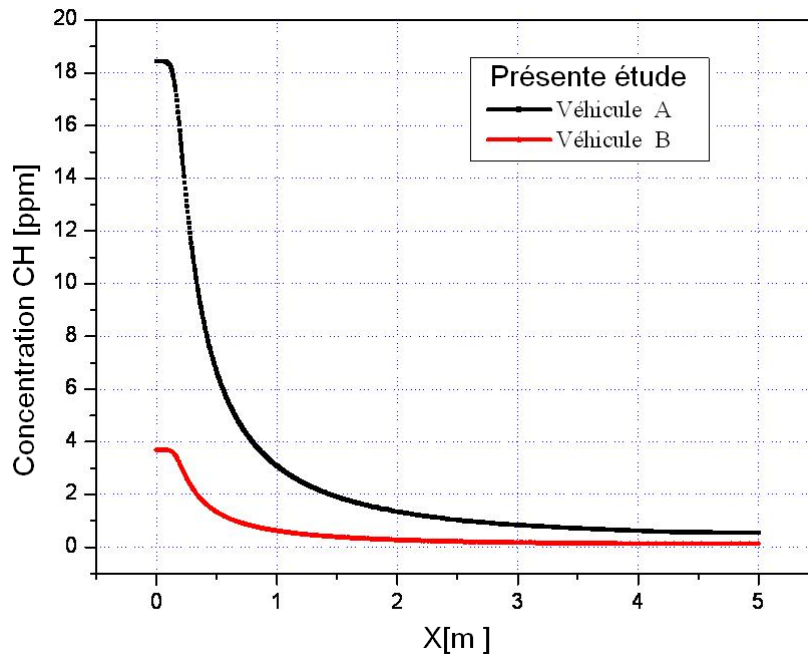
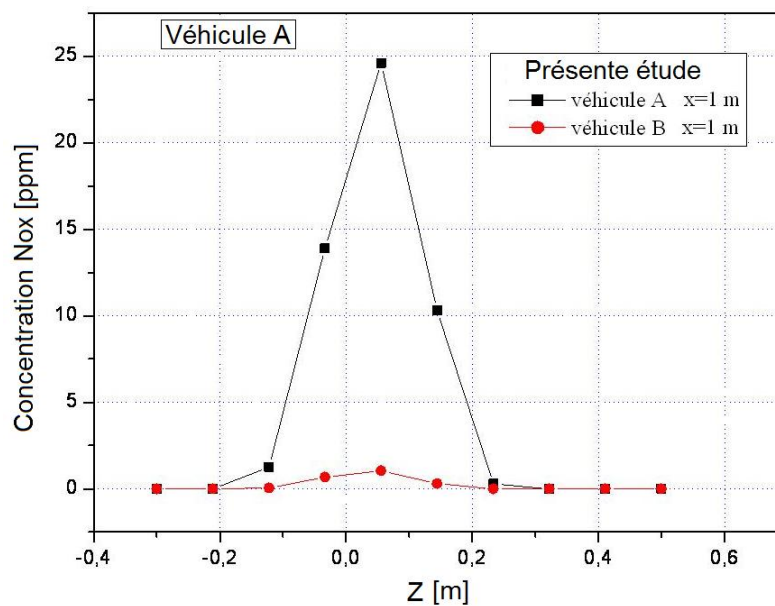


Figure IV -9 : Concentration de HC avec et sans catalyseur.

La figure IV -10 présente, pour les deux véhicules, la diminution de la concentration de NO_x dans la direction verticale et pour une distance longitudinale $X = 1$ m. À cette distance et dans un intervalle $Z = [-0,3 \text{ à } +0,5]$, la concentration de NO_x pour le véhicule A diminue d'une manière très rapide de 25 à moins de 1 ppm. Ce résultat n'est pas observé dans le cas du véhicule B à cause de sa faible concentration à la sortie de la tuyère d'échappement.

Figure IV -10 : Variation de la concentration de NO_x suivant z à x=1m.

Les résultats trouvés indiquent qu'aux conditions climatiques calmes, la dispersion ascendante du NOx n'est pas significative au-dessus de 1.0 m, mais elle est importante au-delà de cette distance.

L'influence du catalyseur des gaz d'échappement est bien remarquée sur le profil de la concentration.

À la sortie des gaz d'échappement $x = 0$, on remarque une chute rapide de la concentration du NOx (de 140 ppm à une valeur moins de 1 ppm) et qui devient par la suite invariable à partir d'une position verticale de ± 0.06 m du tuyau d'échappement (figure IV -11).

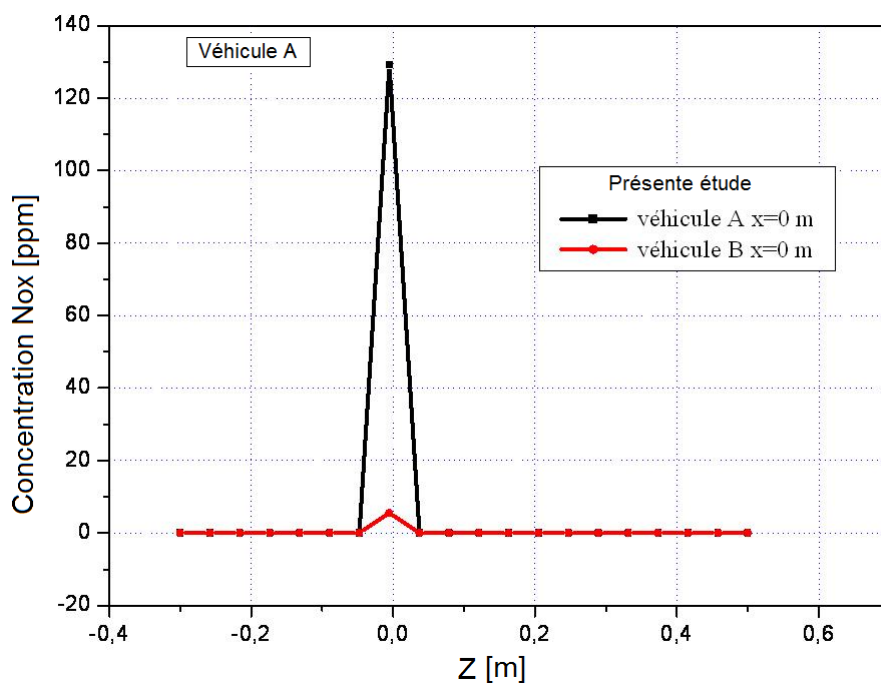


Figure IV -11 : Variation de la concentration de NOx suivant z à x = 0 m.

Dans les figures IV -12, IV -13 et IV -14 les contours de concentration de NO_x montrent une diminution brusque et remarquable en s'éloignant de la sortie des gaz d'échappement et à partir de distance X = 0.30 m la concentration devient faible pour les deux type de moteur étudié.

