

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Aéronautique**

MEMOIRE DE MAGISTER

**En Aéronautique
Spécialité : Aéronautique**

MODELISATION DE L'ECOULEMENT DE LA FUMEE DANS UN CANAL

Par

Chikh Leila

Devant le jury composé de:

S.BOUKRAA	Professeur à l'USTB	Président
N.KHELALFA	chargée de cours à l'USTB	Examineur
R.HAOUI	Maître de conférence à l'USTHB	Examineur
T.REZZOUG	Maître de conférence à l'USTB	Rapporteur
S.BERGHEUL	chargé de cours à l'USTB	Examineur

Blida, Septembre 2006

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Aéronautique**

MEMOIRE DE MAGISTER

**En Aéronautique
Spécialité : Aéronautique**

MODELISATION DE L'ECOULEMENT DE LA FUMEE DANS UN CANAL

Par

Chikh Leila

Devant le jury composé de:

S.BOUKRAA	Professeur à l'USTB	Président
N.KHELALFA	chargée de cours à l'USTB	Examineur
R.HAOUI	Maître de conférence à l'USTHB	Examineur
T.REZZOUG	Maître de conférence à l'USTB	Rapporteur
S.BERGHEUL	chargé de cours à l'USTB	Examineur

Blida, Septembre 2006

Résumé

Dans la présente étude on s'intéresse à la décharge de la fumée résultante d'un incendie dans un canal, assimilée à un tunnel routier. Une simulation numérique (CFD) du phénomène est menée à l'aide du code de calcul TEAM basé sur la méthode des volumes finis à 2 D pour un régime transitoire utilisant le modèle K- ϵ standard à haut nombre de Reynolds.

Les caractéristiques de l'écoulement résultantes de la simulation seront validées par des résultats provenant de différentes études.

Abstract

In this present studies, we are interested by a dissipation of a smoke of fire along a tunnel.

A numerical simulation of this phenomenal is made by the CFD code TEAM. A finite volume method in two dimensions is used for a transient problem, using model of turbulence K- ϵ standard for high number of Reynolds.

The characteristics of the flow are calculated by simulation and will be discussed.

خلاصة

في إطار هذه الدراسة تهتم بتفريغ الدخان الناتج عن حريق داخل قناة تشبه خندق الطرقات.

الصورة الرقمية (CFD) لهذه الظاهرة مأخوذة بمساعدة شفرة الحساب (TEAM) المستندة عن طريقة الحجوم المنتهية (2D) وذلك عن طريق أسلوب انتقالي باستعمال النموذج ($k\epsilon$) ذو ارتفاع في عدد رينولدز (Reynolds)

حيث تقييم خصائص السيلان الصحيحة بالنتائج الواردة عن مختلف الدراسات.

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été mené au sein de l'institut d'aéronautique de l'université Saad Dahleb de BLIDA .Mes remerciements donc vont Mr BERGHEUL Saïd, chef d'institut.

Ce travail, je le dois à mon directeur de thèse Mr REZZOUG Tahar, professeur à l'institut d'aéronautique qui m'a fait profiter de sa solide expérience et de tout son savoir. Je tiens à remercier les membres du jury qui ont bien voulu donner leur avis sur ce travail. Je tiens également à remercier Mm KHELALFA Nawel pour son soutien durant tout ce travail, ainsi que Mm AZINE Houria, Mm HAMLATI Zineb de m'avoir encouragé et soutenu durant toute la période.

Pour finir, je remercie mon père, mes frères Mohamed, Rachid, Hacène, ma sœur Salima et son mari Brahim pour leur soutien permanent.

Je remercie également Mr THOEN Pierre dont j'ai sollicité l'avis à plusieurs reprises et qui m'a aidé par divers documents.

Chikh Leila

Table des matières

INTRODUCTION	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
1. GENERALITES	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
1.1 Introduction.....	Erreur ! Signet non défini.
1.2 l'objet de la mecanique des fluides.....	Erreur ! Signet non défini.
1.3 Qu'est ce qu'une simulation numerique	Erreur ! Signet non défini.
1.4 La turbulence	Erreur ! Signet non défini.
1.5 La ventilation des tunnels routiers	Erreur ! Signet non défini.
1.6 Les sources d'incendie en tunnel	Erreur ! Signet non défini.
1.7 Les dangers lors d'un incendie en tunnel.....	Erreur ! Signet non défini.
1.8 Mouvement des fumees dans l'air au repos.....	Erreur ! Signet non défini.
1.9 Influence du courant d'air longitudinal	Erreur ! Signet non défini.
1.10 Les differents systemes de ventilation	Erreur ! Signet non défini.
1.11 Vitesse critique :	Erreur ! Signet non défini.
2. PRESENTATION DU PROBLEME PHYSIQUE ET MODELISATION MATHEMATIQUE.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
2.1 Definitions du probleme	Erreur ! Signet non défini.
2.2 Probleme physique.....	Erreur ! Signet non défini.
2.3 Equations generales	Erreur ! Signet non défini.
2.4 Modelisation de la turbulence.....	Erreur ! Signet non défini.
2.5 Ecriture des equations :	Erreur ! Signet non défini.
3. Procedure De Resolution	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.1 Methode numerique	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.2 Les volumes finis	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.3 La methode des volumes finis et l'algorithme simple	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.4 Principe de l'algorithme « simple ».....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.5 Algorithme	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.6 Maillage	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.7 Terme source pour la temperature T.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.8 Terme source pour l'energie cinetique de turbulence k	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.9 Terme source pour le taux de dissipation ϵ	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.10 Procedure de resolution	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
3.11 Caracteristiques de la fumée.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4. PRESENTATION DU CODE TEAM.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.1 Presentation du code	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.2 Le modele bidimensionnel.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.3 Les conditions aux limites	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.4 Traitement à l'entrée.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.

4.5	Traitement a la sortie :	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.6	Traitement par l'axe de symetrie :	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
4.7	Algorithme du code TEAM	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
5.	RESULTAT ET INTERPRETATION	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
	CONCLUSION.....	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
	APPENDICES A	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
	REFERENCES	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 2.1	Schéma de la modélisation du panache dans le canal plan	21
Figure 2.2	Région proche de la paroi	25
Figure 3.1	Volume de contrôle constant autour du point P	30
Figure3.2	1 ^{ère} loi de variation local φ	31
Figure3.3	2 ^{ème} loi de variation local φ	31
Figure3.4	Schéma du domaine d'étude	33
Figure3.5 a	Grille de discrétisation 2- D	34
Figure 3.5.b	Grille cartésienne, à droite grille curviligne	34
Figure3.6	Maillage à espacement non uniforme	41
Figure3.7	Localisation des variables sur le maillage	42
Figure3.8	Volume de contrôle pour un cas bidimensionnel	43
Figure3.9	Volume de contrôle pour un cas unidimensionnel	46
Figure3.10	Flux total entre deux points du maillage	46
Figure3.11	Variation de A et B en fonction du nombre de Peclet	47
Figure3.12	Volume de contrôle pour U	51
Figure3.13	Volume de contrôle pour V	52
Figure 3.14	Voisinage immédiat de la paroi	60
Figure 3.15	Notations pour la grille de discrétisation mono directionnelle	60
Figure 3.16	Interpolation de φ sur $[0,L]$ selon la valeur du nombre de Peclet	64
Figure 4.1	Type de frontière	68
Figure 5.1	Variation de la vitesse transversale pour différentes vitesses de ventilation	73
Figure 5.2	Variation de la vitesse transversale le long du canal pour différents temps	73
Figure 5.3	Variation de la vitesse longitudinale pour différentes vitesses de ventilation	74
Figure 5.4	Evolution de température au niveau des différentes Positions du canal pour deux vitesses de ventilation	74
Figure 5.5	Evolution de température à une position intermédiaire du	75

	canal pour une ventilation de 4m/s	
Figure 5.6	Variation de la température pour deux temps différents le long du canal	75
Figure 5.7	Variation de la température pour un maillage 100*100	76
Figure 5.8	Variation de la température pour un maillage 150*100	76
Figure 5.9	Variation de la température pour un maillage 150*150	78
Figure 5.10	Comparaison des résultats de la température obtenus par le code TEAM et le code FDS	78
Tableau 2.1	Tableau des coefficients de diffusion	22
Tableau3.1	Tableau de θ pour différents schémas d'interpolation	66
Organigramme 3.1	Simple	38
Organigramme 3.2	PISO	39

Introduction

Bien que les accidents y soient plus rares (dans les tunnels) que ceux qui se produisent sur des voies ouvertes, leurs conséquences, particulièrement en cas d'incendie, sont plus dévastatrices. Lors d'un événement, les dix premières minutes sont décisives pour la survie des voyageurs car, en cas de feu, la fumée envahit très rapidement le tunnel, et ceci bien avant que les équipes de secours ne parviennent sur les lieux de l'accident. Il faut améliorer les possibilités, pour les passagers des trains et des voitures, d'organiser eux mêmes leur évacuation (sauvetage autonome ou self reçue).

L'approche de la normalisation numérique de la stratification des fumées lors d'un incendie en tunnel est d'un grand intérêt pour la définition de la meilleur stratégie de ventilation [1][2][3], le modèle de turbulence $K-\epsilon$ standard à haut nombre de Reynolds, du fait de sa simplicité et sa stabilité, est largement utilisé par l'industrie. Il produit des résultats relativement corrects, même par les écoulements non isothermes.

Des simulations numériques de transport de fumée stratifiées en tunnel 2D ont été effectuées à l'aide d'un modèle de turbulence $K-\epsilon$ [4] haut nombre de Reynolds, il est actif à proximité des parois par une loi logarithmique adaptée à la paroi.

Pour simplifier le problème, le panache est supposé se développer symétrique par rapport au foyer de l'incendie tandis que les nappes d'extraction sont supposées être localisées à égale distance de celui-ci dès lors, le domaine d'étude est réduit par symétrie.

Les prédictions résultant de la simulation menée par le code de calcul TEAM basé sur la méthode des volumes finis avec un maillage cartésien.

Dans la présente étude le travail a été enchaîné suivant 5 étapes.

1. Première étape est consacrée aux généralités sur les fluides notamment les écoulements turbulents.
2. Deuxième étape consiste à présenter le problème physiquement ainsi que le modèle mathématique appliqué.
3. Troisième étape est consacrée à la procédure de résolution, basée sur les volumes finis avec un maillage cartésien.

4. Quatrième étape, mentionne l'utilisation du code de calcul TEAM par la circulation du phénomène.
5. Cinquième étape, interprétation des résultats
6. Et conclusion.

CHAPITRE 1 GENERALITES

1.1 Introduction

La dynamique des fluides est la branche de la physique qui traite de l'écoulement des fluides et des effets mécaniques, thermiques et autres, qu'il engendre ou qui lui sont associés. Le domaine d'application, dont l'étendue est considérable, touche également plusieurs autres sciences. La dynamique des fluides englobe ainsi tous les phénomènes d'écoulement.

La dynamique des gaz est une désignation beaucoup plus récente qui englobe un vaste domaine d'écoulement de gaz. L'appellation aéronautique est plus spécialement réservée aux études de l'écoulement de l'air.

1.2.L'objet de la mécanique des fluides

Le but de la mécanique des fluides est de décrire et de calculer les différents types d'écoulement de fluides que nous pouvons observer. La difficulté de cette entreprise apparaît immédiatement en faisant une expérience simple [5]:

- Observons la fumée d'une cigarette montant dans l'air calme ; voici ce que nous observons :

Sur quelques dizaines de centimètres , la fumée s'élève tranquillement et les particules de fumées nous paraissent suivre des trajectoires régulières sensiblement parallèle ; qu'elles décrivent de manière uniforme ; puis une dizaines de centimètres environ, cet ordonnancement se disloque au profil de quelques tourbillons d'une taille comparable à la longueur de la colonne de fumée ; ils évitent et se déforment en s'élevant pour brusquement laisser place à un mouvement tellement désordonné qu'on ne peut plus suivre à l'œil la trajectoire d'une particule.

Dans la zone basse, l'écoulement ordonné est appelé laminaire ; dans la plus haute , il est dit turbulent , tandis que la zone intermédiaire est baptisée zone de transition.

Dans ces 3 zones, les conditions dans les quelles s'effectue l'écoulement sont voisins et pourtant, les comportements sont très différents.

La connaissance des deux premiers régimes a fait des progrès si considérable au cours du xx^{ème} siècle que l'on peut les considérées comme bien connus, le troisième en revanche demeure une énigme. En effet, la turbulence est l'une des grandes questions fondamentales qui reste sur le palier du physicien.

Ces approches diverses présentent différents niveaux de complexité, depuis des modélisation statique[1] basées sur une hypothèse de viscosité de la turbulence, puis les modélisations plus évoluées comprenant de nombreuses équations de transport, jusqu'aux simulations numériques de grandes structures turbulentes[6].

1.3.Qu'est ce qu'une simulation numérique

La simulation numérique (CFD :Computational Fluid Dynamic) consiste à reproduire par le calcul numérique, le fonctionnement d'un système préalablement décrit par un ensemble de modèles. Elle s'appuie sur des méthodes mathématiques et informatiques spécifiques.

Dans une simulation numérique, le dispositif expérimental consiste, en un ensemble de programmes informatiques exécutés sur des ordinateurs. Les codes ou logiciels de calculs sont la traduction, à travers des algorithmes numériques, des formulations mathématiques des modèles physiques étudiés.

Le développement de la vitesse de calcul et de la capacité mémoire des ordinateurs permet de faire des calculs de plus en plus représentatifs de situation physiques.

La simulation numérique de phénomènes physiques (tels que l'écoulement turbulent) est devenue indispensable aussi bien dans de nombreux laboratoire pour aider au développement de nouveaux modèles, que dans de nombreux secteurs industriels où elle facilite les études et la conception de nouveaux produits, en particulier dans des contextes où la réalisation de maquette est impossible ou de coût prohibitif.