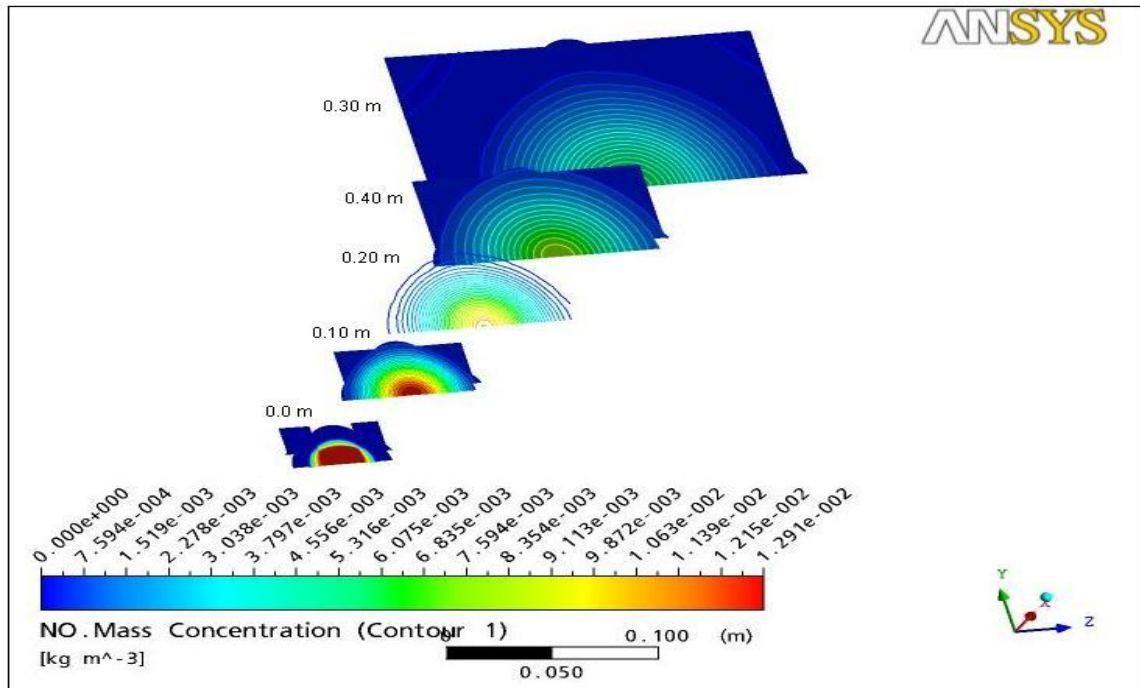


Figure IV.12 – Isoconcentrations de NO_x suivant des plans parallèles à (Y-Z) de véhicule A.

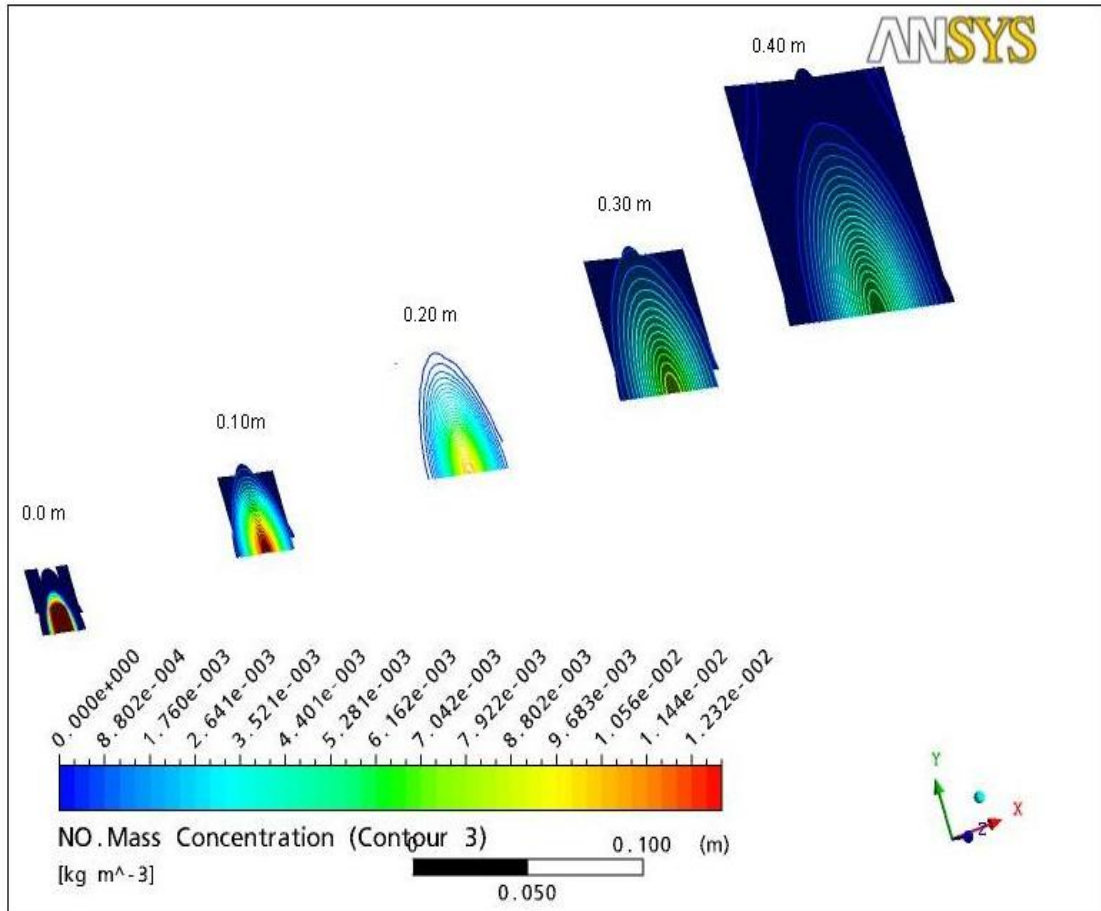


Figure IV.13 – Isoconcentrations de NOx suivant des plans parallèles au (Y-Z) de véhicule B.

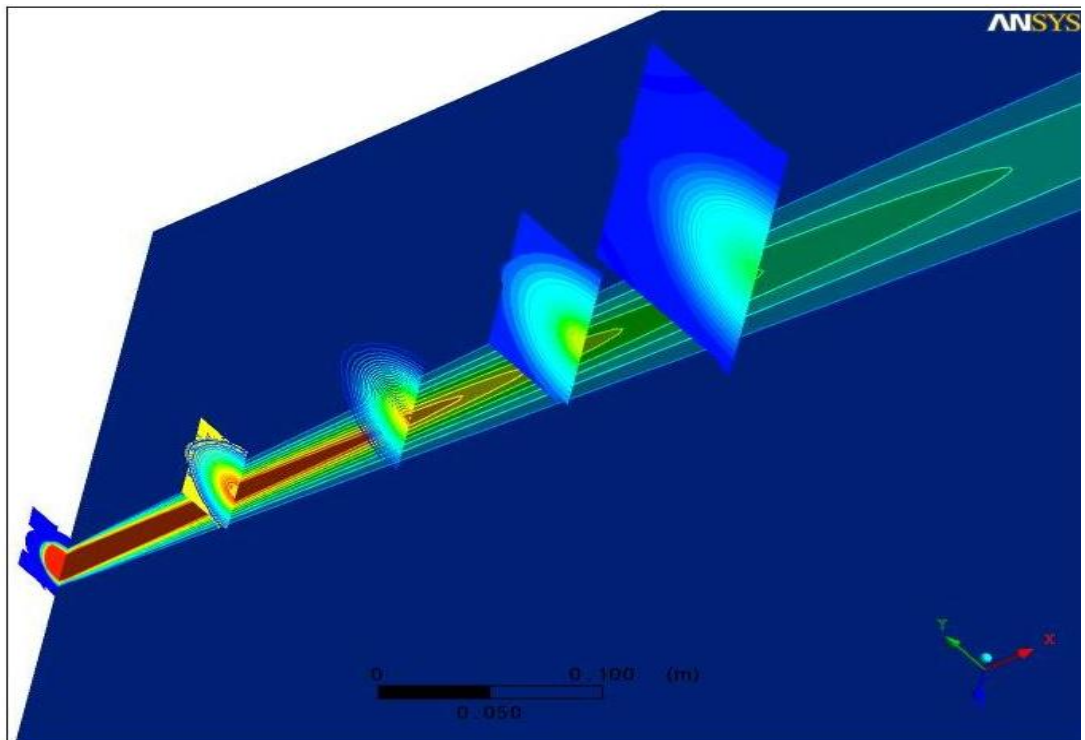


Figure IV.14 – Contours de concentration de NOx pour le véhicule A.

Dans les figures IV -15, IV -16, et IV -17 est indiquée l'évolution des vitesses des gaz polluants selon la direction longitudinale X. On remarque une diminution brusque de la vitesse de l'écoulement des gaz d'échappement. Elle décroît exponentiellement à la sortie d'une valeur $v = 4.8 \text{ m/s}$ pour atteindre la vitesse de l'air ambiant pour une distance $x = 2 \text{ m}$.

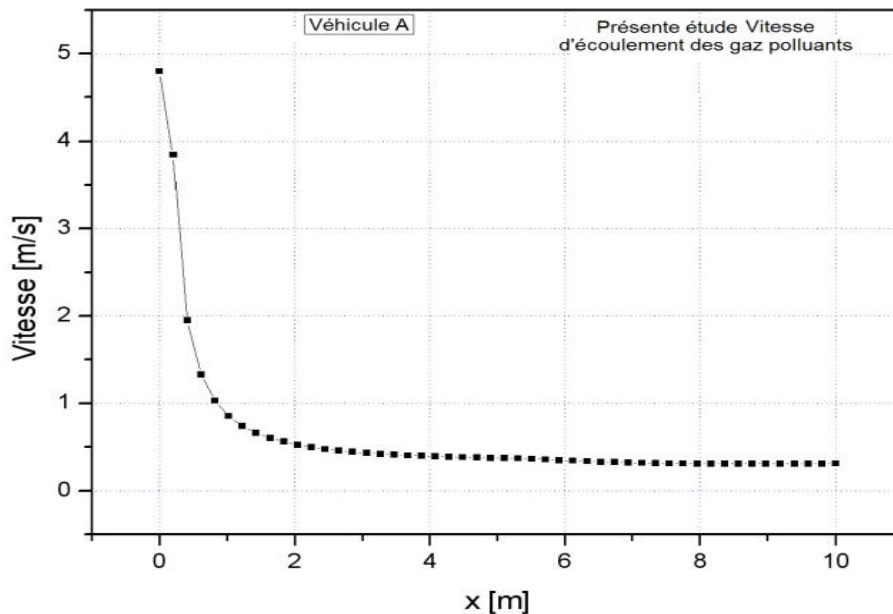


Figure IV.15 : profil de vitesse d'écoulement du polluant selon X

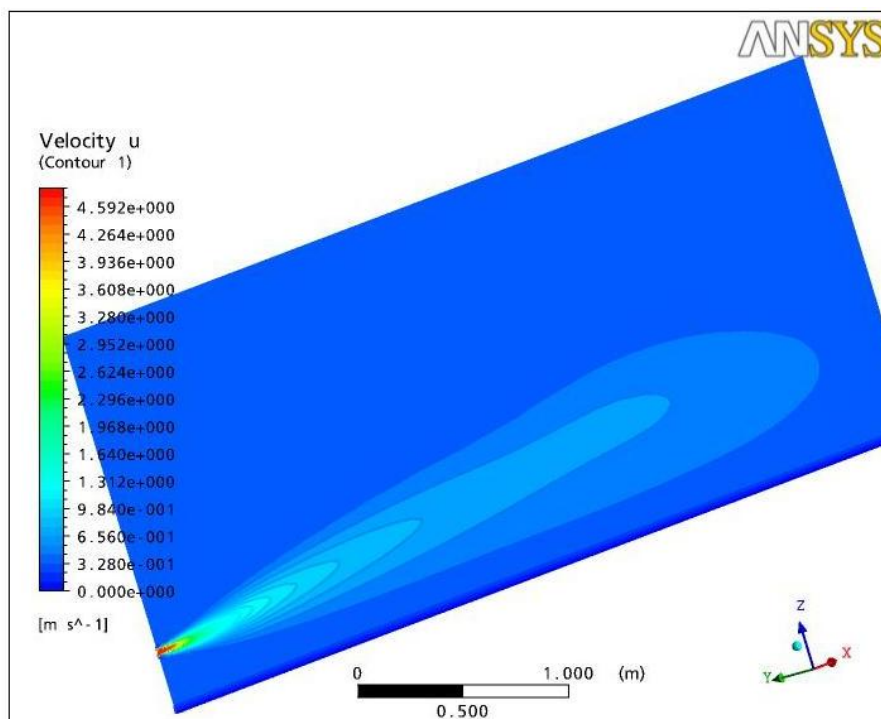
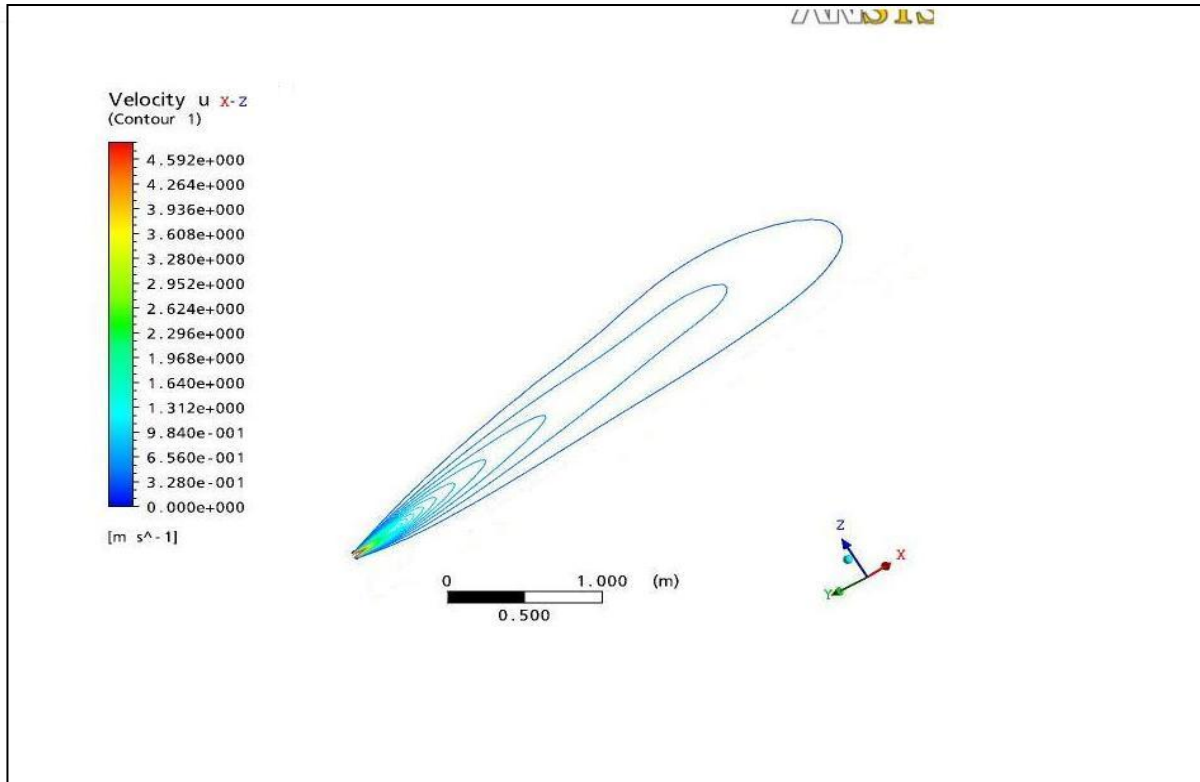