Les codes de champ, ou codes CFD (Computational Fluid Dynamic), résolvent les équations régissant les mouvements de fluide. Ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement du fluide (équation de Navier- Stokes), ainsi que la conservation de son enthalpie. Certains codes sont aussi en mesure de décrire le transport de polluant ou les réactions chimiques au sein d'un fluide. Il existe un grand nombre de codes CFD disponible[7].

Pour ce travail, on a eu recours au code (TEAM)[8].

1.4. La turbulence

La turbulence, ou l'agitation de l'écoulement dit turbulent, se développe dans la plus part des écoulement qui conditionnent notre environnement immédiat (rivière, océan, atmosphère).

Elle se révèle être aussi un, sinon, le paramètre dimensionnant dans un bon nombre d'écoulement industriels (liés à la production ou la conversion d'énergie, à l'aérodynamique)

Il n'est donc pas étonnant que soient entrepris des efforts visant sa prédiction , fut elles, encore imprécise , surtout lorsqu'elles se trouve combinée à des phénomènes qui les compliquent :Stratification, combustion, présence, de plusieurs phases.

C'est que paradoxalement, même s'il est possible d'anticiper la nature turbulente d'un écoulement et même, de point de vue théorique, dégager certaines caractéristiques communes et apparemment universelles aux écoulements turbulents, leurs prédictions dans des cas précis reste délicates.

1.4.1 Modélisation de la turbulence

Il existe différents niveaux de modèles, se distinguant par leur degré de complexité, c'est à dire par le nombre d'équation de transport supplémentaires introduites pour les quantités turbulentes pour former le problème : on parle ainsi de modèle de turbulence à zéro, à une ou deux équations. Il existe également des méthodes de résolution plus complexes et plus onéreuses en ressources informatiques, simulation directe, Large-Eddy-Simulation) qui sera décrite ultérieurement. Les modèles de turbulences les plus utilisés à l'heure actuelle dans les codes CFD sont les modèles à deux équations, et plus particulièrement le modèles de turbulence dit K-ε standard qui est de loin le plus répandu[9].

1.4.1.1 Le modèle k-ε standard

Pour former le système d'équation à résoudre, ce modèle modélise le tenseur de Reynolds suivant [9]:

$$\overline{\rho u_i u_j} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \quad \text{où } K = \frac{1}{2} \sum_i u_i'^2 \quad (2.1)$$

Dans cette expression voir formule (2.1), k représente l'énergie cinétique de turbulence, et μ_t est appelée viscosité turbulente. Cette expression est analogue à celle du tenseur des contraintes de cisaillement en régime laminaire, et conduit à ce qu'avec ce modèle, l'équation de conservation de la quantité de mouvement en régime turbulent est obtenue à partir de celle du régime laminaire en remplaçant la viscosité moléculaire μ par une viscosité effective :

$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$:

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu + \mu_t) + \bar{\rho} g_i \quad (2.2)$$

Ceci étant posé, le problème revient maintenant à déterminer la viscosité turbulente, ainsi que l'énergie cinétique de turbulence.

Pour ce faire, on fait l'hypothèse que la turbulence est isotrope, et que la viscosité turbulente est le produit d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueurs caractéristiques de la turbulence. Ces deux échelles sont obtenues à partir de l'énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation ε [9] :

On pose l'échelle de longueur de la turbulence égale à $\frac{\sqrt{k}}{\varepsilon}$

Par hypothèse, on a alors :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.3)$$

Où C_μ est une constante déterminée empiriquement. La modélisation de la turbulence est ainsi ramenée à la détermination de seulement deux inconnues supplémentaires. L'énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation, qui est obtenue à partir de leurs équations de conservation respectives. Ces équations de conservation s'obtiennent à partir de l'équation de la quantité de mouvement écrite pour les grandeurs instantanées. Les équations de transport pour k et ε ont la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \rho \varepsilon + G_b \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \mu_t C_{1\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) - C_2 \rho \varepsilon + G_b (1 - C_3) \right] \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.5)$$

Dans ces équations, G_b représente la turbulence des forces de poussée gravitationnelle.

1.4.1.2 les models statistiques

Ces models 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'écoulement, fluides en géométries complexes utilisent les éléments finis ou les volumes finis comme schémas de discrétisation des parois, près des parois ils sont couplés avec des models de lois de parois.

1.4.1.3 Les models sous –mailles

Les models sous –mailles ou Large Eddy simulation (LES) calculent le comportement des grandes échelles, modélisant l'action des petites échelles. En effet, les grandes échelles d'un écoulement sont celles qui contrôlent, par exemple, les transferts de chaleur, et qui contiennent l'énergie cinétique.

La modélisation se fait en modélisant l'action dissipative des petites échelles sur les grandes échelles, au moyen d'une viscosité tourbillonnaire (modèle de type Smagorinsky). Des modèles plus précis, les modèles dynamiques, ont permis d'obtenir une meilleure estimation des constantes intervenant dans la modélisation de type Smagorinsky.

1.4.1.4 les schémas multi niveaux

Les schémas multi niveaux ou méthode Dynamic Multi-level method (DML) proposent une modélisation des petites échelles non fondée sur une modélisation des de type Smagorinsky. Les 1^{er} schémas multi-niveaux présentent une simplification du calcul du calcul des petites échelles tout en permettant une bonne estimation du comportement des grandes échelles. Ce type de modélisation numérique a permis d'accélérer le calcul de simulation directe.

1.4.2 Nature de la turbulence

La turbulence est une propriété de l'écoulement et non du fluide lui-même. Il n'existe pas de définition de la turbulence en milieu fluide, ni d'ailleurs de théorie générale de la

turbulence. La turbulence est alors caractérisée par un certain nombre de propriétés observables qui sont des grandeurs physiques telles que vitesse et pression varient de façon apparemment aléatoire.

1.5. La ventilation des tunnels routiers

La ventilation des tunnels routiers a 3 objectifs principaux :

- protéger autant que possible les usagers en cas d'incendie dans un tunnel
- limiter les niveaux de polluants dans un tunnel en exploitation normale.
- fournir de bonnes conditions de dispersion pour les polluants qui sortent du tunnel.

Ces 3 objectifs sont encadrés par des textes réglementaires divers, qui fixent des exigences. Dans le cadre d'un projet tunnel, il faut pouvoir concevoir des tunnels qui effectivement atteignent ces exigences. Il est donc nécessaire, au moyen d'études utilisant essentiellement des considérations de mécanique des fluides, de comprendre et modéliser les situations qui peuvent se rencontrer.

1.6. Les sources d'incendie en tunnel

Les sources potentielles d'incendies en tunnel sont les véhicules présents et les matériaux et installations de l'espace de circulation lui-même ou des locaux techniques. Pour ce qui est des installations du tunnel présentes dans le tube lui-même, en raison des dispositions prises en matière de réaction au feu des matériaux.

Les incendies en tunnel qui sont dangereux pour les usagers sont donc les incendies de véhicules présents dans le tunnel. L'incendie peut se produire en tout endroit du tunnel avec tout type de véhicule et de chargement du véhicule.

Les caractéristiques de l'incendie seront fortement variables d'un cas à l'autre. La puissance thermique d'un incendie de véhicule varie entre moins de 2 MW (petit incident de véhicule de tourisme) et 200MW (incident d'une citerne d'hydrocarbures)[10].

La plupart de ces incendies sont causés par une inflammation spontanée des véhicules par défaillance technique (échauffement anormal, court circuit,.....).

1.7. Les dangers lors d'un incendie en tunnel

L'ordre d'apparition des dangers pour les personnes lors d'un incendie en tunnel est en général le suivant :

- le premier effet l'arrivée des fumées, qui sont très opaques et gênent considérablement l'événement des usagers,

- dans un second temps, les usagers qui n'ont pas pu évacuer le tunnel à cause du manque de visibilité sont incommodés voir asphyxiés par les fumées dégagées par l'incendie, dont le niveau de toxicité augmente progressivement,
- enfin, la chaleur dégagée par l'incendie provoque de fortes élévations de température, pouvant mettre en danger directement des personnes (par convection ou par rayonnement), mais aussi détruire ou endommager des véhicules ou des composants du tunnel parfois indispensable à la sécurité des usagers (éclairage, ventilation, systèmes de commutations, faux plafonds,.....)
- les ordres de grandeurs des conditions ambiantes critiques pour les usagers sont une visibilité de moins de 10 m, une température entre 60 et 80 ° C[10] selon l'humidité de l'air, et un rayonnement l'ordre de 2 Kw/m². la toxicité reste en général acceptable tant que les conditions minima de visibilité décrites ci- dessus sont assurées. C'est donc bien la perte de visibilité qui est le danger fondamental, car sans visibilité, il devient impossible d'évacuer l'espace enfumé, ce qui conduit à devoir respirer un air chargé en substances toxiques pendant un temps trop long pour permettre la survie.
- Pour les services de lutte contre le feu munis d'équipements adaptés (en particulier des appareils respiratoires), la température critique est de l'ordre de 100 °C et le rayonnement critique de 5KW/m²[10].
- Un incendie de voiture dégage en général de l'ordre de 5MW, et qu'un incendie de poids lourd peut dégager jusqu'à 200 MW (à comparer avec de la puissance typique d'un radiateur électrique, de l'ordre de 0.003MW, et à celle d'une tranche de centrale nucléaire, de 1300MW)[10].

Cette puissance varie beaucoup selon les circonstances de l'incendie : selon les véhicules impliqués et leur chargement, mais aussi de manière fondamentale selon les conditions d'alimentation en air frais et selon la surface de contact qu'offre le combustible avec l'air frais.

Un incendie produit des fumées chaudes qui tendent à se plaquer en sous – face de la voûte ou du plafond du tunnel, Selon le courant d'air longitudinal.

1.8. Mouvement des fumées dans l'air au repos

En absence de courant d'air longitudinal, les fumées se maintiennent en partie haute du tunnel sur d'assez longues distances. Si le tunnel n'est pas en pente, la fumée se propage de façon symétrique dans les deux directions à une vitesse de l'ordre de 1 à 2 m/s pour un

incendie de véhicule léger, et vraisemblablement à plus de 4 m/s pour une citerne d'essence. Au fur et à mesure de sa progression, la couche de fumée se refroidit et sa vitesse diminue.

1.9. Influence du courant d'air longitudinal

En présence d'un courant d'air longitudinal suffisant, toujours en l'absence de pente, l'ensemble des fumées est poussée d'un côté par le courant d'air. On appelle vitesse critique la vitesse de l'air, au moyen sur une section au vent du foyer à partir de laquelle toutes les fumées sont repoussées d'un seul côté. On y voit en particulier le phénomène de nappe de retour (backlayering), qui consiste en une couche stable de fumées au vent du foyer.

1.10. Les différents systèmes de ventilation

En cas d'incendie, deux stratégies sont possibles :

- ou bien viser à pousser toutes les fumées d'un seul côté du foyer, protégeant par là même les usagers présents du côté d'où vient le courant d'air longitudinal, mais mettant en dangers les usagers éventuellement présents du côté opposé ; il s'agit de la stratégie longitudinale.
- ou bien viser à conserver la stratification des fumées, les usagers se trouvant alors dans une couche d'air frais situées sous fumées ; il s'agit de la stratégie transversale.

1.10.1 L'incendie en ventilation longitudinale

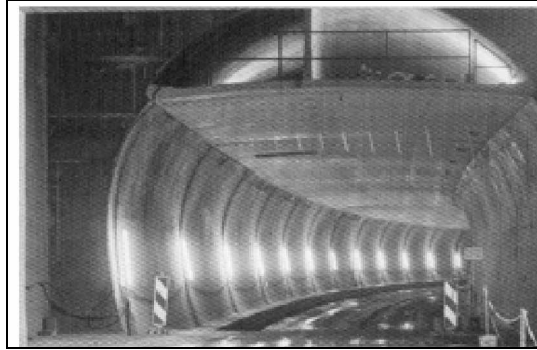
En stratégie longitudinale, on vise à repousser toutes les fumées d'un seul côté du foyer au moyen d'un courant d'air suffisamment fort, mettant ainsi en sécurité les usagers présents au vent du foyer.

On peut retenir comme ordre de grandeur une valeur entre 7 et 30 W/m²/K. ainsi dans un tunnel de diamètre hydraulique de 8 m, avec un courant d'air de l'ordre de 3 m/s, l'élévation de température est divisée par 10 entre 500 et 1000m après le foyer [12].



1.10.2 L'incendie en ventilation transversale

En stratégie transversale, on vise à maintenir la stratification des fumées au moyen d'extractions de plafond et d'une limitation des courants d'air.



1.11. Vitesse critique

La vitesse critique est la vitesse de courant d'air à partir de laquelle toutes les fumées sont repoussées vers l'aval du foyer.

CHAPITRE 2 PRESENTATION DU PROBLEME PHYSIQUE ET MODELISATION MATHEMATIQUE

2.1 Définitions du problème

L'état consiste à simuler l'écoulement de la fumée créée par un incendie dans un canal plan en se référant pour les données et les dimensions à une étude faite expérimentalement par Jirka et Harlemann (1979) [12].

L'approche de la modélisation numérique de la stratification des fumées lors d'un incendie en tunnel est d'un grand intérêt pour la définition de la meilleure stratégie de ventilation.

2.2 Problème physique

Les essais d'incendies sont fait en tunnel routier .la source thermique de 2.8 Mw était créée par deux bacs de 1 m² de fuel disposés dans le sens transversal [10].