Figure IV -16 : Variation des contours de vitesse d'écoulement du polluant selon X.



IV -17. Variation des contours de vitesse suivant l'axe des X

On remarque dans les figures IV -18 et IV -19 que la courbe et les contours de température de la fumée des polluants décroissent rapidement de 380 K° à la température ambiante 293K° le long de la distance x en s'éloignant de la source d'émission.

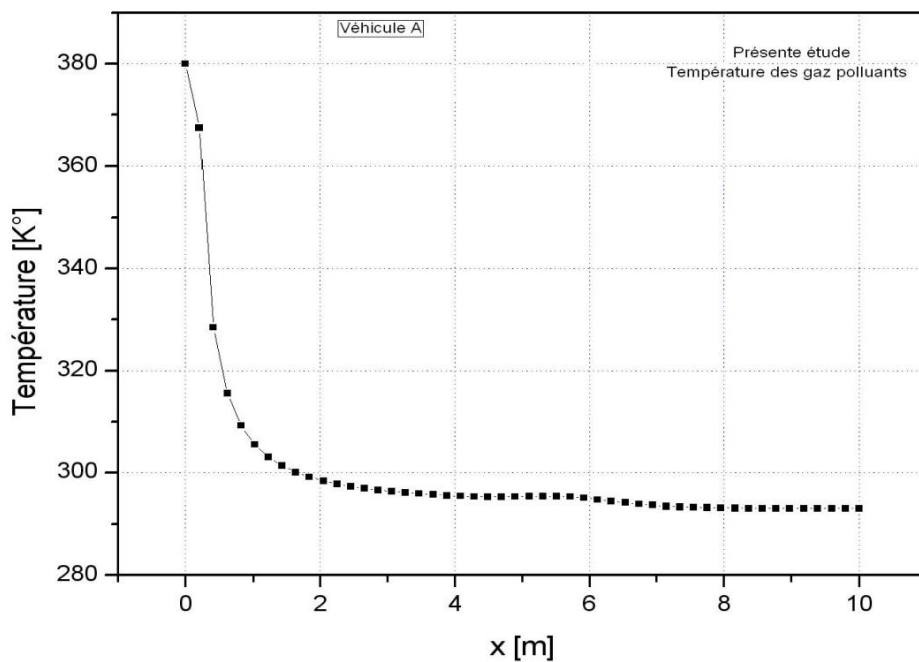


Figure IV -18 : Profil de température de la fumée polluante selon la direction X.

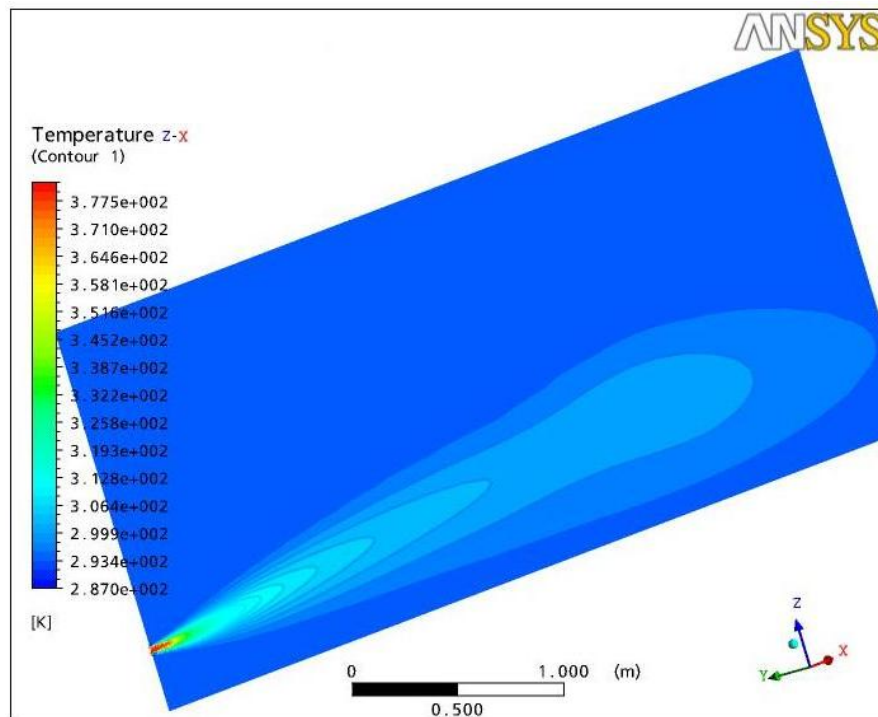


Figure IV -19 : Contours de température du fumé polluant selon la direction X.

La figure IV -20 présente les contours de distribution de la concentration de CO dans le plan Y-Z pour des distances de 1 à 5 m le long de la ligne centrale du panache d'échappement et avec une vitesse de sortie de 4.8 m/s. Cette figure montre qu'au voisinage de la source d'émission, le domaine des concentrations est sous forme d'un demi-cercle d'environ 0,5 m de diamètre. De ce fait, les piétons le long des deux côtés du véhicule seront moins affectés.

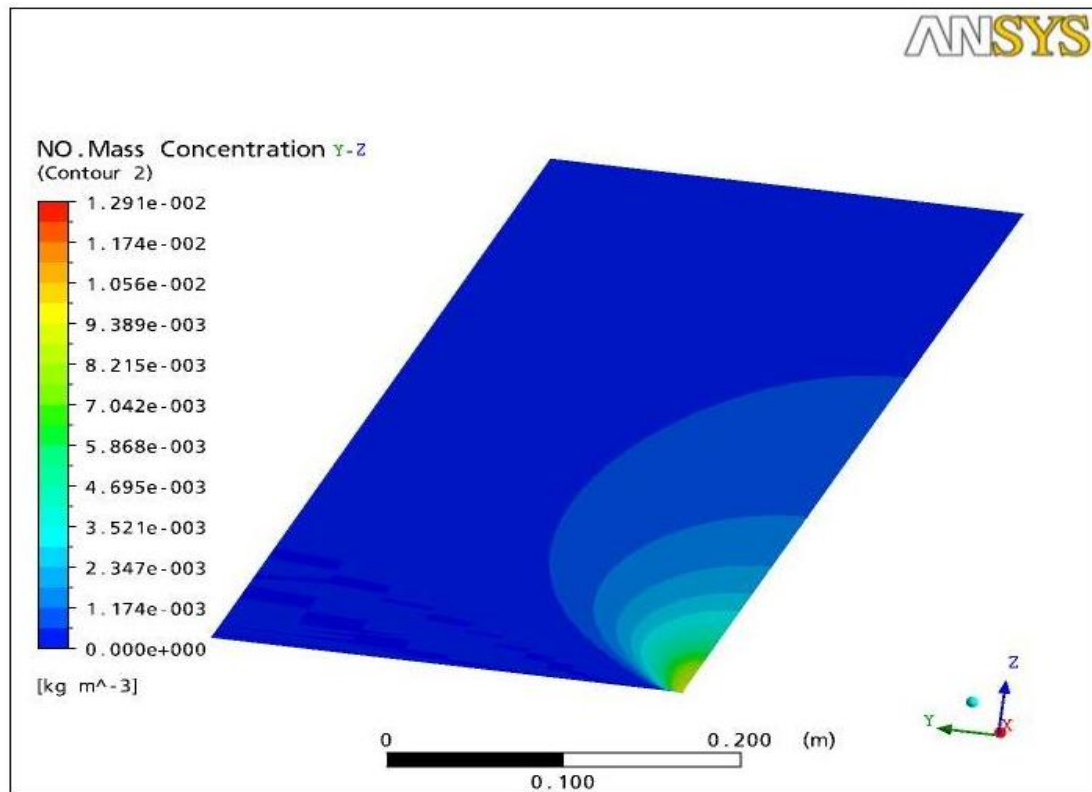


Figure IV -20 : Les contours de concentration selon le plan (Y-Z).

Les figures IV -21 et IV -22 présentent l'influence de l'angle d'incidence sur les contours des concentrations des gaz NO_x et CO. On remarque que l'angle de sortie a une influence considérable sur la dispersion du polluant dans le panache d'échappement, en dirigeant le gaz vers la terre. La zone de dispersion est limitée à une couche mince au-dessus de la terre. Cependant, quand l'angle grimpe jusqu'à 30° , une interaction plus forte entre l'écoulement des gaz et la terre cause une augmentation de la dispersion du panache (figure IV -21). Lorsque le tuyau d'échappement est plus penché vers le sol (angle plus grand) le polluant se disperse plus efficacement dans la direction verticale.

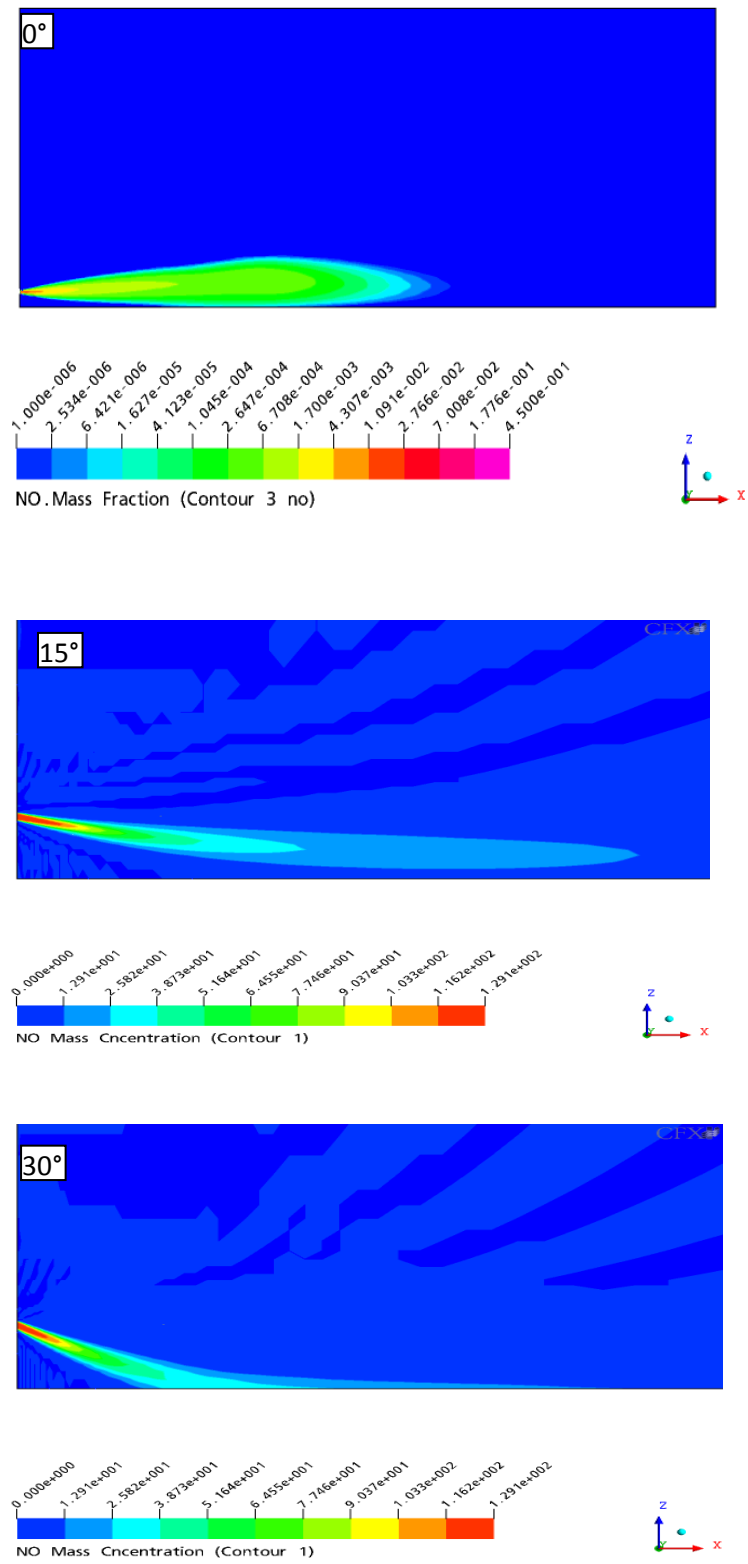


Figure IV -21: Contours de concentration de NOx pour des angles d'incidence 0, 15° et 30°.