La modélisation physique choisie est bidimensionnelle avec une source thermique de 1.1 x 1 m² de surface et de 1.4 Mw de puissance. Cette puissance correspond seulement à un demi panache pour tenir compte de symétrie dans le sens longitudinal le canal mesure 120 m de long (L) et 6.3 de hauteur (H) voir figure (3.1)

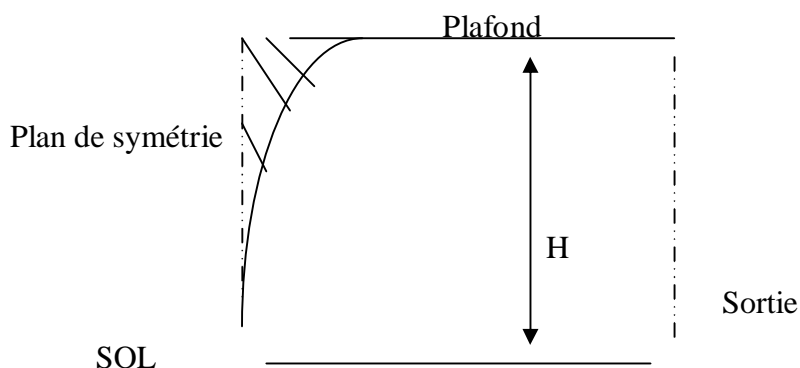


Figure 2.1 schéma de la modélisation du panache dans le canal plan

2.3.Équations générales

L'équation qui régit les transports de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie avec des différents paramètres de Turbulence et utilisé par le code de CFD Team [8], est donnée sous sa forme générale en régime instationnaire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) + S \quad (2.1)$$

Celle-ci concerne uniquement le cas unidirectionnel, tan disque nous nous traitons un cas bidirectionnel, donc il suffit de rajouter une deuxième équation similaire à (2.1) dans la direction des Y.

Pour le cas axisymétrique l'équation (2.1) devient alors:

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho r^j U \phi) + \frac{\partial}{\partial Y}(\rho r^j V \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(r^j \sigma \phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(r^j \sigma \rho \phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) + r^j s \phi \quad (2.2)$$

Où : $r = y$, U et V sont les vitesses locales dans les directions x et y respectivement, $\sigma \phi$ et $s \phi$ sont respectivement les coefficients de diffusion et la variable de transport et « s » le terme de source.

Les coefficients de diffusion et termes sources pour différentes variables ϕ sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 2 1 : coefficient de diffusion des termes sources

équation	ϕ	$\sigma\phi$	$s\phi$
densité	1	0	0
Mouvement U x	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{1}{r\sigma} \frac{\partial}{\partial y}(r^j \mu_{eff})$
Mouvement V y	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial Y}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y}(\sigma \mu_{eff} \frac{\partial}{\partial Y}) + 2 \frac{\mu_{eff} V}{r^2}$
Energie de turbulence	K	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma k}$	G- ρE
dissipation	ϵ	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma \epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k}(c_1 G - c_2 \rho \epsilon)$

J=1 \longrightarrow axisymétrique

J=0 \longrightarrow écoulement plan

Les équations utilisées sont :

a- densité :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho ru) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho rv) = 0 \quad (2.3)$$

b- vitesse suivant x(u) :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho ru^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho rvu) = \frac{\partial}{\partial x}(r\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(r\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y}) + (r[-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x})] \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x})) \quad (2.4)$$

c- Vitesse suivant y(v)

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho rv^2) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho rvu) = \frac{\partial}{\partial x}(r\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(r\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y}) + (r[-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x})] \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x})) \quad (2.5)$$

d- Énergie de turbulence k :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho ruk) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho rvk) = \frac{\partial}{\partial x}(r\mu_{eff} \frac{1}{pk} \frac{\partial k}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\frac{1}{k} r\mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial y}) + r(G - \rho E) \quad (2.6)$$

e- dissipation ε

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho ru\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho rv\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x}(r\mu_{eff} \frac{1}{\sigma\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\frac{1}{\sigma\varepsilon} r\mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}) + r\left(\frac{\varepsilon}{k}(C_1 G - C_2 \rho E)\right) \quad (2.7)$$

2.4. Modélisation de la turbulence

2.4.1. Définition des paramètres du modèle $k\varepsilon$

En modèle $k\varepsilon$ on définit la vitesse turbulente θ caractéristique des tourbillons de plus grandes taille et est égale à \sqrt{K} , l'énergie cinétique turbulente k constituant, compte tenu de sa définition une masse directe de l'intensité des fluctuations turbulentes dans les 3 directions. Cette valeur correspond bien à l'échelle de vitesse des plus grands tourbillons dans la mesure où sont eux qui détiennent la plus grande part de l'énergie cinétique turbulente. La longueur L caractéristique des tourbillons de plus grande taille est choisie égale à $\frac{K^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$ ou ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente en chaleur due aux contraintes visqueuses.

- La viscosité turbulente $\nu_t = C\mu\rho_0 \frac{K^2}{\varepsilon}$ et $\nu_{eff} = \nu + \nu_t$ constitue l'hypothèse la plus forte du modèle $k\varepsilon$. Donc le modèle $k\varepsilon$ est un modèle à deux équations de transport, et les grandeurs transportées sont l'énergie cinétique turbulente K et le taux de dissipation ε de cette énergie

2.2.1 Le modèle standard modèle $k\varepsilon$

Il est basé sur l'hypothèse de viscosité turbulente initiée par Boussinesq où les continuités turbulentes sont exprimées en fonction du tenseur des taux de déformation à l'aide d'une nouvelle variable ν_t appelée viscosité turbulente telle que :

$$\nu_t = C\mu\rho \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (2.8)$$

Où k et ε sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et sa dissipation qui sont décrites par leurs équations de transport respectives :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{U} k) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \vec{\nabla} k \right] + P_K - \varepsilon \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \varepsilon) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \vec{\nabla} \varepsilon \right] + (C_{\varepsilon 1} P_K - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.10)$$

Les composantes des modèles prennent pour valeurs :

$$C_\mu = 0.09 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_K = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad [9]$$

Les équations ont été établies pour des écoulements à grand nombre de Reynolds où les transports moléculaires sont négligeables devant les transports turbulents. Toute fois en présence d'une paroi, les couches visqueuses jouent un rôle très important particulièrement en ce qui concerne les transferts de chaleur se produisant à son niveau. Pour remédier à cet aléa, des lois de paroi sont appliquées dans cette couche (figure 2.2), et le modèle $k\varepsilon$ est utilisé à l'extérieur de cette zone. La loi communément appelée « loi de paroi » est principalement basée sur l'hypothèse de la constante de la continuité de cisaillement notée μ_p dans la région proche de la paroi conduisant à l'établissement des fameuses « loi logarithmique » qui s'exprime comme suit :

$$\mu_p = -\mu_L \frac{U_p}{Y_p} = -\rho_p C_\mu \frac{1}{4} K_{Pw}^2 U_p \quad (2.11)$$

Où :

$$U_p^+ = \frac{1}{\chi} \ln(EY_p^+) \quad (2.12)$$

Et

$$Y_p = \rho_p C \mu^{\frac{1}{4}} K_{P\omega}^{\frac{1}{2}} \frac{Y_p}{\mu_L} \quad (2.13)$$

Les constantes E et χ ont pour valeurs 9.7 et 0.42 respectivement [8]

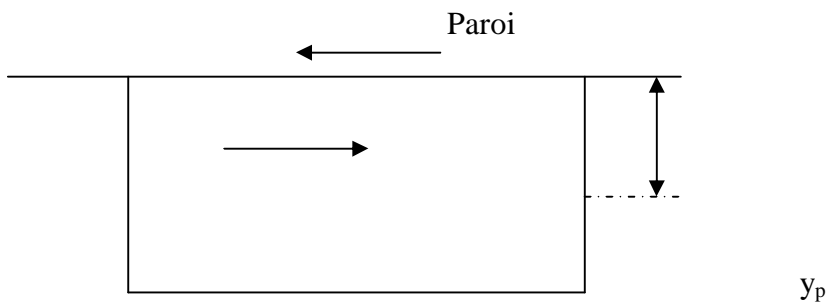


Figure 2.2 région proche de la paroi

2.5.Ecriture des équations

L'écoulement est décrit par les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie couplées au model de turbulence $k\varepsilon$

Ø Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.14)$$

Ø Equation de la vitesse U suivant l'axe de X

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v u) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \quad (2.15)$$

Ø Equation de la vitesse V suivant l'axe de Y

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v v) = \frac{\partial}{\partial y} \left(y \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 2 \frac{\mu_{eff} v}{y^2} \quad (2.16)$$

Ø Equation de l'énergie cinétique de turbulence k

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v k) = \frac{\partial}{\partial x} \left(y \frac{\mu_{eff}}{\sigma k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{eff}}{\mu k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + G - \rho \varepsilon \quad (2.17)$$

Ø Equation du taux de dissipation ε :

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma\varepsilon} \frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(y \frac{\mu_{eff}}{\mu\varepsilon} \frac{\partial\varepsilon}{\partial y}\right) + \frac{\varepsilon}{k}(C_1 G - C_2 \rho\varepsilon) \quad (2.18)$$

Où :

$$G = \mu_t \left\{ 2\left[\left(\frac{\partial U}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y}\right)^2\right] + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X}\right)^2 \right\} \quad (2.19)$$

Et

$$\mu_{eff} = \mu_l + \mu_T = \mu_l + C\mu\rho \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (2.20)$$

Où μ_l et ρ sont les viscosités et densités moléculaires et μ_t la viscosité turbulente.

Et les constantes C_1 , C_2 , C_μ , σ_K et σ_ε sont données dans le tableau suivant[8] :

C_1	C_2	C_μ	σ_K	σ_ε
1.44	1.92	0.09	1.0	1.22

Ø Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v C_p T)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v C_p T) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_{eff}}{pr} \frac{\partial C_p T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_{eff}}{PR} \frac{\partial C_p T}{\partial y}\right) + \frac{\Delta P}{\Delta t} \quad (2.21)$$

Ø Variation de la masse volumique ρ :

On considère que la variation de la masse volumique avec la température sont négligeables au niveau de tous les termes des équations sauf au niveau du terme de gravité où elles peuvent produire des effets importants.

L'équation d'état est réduite à :

$$\rho = \rho(T) = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad [9] \quad (2.22)$$

Où β est le coefficient d'expansion thermique (constant).

ρ_0 : la masse volumique de référence

T_0 : température de référence (constante)

Cette équation d'état n'apparaît que dans le terme de flottabilité des équations de quantité de mouvement ; elle est à l'origine du couplage de la vitesse et de la température au niveau des autres termes, la masse volumique est constante et égale à ρ_0 .

CHAPITRE 3

PROCEDURE DE RESOLUTION

3.1.Méthode numérique

Les méthodes numériques ont été utilisées pour la résolution du modèle mathématique du phénomène, les équations de conservations de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie.

Le code de Dynamique des fluides TEAM [9] est utilisé pour le cas des fluides compressibles assimilé à l'air chaud, turbulent à fort nombre de Reynolds, et la version du model k-ε à haut nombre de Reynolds est employée..

La procédure de résolution des équations est basée sur la méthode des volumes finis avec un maillage cartésien.

Les parois sont considérées comme étant des surfaces lisses et adiabatiques. Une loi de paroi logarithmique est appliquée pour la vitesse dans les régions de proche paroi.

3.2.Les volumes finis

La méthode des volumes finis appliquée à l'équation de Navier Stokes est donnée par l'équation de transport en convection diffusion donne :

$$\frac{\partial(V\varphi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho U\varphi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + S \quad (3.1)$$

Où: φ : représente la variable de transport

σ : Coefficient de diffusion

S : terme source

En régime suivant les différents forces nord constant, et ouest suivant, devient après intégration:

$$\int_{\Delta vol} \frac{\partial(\rho U\varphi)}{\partial x} dvol + \int_{\Delta vol} \frac{\partial(\rho V\varphi)}{\partial y} dvol = \int_{\Delta vol} \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) dvol + \int_{\Delta vol} \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) dvol + \int_{\Delta vol} S dvol \quad (3.2)$$

Pour un nœud interne P et ses voisins N,S,W,E l'équation (3.2) s'écrit ;

$$(\rho U A \varphi)_E - (\rho U A \varphi)_W + (\rho V A \varphi)_N + (\rho V A \varphi)_S = \left(\sigma A \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_E - \left(\sigma A \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_W + \left(\sigma A \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_N - \left(\sigma A \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_S + S \Delta vol \quad (3.3)$$

Avec $A_E = A_W = \Delta_y$ ET $A_n = A_s = \Delta_x$

Ainsi l'équation 3.3 devient :

Les termes de diffusion sont discrétisés en utilisant les différences centrées comme suit :

$$\left(\sigma A \frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_e = (\sigma A)_e \frac{(\phi_E - \phi_P)}{\Delta_{xPE}} \quad (3.4)$$

$$\left(\sigma A \frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_w = (\sigma A)_w \frac{(\phi_P - \phi_W)}{\Delta_{xPW}} \quad (3.5)$$

$$\left(\sigma A \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_n = (\sigma A)_n \frac{(\phi_N - \phi_P)}{\Delta_{ynp}} \quad (3.6)$$

$$\left(\sigma A \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_s = (\sigma A)_s \frac{(\phi_P - \phi_S)}{\Delta_{ySp}} \quad (3.7)$$

$$\left(\sigma A \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_s = (\sigma A)_s \frac{(\phi_P - \phi_S)}{\Delta_{ySp}} \quad (3.8)$$

En utilisant des termes adimensionnels, on introduit deux nouvelles variables F et D telles que :

$$F = \rho U A \quad \text{Et} \quad D = \frac{\sigma A}{\Delta x}$$

F = masse de flux corrective par unité de surface

D = diffusion conductance à travers les différents faces

On aura :

$$F_e = (\rho U)_e \quad (3.9)$$

$$F_w = (\rho U)_w \quad (3.10)$$

$$F_n = (\rho V)_n \quad (3.11)$$

$$F_n = (\rho V)_n \quad (3.12)$$

$$F_s = (\rho V)_s \quad (3.13)$$

$$D_w = \frac{F_w}{\delta x_{wp}} \quad (3.14)$$

$$D_e = \frac{\sigma_e}{\delta x_{pe}} \quad (3.15)$$

$$D_N = \frac{\sigma_n}{\delta y_{np}} \quad (3.16)$$

$$D_s = \frac{\sigma_s}{\delta y_{ps}} \quad (3.17)$$

On donne une représentation du volume de contrôle par la méthode des volumes finis pour une géométrie bidimensionnelle cartésienne illustrée par la figure (3.2)