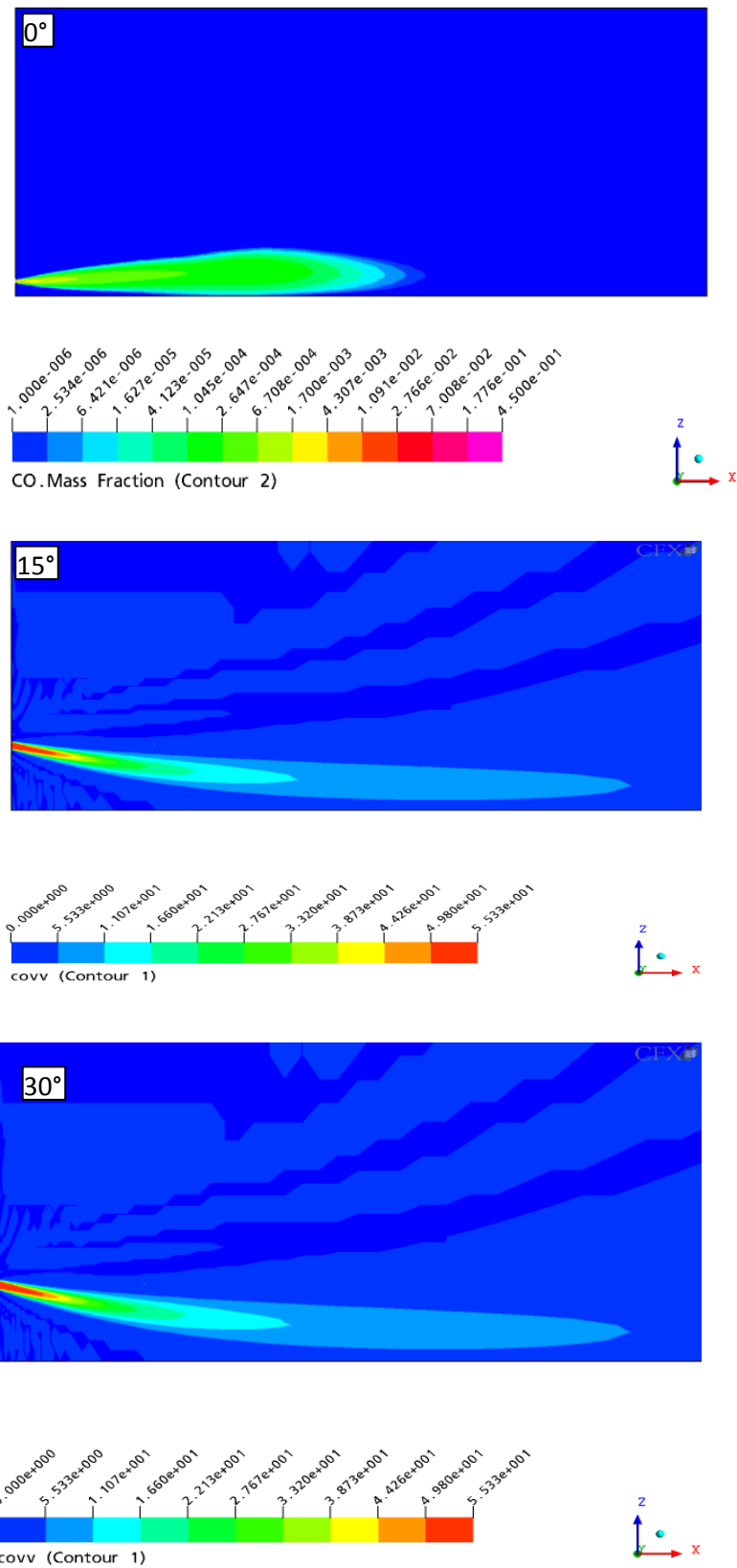


Figure IV -22: Contours de concentration de CO pour des angles d'incidence 0, 15° et 30°.

Quand l'angle de sortie est 15° , les polluants tendent à s'écarter sur le côté sol. À 30° il y a une interaction plus forte entre l'écoulement de gaz et la terre, ayant pour résultat une amplitude ascendante de l'écoulement de gaz; plus l'angle est grand, plus les polluants sont dispersés rapidement dans la direction verticale.

L'angle de la sortie de la tuyère peut jouer un rôle important à limiter la dispersion des polluants dans la direction verticale. J'ai constaté par ces résultats de simulation que l'angle de sortie a une grande influence sur la dispersion du polluant d'une part et d'autre part la vitesse de sortie des gaz d'échappement peut augmenter la quantité de mouvement du jet.

Figure IV -23 : Cette figure représente la variation de l'énergie cinétique turbulente K le long de l'axe des X, on voit que l'énergie turbulente K est maximale au voisinage de la source d'échappement mais la diminution est brusque en s'éloignant de l'origine d'émission pour atteindre des valeurs très faibles.

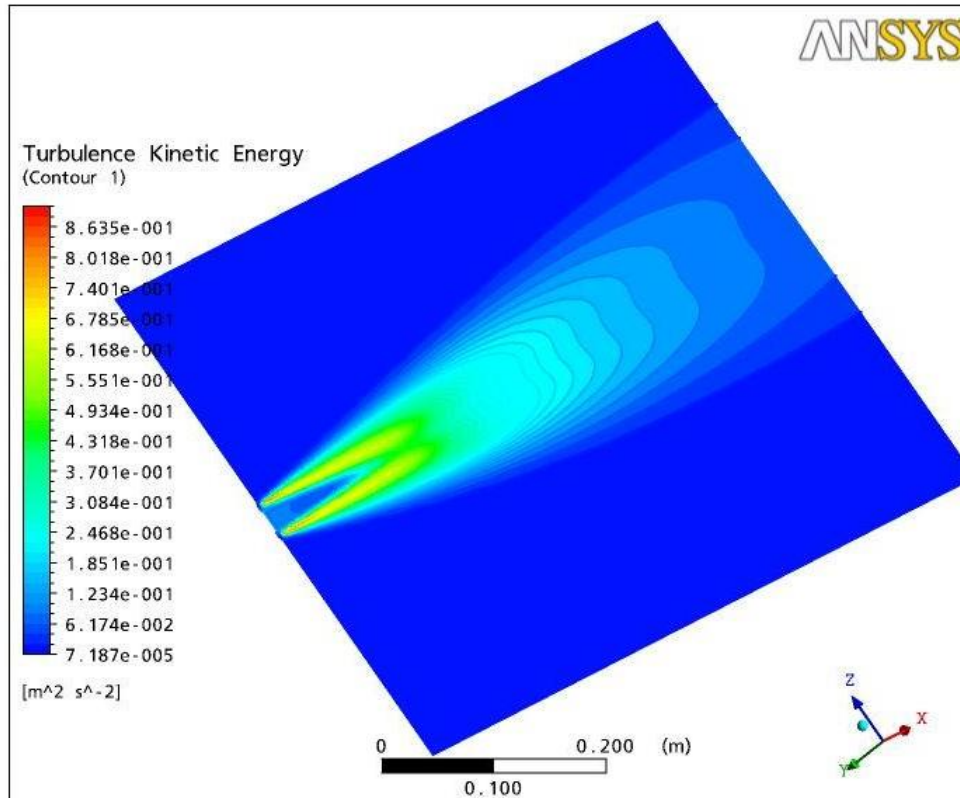


Figure IV -23 : Contours de l'énergie cinétique turbulente selon la direction X

Dans la figure IV -24 la dissipation de l'énergie cinétique turbulente est remarquable sur le périphérique du panache d'échappement et au voisinage de la source d'émission de l'échappement de véhicule de l'essai, la dissipation prend des valeurs très faibles à partir de 2 m de la sortie des polluants.