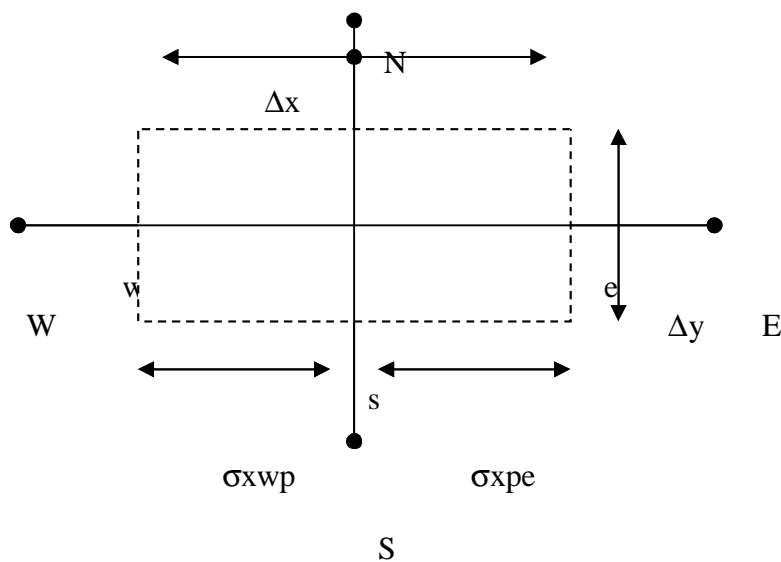
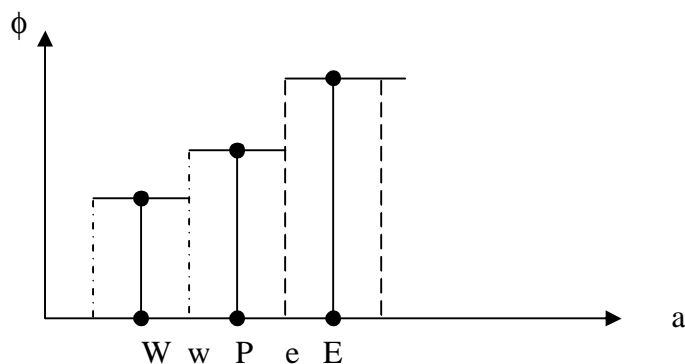
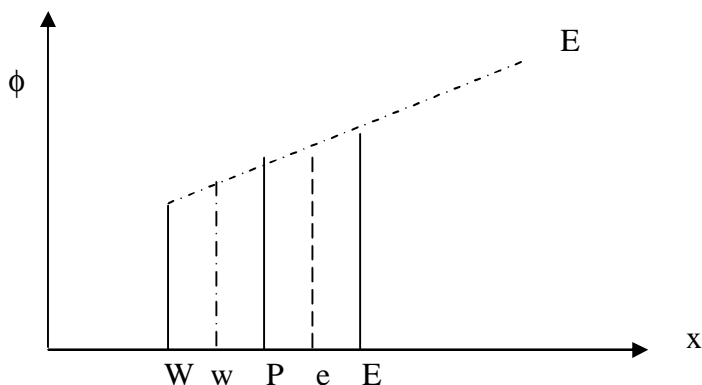


Figure 3.1 Volume de contrôle constant autour du point P

Les frontières du volume de contrôle sont représentées par les lettres minuscules e ,w ,n et s.

Il existe deux lois de variations locale pour ϕ , elles sont représentées par les figures (3.2) et (3.3).

Figure 3. 2 :1^{er} loi de variation local de ϕ Figure 3. 3 : 2^{er} loi de variation local de ϕ

Pour la loi de la figure (3.2) où la variable ϕ est constante dans chaque volume de contrôle, $d\phi$ n'est pas définie aux frontières du volume de contrôle (w, e) représente ici en mono-directionnelle tandis que la loi de la figure (3.3) où l'on suppose une variation linéaire de ϕ entre deux points du maillage, permet de calculer $d\phi/dx$.

Il serait pratique d'écrire par la suite l'équation discrétisée de l'équation (3.3) sous la forme suivante.

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_w \phi_w + a_s \phi_s + a_N \phi_N + b \quad (3.18)$$

Où :

a_E, a_w, a_s, a_N et a_p sont des coefficients à déterminer et b représente le terme source telle que :

$$b = \bar{S} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \quad (3.19)$$

où \bar{S} est une valeur moyennée de S sur le volume de contrôle .telle que :

$$\bar{S} = S_c + S_p \varphi_p \quad (3.20)$$

Par suite l'équation (3.3) devient :

$$F_e \varphi_e - F_w \varphi_w + F_n \varphi_n - F_s \varphi_s = D_e (\varphi_e - \varphi_p) - D_w (\varphi_p - \varphi_w) + D_n (\varphi_n - \varphi_p) - D_s (\varphi_p - \varphi_s) + S_c + S_p \varphi_p \quad (3.21)$$

En utilisant les différences centrées on aura :

$$\begin{aligned} \varphi_e &= (\varphi_p + \varphi_e) / 2 & \phi_w &= (\phi_w + \phi_p) / 2 \\ \varphi_n &= (\varphi_n + \varphi_p) / 2 & \phi_s &= (\phi_p + \phi_s) / 2 \end{aligned} \quad (3.22)$$

D'où l'équation (3.4) sera :

$$\begin{aligned} \frac{F_e}{2} (\varphi_p + \varphi_e) - \frac{F_w}{2} (\varphi_w + \varphi_p) + \frac{F_n}{2} (\varphi_n + \varphi_p) - \frac{F_s}{2} (\varphi_s + \varphi_p) &= D_e (\varphi_e - \varphi_p) - D_w (\varphi_p - \varphi_w) + D_n (\varphi_n - \varphi_p) \\ &= D_s (\varphi_p - \varphi_s) + S_c + S_p \varphi_p \end{aligned} \quad (3.23)$$

En arrangeant l'équation (3.5) on obtient :

$$\left[\left(D_w - \frac{F_w}{2} \right) + \left(D_e + \frac{F_e}{2} \right) + \left(D_s - \frac{F_s}{2} \right) + \left(D_n + \frac{F_n}{2} \right) \right] \varphi_p = \left[\left(D_w + \frac{F_w}{2} \right) \varphi_w + \left(D_e - \frac{F_e}{2} \right) \varphi_e + \left(D_s + \frac{F_s}{2} \right) \varphi_s \right] + \left(D_n - \frac{F_n}{2} \right) \varphi_n + S_c + S_p \varphi_p \quad (3.24)$$

D'où :

$$\begin{aligned} \left[\left(D_w + \frac{F_w}{2} \right) + \left(D_e - \frac{F_e}{2} \right) + \left(D_s + \frac{F_s}{2} \right) + \left(D_n - \frac{F_n}{2} \right) + (F_e - F_w + F_n - F_s) - S_p \right] \varphi_p &= \left[\left(D_w + \frac{F_w}{2} \right) \varphi_w + \left(D_e - \frac{F_e}{2} \right) \varphi_e \right] + \\ \left(D_s + \frac{F_s}{2} \right) \varphi_s + \left(D_n - \frac{F_n}{2} \right) \varphi_n + S_c & \end{aligned} \quad (3.25)$$

On obtient les coefficients a_w, a_e, a_n, a_s , et a_p par identification à partir de l'équation (3.7) on aura alors :

$$a_p \varphi_p = a_w \varphi_w + a_n \varphi_n + a_e \varphi_e + a_s \varphi_s + b \quad (3.26)$$

Tel que :

$$a_w = D_w + \frac{F_w}{2} \quad a_E = D_e - \frac{F_e}{2} \quad (3.27)$$

$$a_s = D_s + \frac{F_s}{2} \quad a_N = D_N + \frac{F_N}{2}$$

$$\Delta F = F_e - F_w + F_N - F_s$$

$$b = S_C \cdot \Delta Y \cdot \Delta X$$

$$a_P = a_E + a_S + a_W + a_N + \Delta F - S_P$$

Ainsi l'équation (3.8) peut se mettre sous la forme générale comme suit :

$$A_P \phi_P = \sum A_{NB} \phi_{NB} + S$$

Où A_P et A_{NB} sont les coefficients correspondant aux termes de convections et de diffusion dans les équations de conservations, l'indice NB désignant les points voisins de P .

Différentes méthodes existent pour résoudre ce système d'équation, la plus largement employée, développé originellement par Patankard et Spalding [14] et qui depuis a vu naître d'autres méthodes dérivées, et l'algorithme SIMPLE [13] (simi Implicite Methode For Presme – Linked Equation).

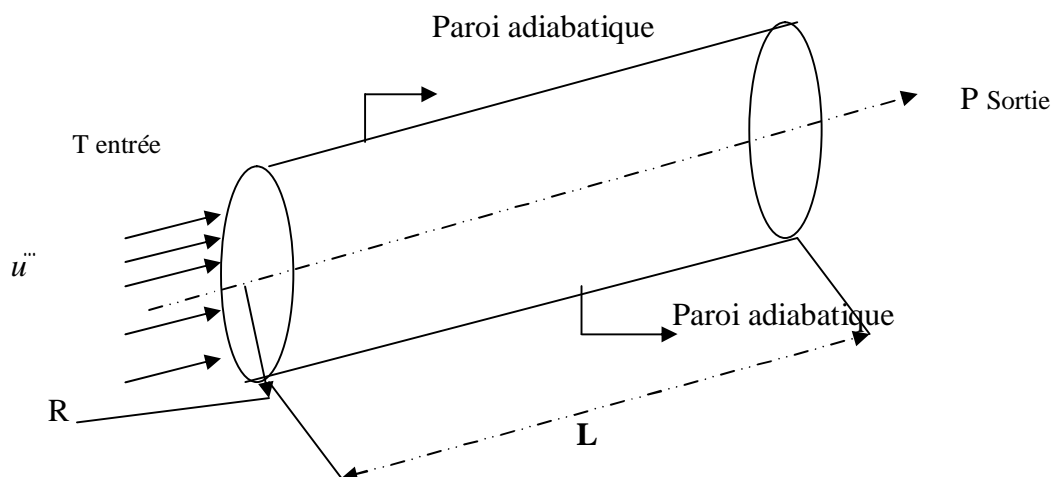


Figure 3.4 : schéma du domaine d'étude

3.3. La méthode des volumes finis et l'algorithme simple

Les équations aux dérivées partielles régissant le mouvement d'un fluide sont dans le cas général non linéaires. Par conséquent, elles ne peuvent être résolues analytiquement. Des méthodes numériques sont employées, principalement les méthodes en éléments finis et en volume finis. La méthode des volumes finis, sans doute la plus employées actuellement, est celle que nous allons décrire.

Nous en décrivons simplement ici le principe général. Le domaine de calcul est discrétisé suivant un nombre de volume ou cellule. La maillage constitué, en dimension 2 ou 3, peut être cartésien, mais aussi curviligne, triangulaire ou autre (figure 3.6)

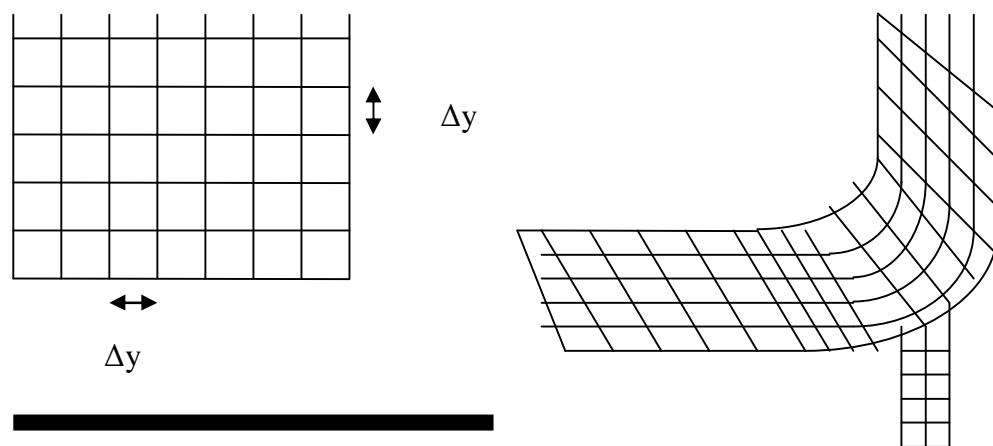


Figure 3.5.a grille de discrétisation 2- D cartésienne Figure 3.5.b grille de discrétisation 2- D Curviligne

Les différentes équations de conservation sont intégrées sur chacun des volumes de contrôles et discrétisées de façon à obtenir des équations algébriques pour les inconnues discrètes. La forme générale de ces équations est la suivante, pour le nœud P.

$$A_P^\phi \phi_P = \sum_{NB} A_{NB}^\phi \phi_{NB} + S_\phi \quad (3.28)$$

Où A_P^ϕ et A_{NB}^ϕ sont des coefficients correspondant aux termes de convection et de diffusion dans les équations de conservation, l'indice NB désignant les points voisins du point P.

3.4.Principe de l'algorithme « SIMPLE »

Les composantes du vecteur vitesse peuvent être obtenues de la simple résolution de l'équation de mouvement correspondante, à condition que le champ de pression soit connu. Toute fois, non seulement le champ de pression est inconnu, il n'y a pas d'équation explicite gouvernant la pression. D'où la nécessité d'une séquence de résolution permettant une estimation du champs de pression , utilisé pour calculer les vitesses des équations du mouvement, ensuite corrigé de sortes que les équations de mouvement et continuité soient satisfaites simultanément

Le principe est de partir d'un champ de pression arbitraire P^* , qui, par le biais des équations de conservation de la quantité de mouvement, conduit à un champ de vitesse approché U^* des corrections successives sont ensuite apportées à l'un et à l'autre de façon à se rapprocher petit à petit d'une solution qui satisfasse de mieux en mieux l'équation de continuité. La procédure itérative de résolution est décrite dans (Patankar, 1980) et (Fluent Incorporated, 1995). Les différentes étapes sont répétées jusqu'à ce que l'erreur sur chaque équation de conservation, sur chaque volume de contrôle, et sur le domaine tout entier, soit inférieure à une valeur définie au préalable.