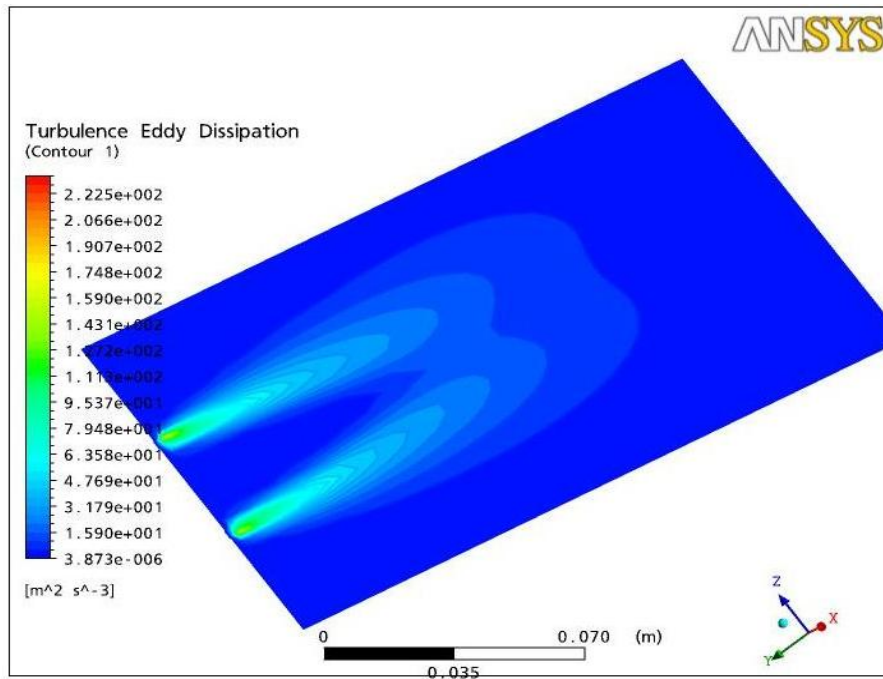


Figure IV-24 : Contours de dissipation de l'énergie cinétique turbulente selon la direction X.

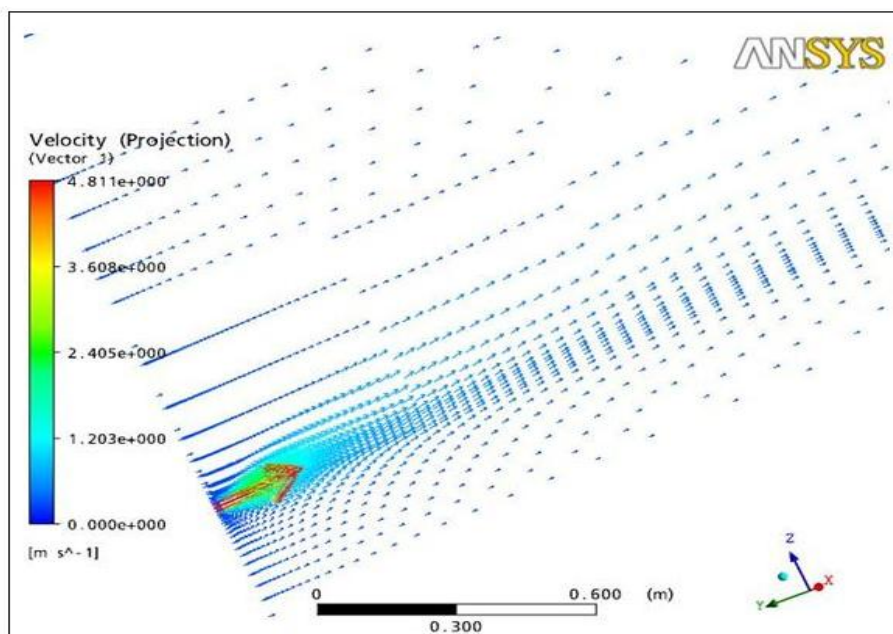


Figure IV -25 : Vecteurs vitesse du polluant et de l'air.

Sur la figure IV -25 on observe le processus d'entraînement de l'air sur la vitesse d'écoulement et la dispersion du panache d'échappement de véhicule d'essai le long de l'axe des X, la circulation de l'air influe probablement sur la concentration du panache à partir de la sortie du tuyau d'échappement.

Généralement cette étude montre que le processus de dispersion dans la région proche, pour la concentration relative de CO (10 à 100%) été moins influencée par la vitesse du vent de milieu ambiant que la vitesse de sortie des gaz d'échappement de véhicule, mais l'influence est réciproque dans la région lointaine à partir de 0 à 10%. Il est claire que l'effet de la vitesse des gaz d'échappement sur le processus de dispersion est plus prononcé que l'influence de la vitesse du vent de milieu ambiant dans la zone proche de sortie de tuyaux d'échappement, bien que l'effet de la vitesse du vent de milieu ambiant montre graduellement un rôle significatif sur le processus de dispersion le long avec de développement du panache des gaz d'échappement de véhicule. Les résultats de simulation trouvés par les auteurs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux près de la source d'émission, mais la diminution aux concentrations ambiantes est très lente. Les effets de la concentration d'émission initiale, la vitesse de sortie, la direction de sortie et l'intensité de l'écoulement transversal sont investies paramétriquement.

VI – Conclusions générales et perspectives

Cette étude essaye d'analyser numériquement, les caractéristiques de dispersion du panache d'échappement d'un véhicule fonctionnant avec des conditions simples et idéales en considérant la dispersion du panache d'échappement de véhicule à partir de son point d'émission à une certaine distance descendante. A la lumière des résultats trouvés on peut dégager les points suivants:

Les émissions polluantes d'un véhicule en mode marche-arrêt sont considérées plus nocives sur la santé humaine parce que les polluants ne sont pas dispersés par le sillage créé par un véhicule mobile.

Des différences significatives de concentrations en polluant dans le panache d'échappement, pour des véhicules différents dans le mode marche-arrêt, ont été observées. Cette différence dépend du type du véhicule, de la technologie et des conditions climatiques.

Les résultats des simulations numériques montrent que les deux types véhicules émettent différentes concentrations de polluants gazeux en CO, HC et en NOx et de substances de particules, mais toutes les concentrations des polluants chutent sur une distance de 3 m le long de la ligne centrale de la source d'émission, et sur une distance de 1 m des deux côtés de la ligne et à une hauteur de 1 m.

Dans cette étude le code CFX 10.0 a été employé pour analyser la dispersion des polluants gazeux, en utilisant le modèle de turbulence k-ε. Le modèle pouvait simuler étroitement les résultats expérimentaux proches de la source mais les résultats trouvés ont pris une plus longue distance pour atteindre les valeurs ambiantes. Le modèle a été alors appliqué pour étudier les effets de la concentration initiale de pollution, vitesse de sortie, direction de sortie et l'intensité du vent latéral sur la dispersion. La concentration initiale en polluant augmentera les concentrations locales proches de la source d'émission mais l'allure de dispersion reste le même.

L'angle de sortie a une influence plus forte sur la dispersion de polluant que la concentration initiale en polluant ainsi que la vitesse de sortie. Un angle de 30° semble donner une meilleure dispersion des polluants.

Le vent latéral montre un effet significatif sur la dispersion du panache d'échappement également. Il détournera le panache pour se disperser dans la même direction du vent avec une pénétration limitée dans la direction descendante. Plus le vent latéral est fort, plus la dispersion descendante est faible.

Les concentrations des polluants sont affectées par la concentration initiale du polluant concerné et de la vitesse de sortie. À de faibles vitesses de sortie, les concentrations en polluants tendent à être plus élevées plus près de la source d'émission. Une vitesse de sortie plus élevée aidera à disperser les polluants plus loin en aval.