Les équations de mouvement discrétisées s'écrivent :

$$a_e U_e = \sum a_{nb} U_{nb} + b + (P_p - P_E) \Delta y \quad (3.29)$$

$$a_w U_w = \sum a_{nb} U_{nb} + b + (P_w - P_p) \Delta y \quad (3.29)$$

$$a_n V_n = \sum a_{nb} V_{nb} + b + (P_p - P_N) \Delta X \quad (3.30)$$

$$a_s V_s = \sum a_{nb} V_{nb} + b + (P_s - P_p) \Delta X \quad (3.31)$$

Une valeur de la pression est estimée « P^* » qui permet d'obtenir des valeurs estimées des vitesses U^* et V^* à partir des équations (3.30).

On a alors :

$$a_e U_e^* = \sum a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_p^* - P_E^*) \Delta y \quad (3.32)$$

$$a_w U_w^* = \sum a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_w^* - P_p^*) \Delta y \quad (3.33)$$

$$a_n V_n^* = \sum a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_p^* - P_N^*) \Delta X \quad (3.34)$$

$$a_s V_s^* = \sum a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_s^* - P_p^*) \Delta X \quad (3.35)$$

La valeur corrigée de la pression est :

$$P=P^*+P'$$

« P' » est la correction de la pression, de même on a :

$$U=U^*+U' \text{ et } V=V^*+V'$$

La soustraction (3.33)-(3.30) donne :

$$\bullet \quad a_e U_e' = \sum a_{nb} U_{nb}' + b + (P_p' - P_E') \Delta y \quad (3.36)$$

$$\bullet \quad a_w U_w' = \sum a_{nb} U_{nb}' + b + (P_w' - P_p') \Delta y \quad (3.37)$$

$$\bullet \quad a_n V_n' = \sum a_{nb} V_{nb}' + b + (P_p' - P_N') \Delta x \quad (3.38)$$

$$\bullet \quad a_s V_s' = \sum a_{nb} V_{nb}' + b + (P_s' - P_p') \Delta x \quad (3.39)$$

On néglige le terme $\sum a_{nb} U_{nb}'$ pour des raisons numériques, on obtient :

$$\bullet \quad a_e U_e' = (P_p' - P_E') \Delta y \quad (3.40)$$

$$\bullet \quad a_n V_n' = (P_p' - P_N') \Delta x \quad (3.41)$$

$$\bullet \quad a_w U_w' = (P_w' - P_p') \Delta y \quad (3.42)$$

$$\bullet \quad a_s V_s' = (P_s' - P_p') \Delta x \quad (3.43)$$

$$\text{En posant : } d_{e,w} = \frac{\Delta y}{a_{e,w}} \quad \text{et} \quad d_{n,s} = \frac{\Delta x}{a_{n,s}}$$

Les équations de corrections des vitesses s'écrivent :

$$\bullet \quad U_e' = d_e (P_p' - P_E') \quad (3.44)$$

$$\bullet \quad V_n' = d_n (P_p' - P_N') \quad (3.45)$$

$$\bullet \quad U_w' = d_w (P_w' - P_p') \quad (3.46)$$

$$\bullet \quad V_s' = d_s (P_s' - P_p') \quad (3.47)$$

D'où :

$$\bullet U_e' = U_e^* + d_e (P_p' - P_E') \quad (3.48)$$

$$\bullet V_N = V_N^* + d_n (P_p' - P_N') \quad (3.49)$$

$$\bullet U_w = U_w^* + d_w (P_p' - P_p') \quad (3.50)$$

$$\bullet V_s = V_s^* + d_s (P_p' - P_p') \quad (3.51)$$

L'équation de continuité discrétisée s'écrit sous la forme :

$$\bullet H \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) \Delta V + F_e a_e - F_w a_w + F_n a_n - F_s a_s = \frac{\partial \rho_p}{\partial x} \Delta V \quad (3.52)$$

Il faut que la densité ρ soit liée à la pression P par l'équation d'état du fluide supposé parfait et compressible. Donc le terme ρV sera approximé par :

$$(\rho + \rho^*)(U + U^*) = \rho^* U^* + \rho U^* + \rho^* U, \text{ ce qui sera similaire pour } \rho V.$$

L'équation de continuité discrétisée pour P' sera :

$$\bullet A_p P_p = A_E P_E + A_W P_W + A_S P_S + A_N P_N + S_C^P \quad (3.53)$$

Tel que :

$$\bullet A_E = a_e + [\rho_E^* d_e + f_x k_e \max(-U_e^*, 0)] \quad (3.54)$$

$$\bullet A_W = a_w + [\rho_w^* d_w + (1 - f_x) k_w \max(U_w^*, 0)] \quad (3.55)$$

$$\bullet A_N = a_n + [\rho_n^* d_n + f_y k_n \max(V_n^*, 0)] \quad (3.56)$$

$$\bullet A_S = a_s + [\rho_s^* d_s + (1 - f_y) k_s \max(V_s^*, 0)] \quad (3.57)$$

$$\bullet A_p = \sum A_i + K_p \frac{\Delta V}{\Delta t} + (a_e k_e \max(U_e^*, 0) + a_w k_w \max(U_w^*, 0) + a_n k_n \max(V_n^*, 0) + a_s k_s \max(V_s^*, 0)) \quad (3.58)$$

$$\bullet S_C^P = (\rho - \rho^0) \frac{\partial V}{\partial t} + a_n \rho_n V_n^* - a_s \rho_s V_s^* + a_e \rho_e U_e^* - a_w \rho_w U_w^* - \frac{\rho_e^* - \rho_w^*}{\Delta x} \Delta V \quad (3.59)$$

Avec : $K = \frac{1}{rT}$ et f_x, f_y sont les facteurs d'interpolation linéaire suivant x et y .

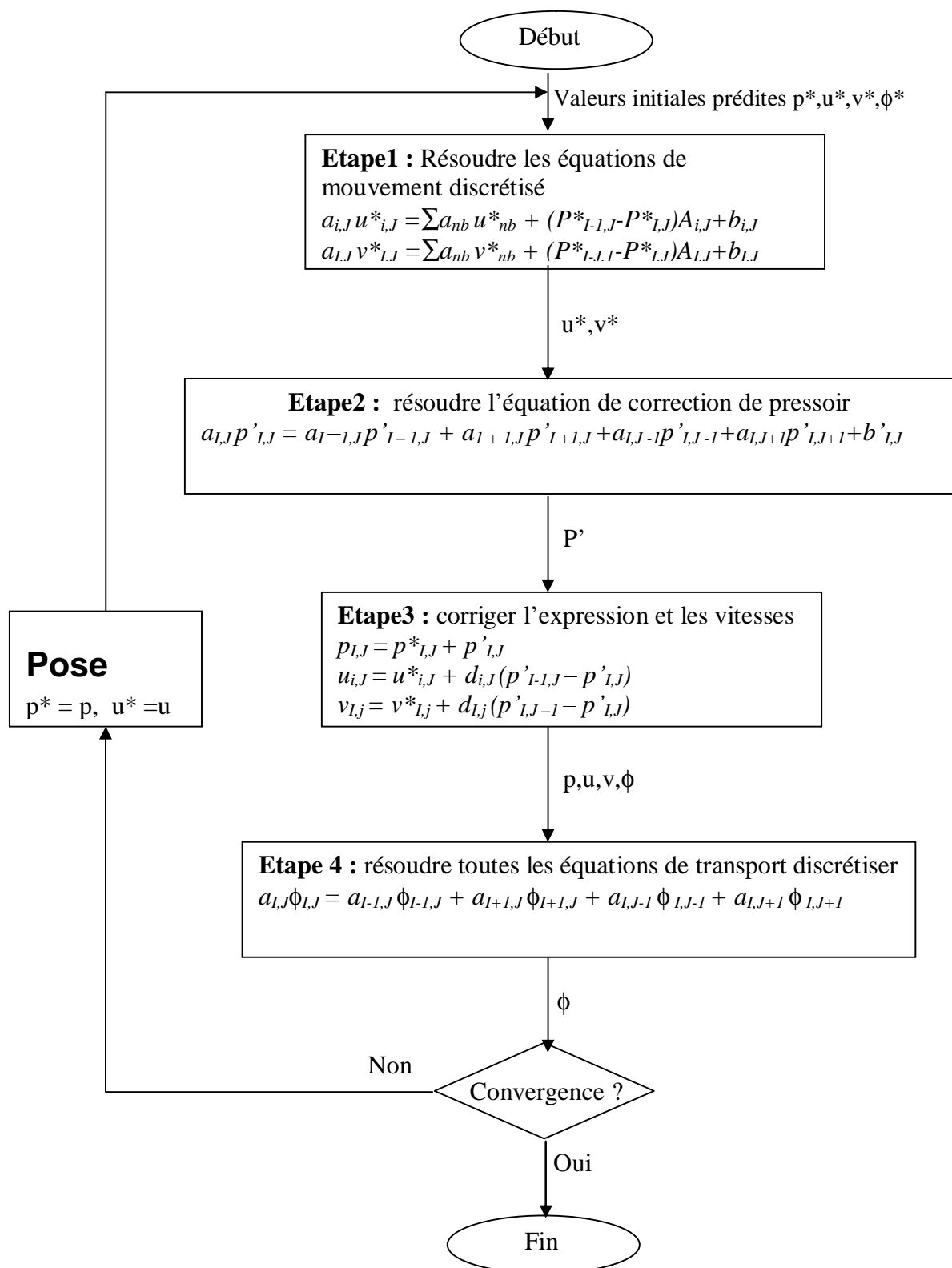
La procédure de résolution de l'équation (3.59) avec les équations de mouvements développés précédemment, constitue l'algorithme simple. Les équations ci-dessus, si elles sont résolues pour tous les volumes de contrôles, donnant un champs de correction de pression, par la suite on aboutit aux corrections de la vitesse, pour satisfaire l'équation de continuité.

Cependant , le champs de pression corrigé utilisé pour résoudre l'équation de mouvement , engendre des résidus massiques , cela signifie qu'une résolution répétée des équations de mouvement et de correction de pression s'impose jusqu'à ce que les résidus tendent vers 0

3.5.Algorithme

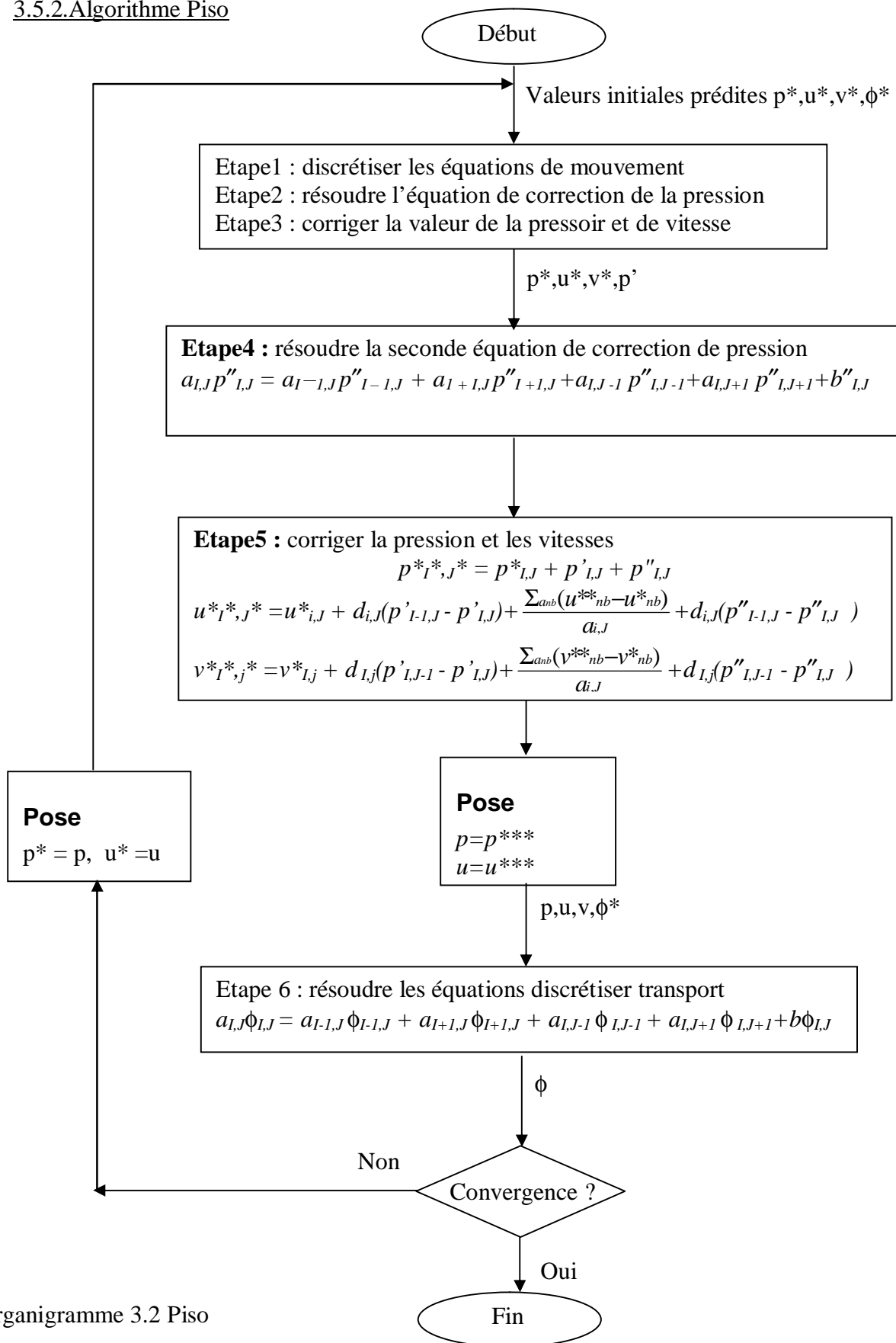
L'algorithme Simple et Piso[13] ont été utilisé dans le présent travail. L'algorithme détaillé de chacun sera développé dans ce qui suit :

3.5.1.Algorithme Simple



Organigramme 3.1 : SIMPLE

3.5.2. Algorithme Piso



Organigramme 3.2 Piso

3.1 Maillage

Le domaine d'étude est subdivisé suivant les directions « X » et « Y » en domaines finis dont la disposition et les distributions sont dictés par des manières avec lesquels les conditions aux limites sont introduites et par la nécessité d'un raffinement du maillage près des parois solides pour capter les changements rapides qui y prennent naissance, ceci conduit à adapter un maillage rectangulaire (ΔX , ΔY) avec un espacement non uniforme entre les nœuds principaux avec un espacement non uniforme entre les nœuds principaux du maillages ($\delta_{xwp} \neq \delta_{xpe}$ et $\delta_{ysp} \neq \delta_{ypn}$) comme le montre la figure (3.7).

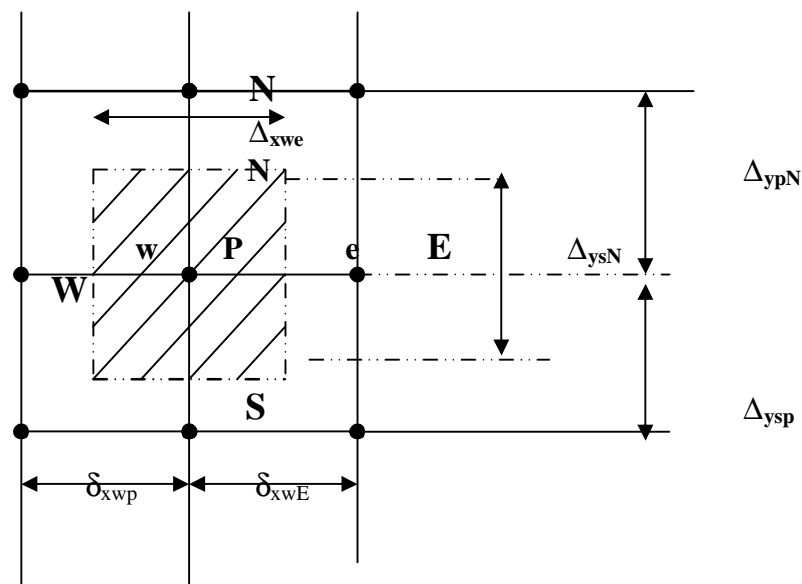


Figure 3.6 Maillage à espacement non uniforme

Quand on a la localisation des variables il convient de noter par la lettre P le nœud du volume de contrôle principal et les lettres E,W,S et N, ceux relatifs aux volumes de contrôle adjacents, respectivement situés à l'est, l'ouest, le nord et le sud du volume de contrôle principal.

De même pour les volumes de contrôle secondaire, situées entre les nœuds principaux, on notera par les lettres e, s, w et n les nœuds localisés respectivement sur les faces est, Ouest, nord et sud du volume de contrôle principal. (figure3.6)

Avec un tel maillage, les variables scalaires telles que la pression P, la température T, la densité ρ , l'énergie cinétique turbulente K et son taux de dissipation ϵ sont stockées aux nœuds principaux des volumes de contrôle, tandis que les variables vectorielles telles que U

et V sont stockées aux nœuds secondaires e et n respectivement localisés aux faces est et ouest nœuds du volume de contrôle principal (voir figure 3.7)

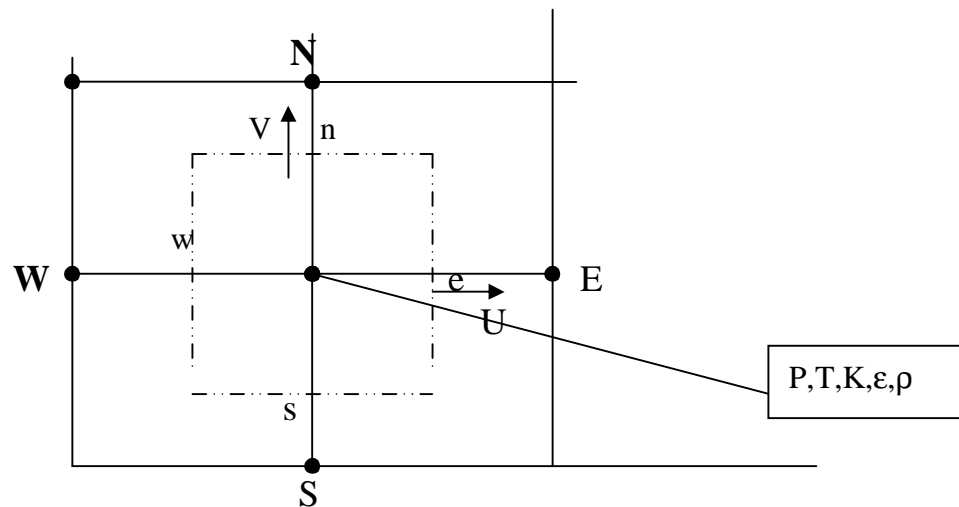


Figure 3.7 localisation des variables sur le maillage

Le choix de maillage dépend du problème posé ; dans une zone où ϕ varie fortement, il sera nécessaire d'employer des mailles fines, tandis que des mailles plus larges pourront être utilisées dans des zones de variations plus faibles. Bien qu'il n'existe pas de règles strictes ; Il ne faut pas passer brusquement d'une maille très fine à une maille beaucoup plus large. En pratique, le rapport des dimensions entre deux mailles voisins doit être compris entre $\frac{1}{3}$ et 3 [12].

3.6.1. Discrétisation

Elle consiste à transformer l'équation différentielle générale de transport en un système d'équations algébriques non linéaires, qui peuvent être résolues en chaque point du maillage par une méthode numérique convenable.

On réécrit l'équation générale de transport :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(J_x) + \frac{\partial}{\partial y}(J_y) = S_\phi \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} = \text{taux de variation temporelle}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(j_x) + \frac{\partial}{\partial y}(j_y) = \text{termes des flux totaux (convection de diffusions)}$$

$$S_\phi = \text{terme source}$$

Où les termes j_x et j_y sont définis comme suit :

$$j_x = \rho u \phi - \tau \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

et

$$j_y = \rho v \phi - \tau \frac{\partial \phi}{\partial y}$$

Suivant la classification des termes de l'équation (3.60) la discrétisation peut s'effectuer en trois étapes :

- Discrétisation temporelle
- Discrétisation spatiale
- Discrétisation des termes sources

3.6.1.1 Discrétisation temporelle

Elle consiste à intégrer l'équation (3.60) sur le volume de contrôle de la figure (3.9) entre les instants t et $t + \Delta t$.

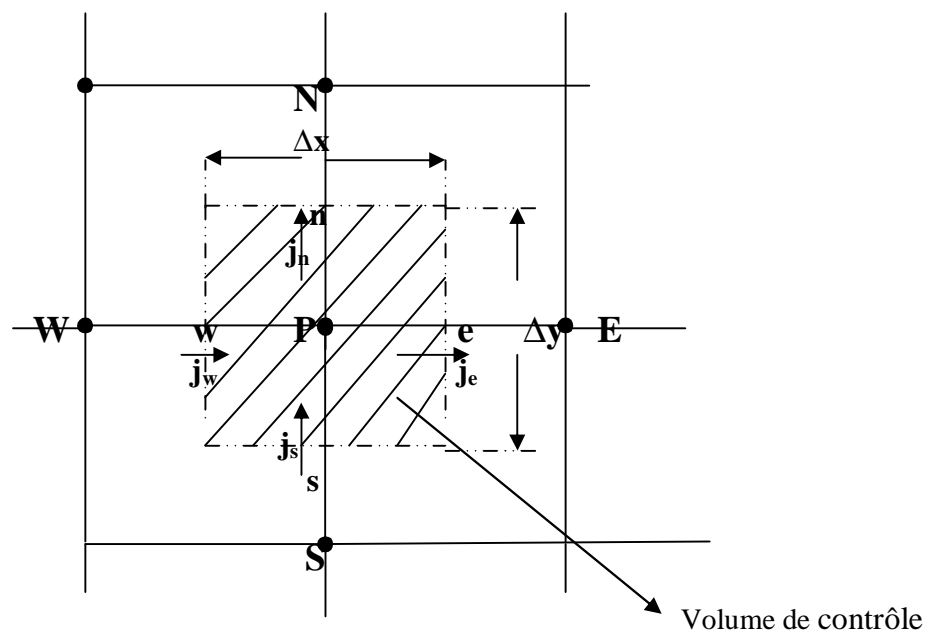


Figure 3.8: volume de contrôle pour un cas bidimensionnel

Nous obtenons la solution dans le temps par l'initialisation de la distribution de la grandeur ϕ avec le « pas de temps », le travail à faire est comme suit :

Donner à chaque point du maillage les valeurs de ϕ au temps t_e et chercher les valeurs de ϕ au temps $t + \Delta t$.

Les valeurs « anciennes » données de ϕ à chaque point du maillage seront notées par ϕ^0 et celles nouvelles ou (inconnues) seront notées par ϕ^1 .

Par intégration en espace et en temps de l'équation (3.60) on obtient :

$$\int_T^{t+\Delta T} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dy dx dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^n \frac{\partial}{\partial X} J_x dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n j_x dy dx dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n S \phi dy dx dt \quad (3.61)$$

(***)

Tels que :

$$a = \int_T^{t+\Delta T} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dy dx dt = (\rho_p^1 \Phi_p^1 - \rho_p^0 \Phi_p^0) \Delta x \Delta y \Delta t \quad (3.62)$$

$$b = \int_T^{t+\Delta T} \int_s^e \int_w^n \frac{\partial}{\partial x} j_x dx dy dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e j_e dy dt - \int_t^{t+\Delta t} \int_w^n j_w dy dt = \int_t^{t+\Delta t} (j_n a_n - j_w a_w) dt \quad (3.63)$$

$$c = \int_T^{t+\Delta T} \int_w^e \int_s^n j_y dy dx dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e j_n dx dt - \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e j_s dx dt = \int_t^{t+\Delta t} (j_n a_n - j_s a_s) dt \quad (3.64)$$

$$d = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n S \phi dy dx dt \quad (3.65)$$

Où :

$$a_e = \int_s^n y_e dy \quad ; \quad a_w = \int_s^n y_w dy \quad ; \quad a_n = \int_w^e y_n dx \quad ; \quad a_s = \int_w^e y_s dx$$

Sont les forces du volume de contrôle respectivement est, ouest , nord, sud ;

Les expressions des flux totales sont :

$$j_e = \int_t^{t+\Delta t} \left[\rho_e \tilde{U}_e a_e \phi_e - \frac{\sigma_e a_e}{\delta_{xpE}} (\phi_e - \phi_p) \right] dt \quad (3.66)$$

$$j_w = \int_t^{t+\Delta t} \left[\rho_w \tilde{U}_w a_w \phi_w - \frac{\sigma_w a_w}{\delta_{xwP}} (\phi_p - \phi_w) \right] dt \quad (3.67)$$

$$j_n = \int_t^{t+\Delta t} \left[\rho_n \tilde{U}_n a_n \phi_n - \frac{\sigma_n a_n}{\delta_{xpn}} (\phi_n - \phi_p) \right] dt \quad (3.68)$$

$$j_s = \int_t^{t+\Delta t} \left[\rho_s \tilde{U}_s a_s \phi_s - \frac{\sigma_s a_s}{\delta_{ysp}} (\phi_p - \phi_s) \right] dt \quad (3.69)$$

A ce niveau, on a besoin d'une supposition sur la variation de Φ_p , Φ_e , Φ_n , Φ_s et Φ_w avec le temps de t à $t+\Delta t$. Plusieurs supposition sont possibles et un grand nombre de celles – ci peut être généralisé par la proposition suivant :

$$\int_t^{t+\Delta t} \phi_p dt = [f\phi_p^1 + (1-f)\phi_p^0] \Delta t \quad (3..70)$$

Où f est un facteur compris entre 0 et 1.

En utilisant cette formule pour évaluer les termes $J_i = \int_t^{t+\Delta t} j_i a_i dt$ ($i= e,w,s,e$) on

obtient :

$$J_i = [f(j_i a_i)^1 + (1-f)(j_i a_i)^0] \Delta t \quad (3.71)$$

Pour certaines valeurs spécifiques de f , la discrétisation se réduit aux schémas les plus connus.

En particulier ; $f=0$ conduit au schéma de Crank, Nicolson[15], $f=1$ donne le schéma implicite . Une discussion abordée par Patankar[14] sur ces schémas a préféré implicite pour des raisons de stabilité numérique.

On enlève l'indice 1 car les grandeurs qui lui sont associées prennent leurs nouvelles valeurs à l'instant $t + \Delta t$.

Avec un tel choix ; l'équation (3. 71) prendra la forme :

$$\frac{\Delta v}{\Delta t} (\rho_p \phi_p - \rho_p^0 \phi_p^0) + (J_e a_e - J_w a_w) + (J_n a_n - J_s a_s) = S_\phi \Delta v \quad (3.72)$$

3.6.1.2 Discrétisation spatiale

En ce qui concerne les expressions des flux de ϕ dus à la convection et la diffusion à travers les faces du volume de contrôle, pour simplifier le travail, on ne tiendra compte que de J_e et ce sera similaire pour J_s , J_n et J_w :

Ainsi l'expression de J_e prend la forme (TEAM)[8] :

$F_e = (\text{flux massique à travers la face } e) \times (\text{quantité géométrique}) \times \phi_e - (\text{diffusivité à travers la face } e) \times (\text{quantité géométrique}) \times (\phi_e - \phi_p)$.