Les résultats de simulation montrent que si la dispersion augmente à proximité d'un véhicule, l'angle et la vitesse de sortie peuvent être ajustés dans la mesure où elles seront d'utilité pratique pour augmenter la fixation des polluants au sol.

La suite de ce travail peut être entreprise sur les problèmes de l'influence de la vitesse de sortie sur la dispersion des polluants. Le travail peut être aussi élargi à d'autres conditions climatiques et à d'autres solutions technologiques telles que l'orientation de la sortie des gaz et des dispositifs de diminutions des émissions. Autres carburants utilisés dans le moteur sont aussi des sujets intéressants pour une pareille étude.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :

- [1] - P.E.Benson, 1984. CALINE 4- a dispersion model for predicting air pollutant concentrations Near roadways. Office of Transportation Laboratory, California Department of Transportation, Sacramento, USA.
- [2] - T.L.Chan, G. Dong, C.S. Cheung, C.W.Leung, C.P.Wong, W.T.Hung 2001 Monte Carlo simulation of nitrogen oxides dispersion from a vehicular exhaust plume and its sensitivity studies. Atmospheric Environment 35, 6117-6127.
- [3] - G.I. Taylor. 1921. Diffusion by continuous movements. Proc. London Math Soc., Ser. 2,20, 196-211.
- [4] - Z.Ning,C.S.Cheung, Y.Lu, M.A.Liu, W.T.Hung. 2004. Experimental and numerical study of the dispersion of motor vehicale pollutants under idle condition. Atmospheric Environment 39,7880-7893.
- [5] - J .S. Wang ,T.L.Chan, C.S.Cheung, C.W.Leung, W.T.Hung. 2006. Three- dimensional pollutant concentration dispersion of a vehicular exhaust plume in the real atmmsphere. Atmospheric Environment 40, 484-497.
- [6] - Z.Ning ,T.L.Chan. 2007. On-road remote sensing of liquefied petroleum gas (LPG)vehicle emissions measurement and emission factors estimation. Atmospheric Environment, 2–12.
- [7] - J.S. Wang, et coll.,. 2006. Roadside measurement and prediction of CO and PM2.5 (Particule en suspension).
- [8] - Dispersion from on-road vehicles in Hong Kong. Transportation Research Part D 11 ,242–249.
- [9] - R.Kerbachi, et coll. 1998. La pollution par les oxydes d’azote et l’ozone dans la ville d’Alger, Pollution atmosphérique, pp 89-101.
- [10] - D.Kessali, et coll. 2002. Mesure de la pollution plombifère dans l’air ambiant d’Alger. Pollution atmosphérique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [11] - C.H. Cheng, C.S. Cheung, T.L. Chan 2007. Experimental investigation on the performance, Gaseous and particulate emissions of a methanol fumigated diesel engine. *Science of the total environment* 389:115-124.
- [12] - M. Bougherdaoui. 1997. Les émissions en polluantes de voitures utilisant le GPL. Séminaire sur le développement et la promotion du GPL/C, Alger, EL AURASSI.
- [13] - P.A. Taylor. 1987. 'Comments and Further Analysis on the effective Roughness Length for Use in Numerical Three Dimensional Models', *Boundary-Layer Meteorology* 39, 403-419.
- [14] - H.L. Tong, W.T. Hung, C.S. Cheung 1999. Development of a driving cycle for Hong Kong. *Atmospheric Environment* 33, 2323-2335.
- [15] - P. Chassing, 2000. *Turbulence en mécanique des fluides: Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Toulouse.
- [16] - T.L. Chan, G. Dong, C.S. Cheung, C.W. Leung, C.P. Wong, W.T. Hung 2001. Monte Carlo simulation of nitrogen oxides dispersion from a vehicular exhaust plume and its sensitivity studies. *Atmospheric Environment* 35, 6117-6127.
- [17] - Kim Dong-Hee, G. Mridul, G. Dinesh, 2001. On the prediction of concentration variations in a dispersing heavy-duty truck exhaust plume using $k-\epsilon$ turbulent closure. *Atmospheric Environment* 35, 5267-5275.
- [18] - T.L. Chan, G. Dong, C.W. Leung, C.S. Cheung, W.T. Hung 2002. Validation of a two-dimensional pollutant dispersion model in an isolated street canyon. *Atmospheric Environment* 36, 861-872.
- [19] - H. Sobottka, et coll. 1980 b. Pollutant dispersion of vehicle exhaust gases in street canyons. *Proceedings of the Fifth International Clean Air Congress, Buenos Aires, Argentina*.
- [20] - H.K. Versteeg, W. Malalasekera, 1995. *An introduction to computational fluid dynamics—the finite volume method*. Longman Scientific and Technical, New York.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [21] - S.Kingham, et coll. 2000. Spatial variations in the concentrations of traffic related pollutants in indoor and outdoor air in Huddersfield, England. *Atmospheric Environment* 34, 905–916.
- [22] - A.N. Kolmogorov, 1942, Equation of turbulent motion of an incompressible Turbulent fluid, *Izv. Ser. Phys. VI*, n° 1-2, 56.
- [23] - [W.F.Dabberdt. 1973. Validation and applications of an urban diffusion model for vehicular pollutants. *Atmospheric Environment* 7, 603–618.
- [24] - C.J.Baker. 2001. Wind tunnel evaluation of a vehicle pollution dispersion model *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 187–200.
- [25] - P.E.Benson, 1984. CALINE 4- a dispersion model for predicting air pollutant concentrations Near roadways. Office of Transportation Laboratory, California Department of Transportation, Sacramento, USA.
- [26] - B.E Launder. & Spalding D.B. [1974] : " The numerical computation of turbulent flows " - *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*-" Vol. 3 - pp. 269-289.
- [27]- Patankar S.V. & Spalding D.B. [1972] : " A calculation procedure for heat, mass and Momentum transfer in three dimensional parabolic flows " - *Int. J. Heat Mass Transfer* -Vol. 15- pp. 1787-1806.
- [28] - L.Simon (a) [1990] : " Evaluation de schémas numériques pour la modélisation de l'advection - dispersion" - *La Houille Blanche* – No. 3 - pp. 225-230.
- [29] - H.Tennekes et coll. : 1978. A first course in turbulence, MIT Press. "Turbulence"
- [30] - R.S. Benson.«The thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines» Edition: Horlock J.H et Winterbone D.E.Clarendon press. Oxford, 1982.
- [31] - Knapp, K.T., Tejada, S.B., 2000. Central Carolina vehicle particulate emission study. Final Report, US Environmental Protection Agency MD-46.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [32] - D.Gray, et A.Giorgini, (1976). The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. International Journal Heat Mass Transfer, 19: 545-551.
- [33] - J.Cousteix, (1989). Turbulence et couche limite. Toulouse.
- [34] - John Wiley & Sons, Ltd. Particulate Emissions from Vehicles ISBN: 978-0-470-72455-2.
- [35] - Documentations CFX 2003 :(1) SolverTheory , (2)TurbulenceAnd NearWallTheory.
- [36] - H.Sobottka. 1980 a. Vehicle exhaust gas emissions in citystreets and their distributions; comparison of measurements and model aspects. IMA Conference on Modeling of Dispersion in Transport Pollution, Southendon- Sea, England.