Les valeurs des quantités géométriques reliées au maillage choisi sont connues. Le flux massique et la diffusivité à l'interface e peuvent être approximés par une interpolation linéaire. La tâche la plus difficile dans l'évaluation de F_e est donc l'approximation de ϕ_e , pour ce but on considère un cas unidimensionnel permanent (voir figure 3.10)

Soient les deux symboles F et D , définis comme suit :

$$F = \rho u \quad D = \sigma / \delta x$$

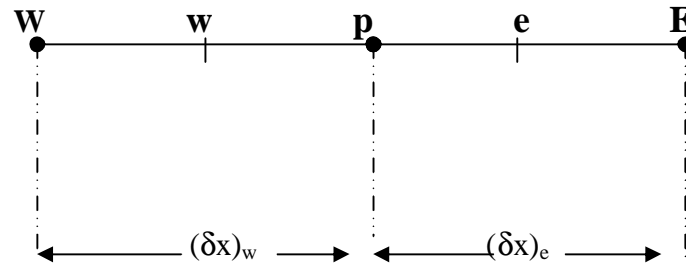


Figure 3.9: Volume de contrôle pour un cas unidimensionnel

Dont l'équation gouvernant l'écoulement dans ce cas est :

$$\frac{d}{dx}(\rho x \phi) = \frac{d}{dx}(\sigma \frac{d\phi}{dx}) \quad (3.73)$$

Pour pouvoir généraliser la formulation appliquée à la discrétisation de l'équation, ci-dessus, qui considère deux points i et $i+1$ entre les quels l'interface est traversée par le flux total J (figure 3.11).

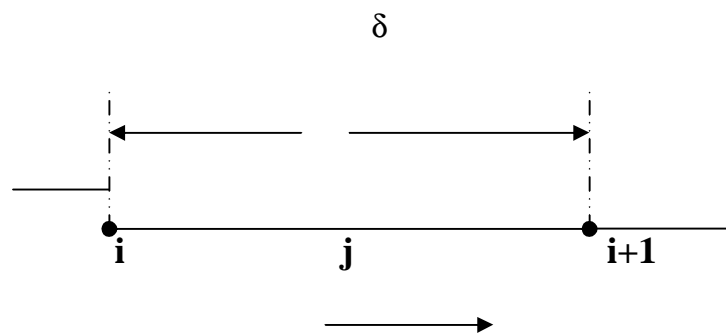


Figure 3.10 : flux total entre deux points du maillage

Et d'une autre façon on écrit :

$$J^* = \frac{j\delta}{\sigma} = P_e \phi - \frac{d\phi}{d(\frac{x}{\delta})}$$

Où P_e est le nombre de Peclet qui égal à : $\delta \rho / \sigma$.

La valeur de ϕ à l'interface doit être interpolée entre ϕ_i et ϕ_{i+1} , alors le gradient $\frac{d\phi}{d(\frac{x}{\delta})}$ doit

être un multiple de $\phi_{i+1} - \phi_i$, donc nous proposons : (3)

$$J^* = P[\alpha\phi_{i+1} + (1-\alpha)\phi_i] - \beta(\phi_{i+1} - \phi_i) \quad (3.74)$$

Où α et β sont des coefficients adimensionnels qui dépendent du nombre de Peclet P , De façon J^* peut être exprimée par :

$$J^* = B\phi_i - A\phi_{i+1} \quad (3.74.1)$$

Où A et B sont aussi des coefficients adimensionnels qui dépendent de P . (A est associé « Ahead » de l'interface tandis que B est associée au point i qui « Behind » de l'interface traversée par J .)

Les propriétés des coefficients A et B sont étudiés en fonction du nombre de Peclet :

- La première ; si ϕ_i et ϕ_{i+1} sont égales, le flux doit être nul. J est exprimé par le flux convectif $\rho u \phi_i$, dans ces conditions nous avons :

$$J^* = P\phi_i = P\phi_{i+1} \quad (3.75)$$

La combinaison des équations (3.74.1) et (3.75) conduit à :

$$B = A + P$$

- La deuxième propriété de A et B est une symétrie entre eux. Si nous inversons l'axe de coordonnées de sorte que P deviennent $-P$, et A et B changent de rôle, les fonctions $A(P)$ et $B(P)$ doivent être liées par les relations :

$$A(-P) = B(P)$$

$$B(-P) = A(P)$$

Les variations exactes de A et B avec P qui peut être déduite de la solution exacte de l'équation (3.13) qui exprime J par :

$$J_e = F_e \left(\phi_p + \frac{\phi_p - \phi_E}{\exp(p_e) - 1} \right) \quad \text{Où :}$$

$$P_e = \frac{(\rho u)_e (\delta x)_e}{\sigma_e} = \frac{F_e}{D_e}$$

Où nous observons que les distances verticales entre les courbes A et B est égale à P , et aussi que les deux courbes sont symétriques par rapport à $P=0$

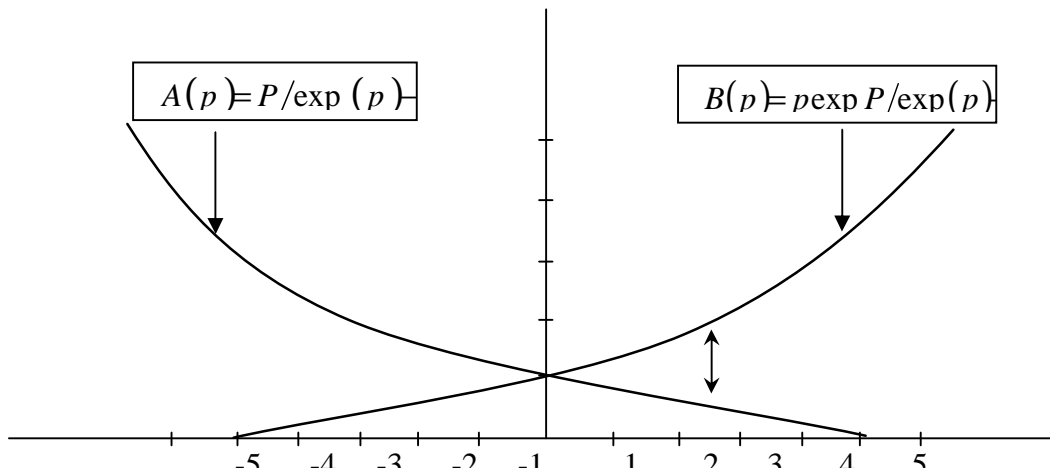


Figure 3.11 : variation de A et B en fonction du nombre de Peclet

L'implication des deux propriétés est que les fonctions $A(P)$ et $B(P)$ sont connues seulement pour des valeurs positives de P .

Pour des valeurs de $P < 0$, on a :

$$\begin{aligned} A(P) &= B(P) - P \\ &= A(-P) - P \\ &= A(|P|) - P \end{aligned}$$

Ainsi pour toute autre valeurs de P , positive et négative, on peut écrire :

$$A(P) = A(|P|) + \|-P, 0\| \quad (*)$$

Où $\|-P, 0\|$ indique la valeur la plus grande de $-P$ et 0 .

Utilisant l'équation (.....) nous obtenons :

$$B(P) = A(|P|) + \|-P, 0\|$$

Ainsi nous signalons que la combinaison des deux équations (...) et (...), aboutit à :

$$J^* - P \varphi_i = A(\varphi_i - \varphi_{i+1})$$

$$J^* - P \varphi_{i+1} = B(\varphi_i - \varphi_{i+1}) \quad (**)$$

Si nous appliquons la relation du flux (3.74.1) aux interfaces e et w (voir figure 3.10) en utilisant les équations (*) et (**) nous obtenons les formulation générale (convection, diffusion) suivant :

$$a_p \varphi_p = a_E \varphi_E + a_w \varphi_w$$

$$\text{Où } a_E = D_e A(|P_e|) + || -F_e, 0 ||$$

$$a_w = D_w A(|P_w|) + || -F_w, 0 ||$$

$$a_p = D_p A(|P_p|) + || -F_p, 0 ||$$

3.6.2. Différents schémas de discrétisation

Les différents schémas de discrétisation peuvent être donc obtenus par les différents choix de la fonctions A(P) listés dans le tableau suivant :

Schéma	Formule de A(P)
Différences centrées (CDS)	$1 - 0.5 P $
Upwind (UDS)	1
Hybride (HDS)	$ 0, 1 - 0.5 P $
Loi de puissance (PLDS)	$ 0, (1 - 0.1 P)^5 $
Exponentiel (exacte)	$ P / [\exp(P) - 1]$

Ø Schéma des différences centrées (CDS)

Ø Schema Upwind (UDS)

Ø Schéma Exponentiel (exacte)

Ø Schéma Hybride (HDS)

Ø Schéma Loi de puissance (PLDS)

3.6.3. Linéarisation du terme source

Quand la source est une fonction de la variable ϕ , nous procédons à sa linéarisation en l'évaluant au point considéré du maillage sous la forme linéaire :

$$S\phi = S_c + S_p \phi_p$$

Où S_c est la partie du terme source indépendante explicitement de ϕ_p , et S_p est le coefficient de ϕ_p , il doit être positif ou nul et sera soustrait du coefficient. « a_p » pour assurer la stabilité numérique.

Ecrivons l'équation (3.72) comme une équation de conservation de masse ($\phi = 1$, $S\phi = 0, J_i = F_i$)

Avec $i = e, w, n, s$, les F_i sont les débits massique à travers les forces du volume de contrôle .

$$\left(\frac{\rho - \tau}{\Delta t} \right) \Delta V + F_e a_e - F_w a_w + F_n a_n - F_s a_s = (x_{wp} \frac{\partial \rho_p}{\partial x}) \Delta v \quad (3.76)$$

Une technique consiste à multiplier (3.76) par ϕ_p et retranche terme à terme de (3.72) nous donnera :

$$(\phi_p - \phi_p^0) \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (J_e - F_e \phi_p) a_e - (J_w - F_w \phi_p) a_w + (J_n - F_n \phi_p) a_n - (J_s - F_s \phi_p) a_s = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (3.77)$$

Suivant le schéma P.L.D.S , on a :

$$\bullet \quad (J_n - F_n \phi_p) \phi = a_n (\phi_p - \phi_N) \quad (3.78)$$

$$\bullet \quad (J_s - F_s \phi_p) = a_s (\phi_s - \phi_p) \quad (3.79)$$

$$\bullet \quad (J_e - F_e \phi_p) = a_e (\phi_p - \phi_E) \quad (3.80)$$

$$\bullet \quad (J_w - F_w \phi_p) = a_w (\phi_w - \phi_p) \quad (3.81)$$

$$\bullet \quad \mathbf{a}_E = \mathbf{D}_e \mathbf{A} (|\mathbf{P}_e|) + \|\mathbf{-F}_e, \mathbf{0}\| \quad (3.82)$$

$$\bullet \quad \mathbf{a}_w = \mathbf{D}_w \mathbf{A} (|\mathbf{P}_w|) + \|\mathbf{-F}_w, \mathbf{0}\| \quad (3.83)$$

$$\bullet \quad \mathbf{a}_p = \mathbf{D}_p \mathbf{A} (|\mathbf{P}_p|) + \|\mathbf{-F}_p, \mathbf{0}\| \quad (3.84)$$

$$\bullet \quad a_s = D_s A (|P_s|) + \|\mathbf{-F}_s, \mathbf{0}\| \quad (3.85)$$

La notation $\|\mathbf{A}, \mathbf{B}\|$ désigne la plus grande valeur de A et B c'est à dire $\max(A, B)$

P : nombre de Peclet = F/D

F : ρU suivant x, ρV suivant y

$$D\phi = \frac{\sigma \cdot \Delta y}{\Delta x} \text{ Suivant x} \quad , \quad D = \frac{\sigma \cdot \Delta x}{\Delta y} \text{ suivant y}$$

L'équation (3.77) aura la forme ;

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_w \phi_w + a_s \phi_s + a_N \phi_N + b \quad (3.86)$$

$$\text{Tel que : } a_p^0 \phi = \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t}$$

$$b \phi = S_c \Delta x \Delta y + a_{p\phi}^0 \phi_p^0 \quad \text{et} \quad a_p \phi = a_N + a_N + a_E + a_w + a_p^0 - S_p \Delta X \Delta Y \quad (3.87)$$

Pour résoudre l'équation (3.31) il faudrait la mettre sous forme algébrique, alors que les termes b et a_p contiennent encore des expressions différentes du terme source qui doivent être évaluées.

3.6.4. Discrétisation du terme source

Les expressions des termes sources pour toute grandeur ϕ sont données par le tableau suivant.

Φ	S_p	S_c
1	0	0
U	0	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial X} \right)$
V	$-2 \frac{\mu_{eff}}{y} V$	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial Y} \right)$
K	$(-C \mu \rho^2 K) / \mu_t$	(G).
E	$(-C_2 C \mu \rho^2 K) / \mu_t$	$(C_1 C \rho K G) / \mu_t$

Où :

$$G \phi = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{V}{y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (3.88)$$

3.6.5. Terme source pour les composants axiale de la vitesse U :

On distingue le terme : $S^u = S_p^u + S_b^u U_P$, de la composante u sur le volume de contrôle de la façon suivante :

$$S_p^u = 0 \quad \text{et} \quad S_b^u \phi = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x} \quad (3.89)$$

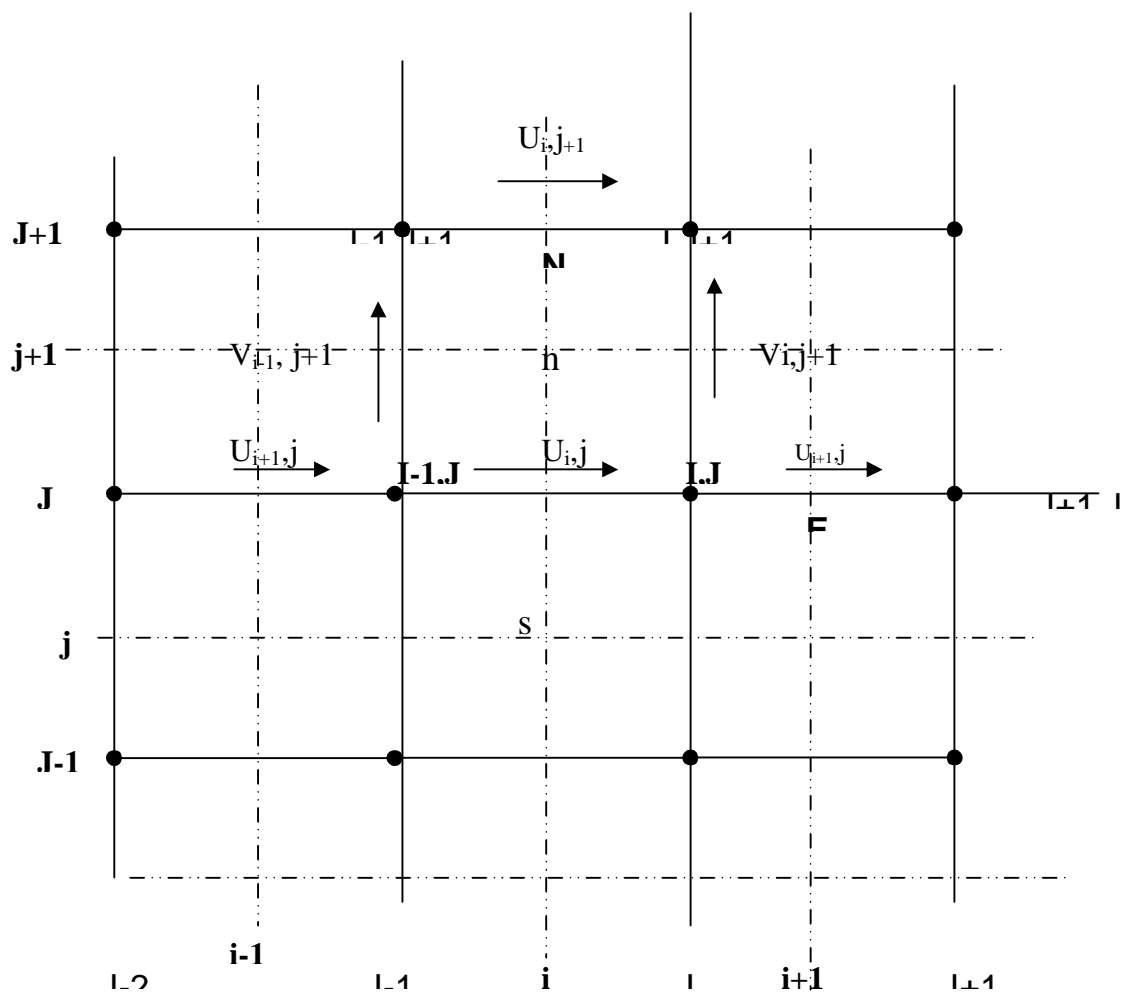


Figure 3.12 : Volume de contrôle pour U

On a suivant la figure (3.12) :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{P_p - P_w}{\delta x p w} = \frac{P(i, j) - P(i-1, j)}{\delta x p w} \quad (3.90)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial X} = \left[\mu_{eff}^e \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_e - \mu_{eff}^w \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_w \right] / \Delta x_{ew} \quad (3.91)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_w = (U(i, j) - U(i-1, j)) / \Delta x(i) \quad (3.92)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} \Big|_e = (U(i+1, j) - U(i, j)) / \Delta x(i) \quad (3.93)$$

$$\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x} = \left(\mu_{eff}^x \frac{\partial V}{\partial x} \Big|_x - \mu_{eff}^s \frac{\partial V}{\partial x} \Big|_s \right) \Delta \Delta x_{ns} \quad (3.94)$$

Où :

$$\frac{\partial v}{\partial x} \Big|_x = (V(i+1, j) - V(i, j)) / \Delta x(i) \quad (3.95)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} \Big|_s = (V(i+1, j-1) - V(i, j-1)) / \Delta x(i) \quad (3.96)$$

3.6.6. Terme source pour la composante V de la vitesse

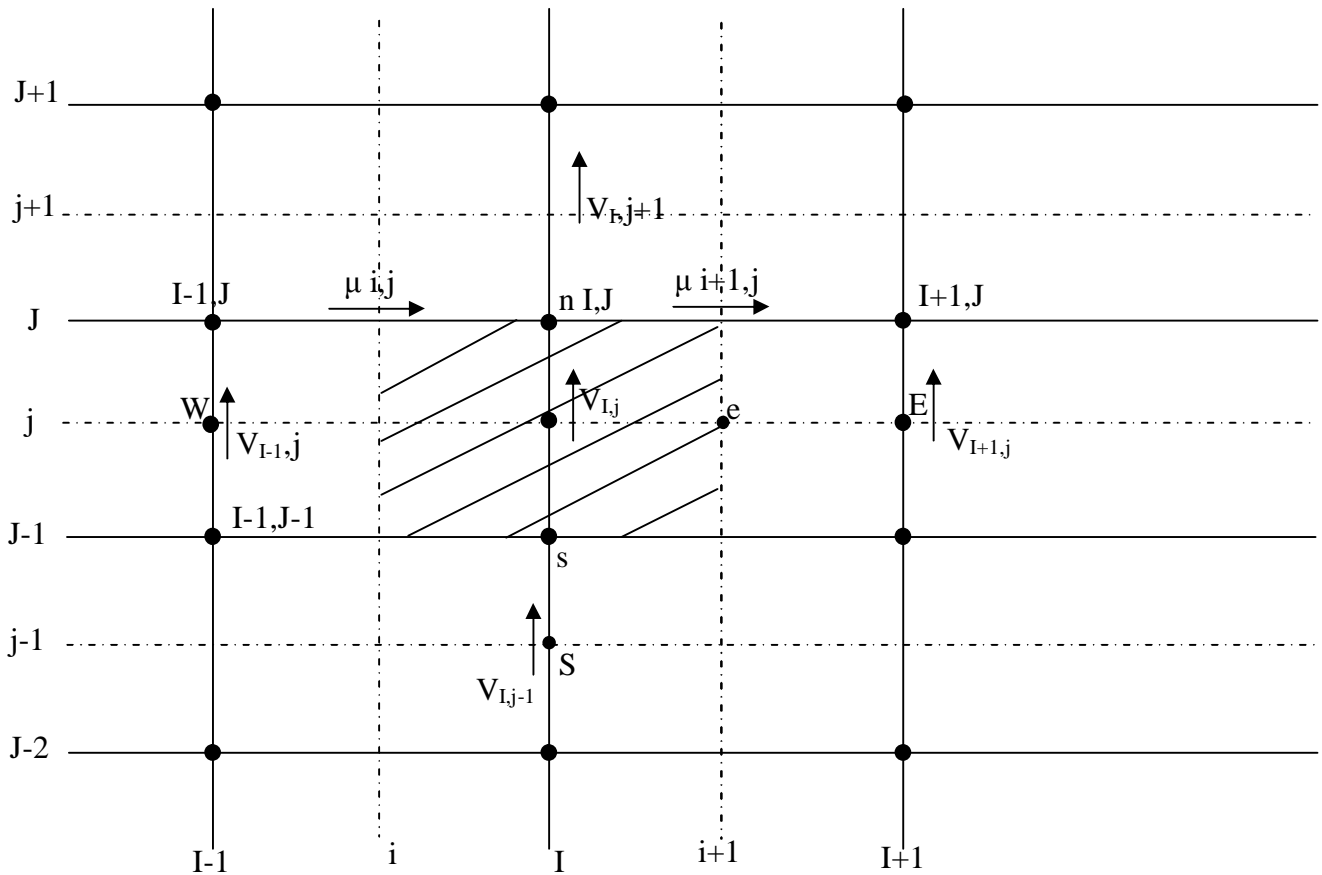


Figure 3.13 Volume de contrôle pour V

Sur le volume de contrôle de la composante V, n discrétise le terme suivant la figure (3.14) :

$$S^V = S_e^V + S_p^V V_p$$

Où :

$$S_c = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial Y} \mu_{EFF} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.97)$$

$$S_p = -2 \frac{\mu_{eff} V}{y} \quad (3.98)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = [P(i, j+1) - P(i, j)] / \Delta y_{PN} \quad (3.99)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial y} \right) = \left[\mu_e \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_e - \mu_w \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_w \right] / \Delta x(i) \quad (3.100)$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} \Big|_e = [U(i, j+1) - U(i, j)] / \delta y(j) \quad (3.101)$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} \Big|_w = [U(i-1, j+1) - U(i-1, j)] / \delta y(j) \quad (3.102)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial y}) = \left[\mu_n \frac{\partial V}{\partial y} \Big|_n - \mu_s \frac{\partial V}{\partial y} \Big|_s \right] / \Delta Y(j) \quad (3.103)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} \Big|_n = [V(i, j+1) - V(i, j)] / \Delta y(j) \quad (3.104)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} \Big|_s = [V(i, j) - V(i, j-1)] / \delta y(j) \quad (3.105)$$

3.7. Terme source pour la température T

Comme la température est un scalaire, elle s'évalue donc sur les nœuds principaux du volume de contrôle.

Le terme source de l'équation de l'énergie est :

$$S_p = 0$$

Avec :

$$S_c = \frac{1}{C_p} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} + \rho \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (3.106)$$

Et :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = [P(i, j) - P^0(i, j)] / \Delta T \quad (3.107)$$

$$U \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{1}{2} [U(i, j) + U(i-1, j)] \frac{P_e - P_w}{\Delta x(i)} \quad (3.108)$$

$$V \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{1}{2} [V(i, j) + V(i, j-1)] \frac{P_n - P_s}{\Delta y(j)} \quad (3.109)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{T_e - T_w}{\Delta x(i)} \quad (3.110)$$

3.8. Terme source pour l'énergie cinétique de turbulence K

De la même façon on discrétise le terme source de l'énergie cinétique de turbulence K ; telle que :

$$S_C^K = G \quad (3.111)$$

$$S_p^k = -C\mu\rho^2 \frac{k}{\mu_t} \quad (3.112)$$

Où :

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{U_e - U_w}{\Delta x(i)} \right)^2 + \left(\frac{V_n - V_s}{\Delta y(j)} \right)^2 \right] + \left(\frac{U_n - U_s}{\Delta y(j)} + \frac{V_e - V_w}{\Delta x(i)} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} [\mu_t (\text{div} \ddot{W} + \rho \phi k)] \text{div} \ddot{W} \quad (3.113)$$

3.9. Terme source pour le taux de dissipation ε

On a :

$$S_p^\kappa = -C_2 C_\mu \frac{\rho \varepsilon}{\kappa} \quad (3.114)$$

$$S_c^\kappa = C_1 C_\mu G \frac{\rho K}{\mu_t} \quad (3.115)$$

3.10. Procédure de résolution

La nature instationnaire du problème demande l'utilisation d'un schéma de résolution dépendant du temps. Et pour cela il serait nécessaire de mettre au point une solution itérative pour les raisons suivantes :

- chaque équation contient au moins cinq inconnues, toutes à un instant données.
- Les équations sont non linéaires avec des coefficients dépendants inconnues « ϕ » .
- Les équations sont couplées.

Les équations couplées non linéaires sont résolues pour n'importe quel intervalle de temps et avec l'utilisation de l'algorithme « SIMPLE » pour la déterminer la pression.

3.10.1. Résolution du système d'équation

Parmi les nombreuses méthodes de résolution des systèmes d'équation algébriques, ils existent les méthodes directes et les méthodes indirectes [18], où à partir de la discrétisation de l'équation générale de transport, on obtient un système d'équation algébrique, avec des coefficients qui dépendent des variables ϕ .

Donc la résolution demande une méthode de numérique itérative.

3.10.2. Développement de la méthode

On suppose que les valeurs de ϕ pour des lignes (i+1) et (i-1) sont connues, ce qui ramène à trois inconnues seulement pour chaque équation.

$$1 \leq i \leq n \quad \text{et} \quad 1 \leq j \leq n$$

$$\bullet \quad (A_{i,j} + S_{p_{i,j}})\phi_{i,j} - A_i\phi_{i,j-1} - A_{i,j+1}\phi_{i,j+1} = A_{i+1,j}\phi_{i+1,j} + A_{i-1,j}\phi_{i-1,j} + S_C \quad (3.116)$$

En posant :

$$\bullet \quad A_{i,j-1} = b(j) \quad (3.117)$$

$$\bullet \quad A_{i,j+1} = a(j) \quad (3.118)$$

$$\bullet \quad A_{i+1,j}\phi_{i+1,j} + A_{i-1,j}\phi_{i-1,j} + S_C = C(j) \quad (3.119)$$

$$\bullet \quad A_{i,j} + S_{p_{i,j}} = d(j) \quad (3.120)$$

L'équation (3.116) devient :

$$\bullet \quad -b(j)\phi_{j-1} + d(j)\phi_j - a(j)\phi_{j+1} = C(j) \quad (3.121)$$

Ce système peut être représenté sous forme matricielle :

Où {A} est la matrice suivante :

$$\begin{array}{c} \left| \begin{array}{cccccccc} d(2) & -a(2) & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ -b(3) & d(3) & -a(3) & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & -b(4) & d(4) & -a(4) & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -b(n) & d(n) \\ \dots & & & & & & & & \end{array} \right| \end{array}$$

Qui est une matrice tri diagonale et l'algorithme de TOMAS (TDMA : tri-diagonale Matrix algorithm) la réduit à une matrice bi diagonale dont les termes de la diagonale principale sont

$$\text{égaux à l'unité.} \quad \begin{bmatrix} 1 & \gamma_2 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 1 & \gamma_3 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \gamma_4 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & \gamma_5 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 1 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \phi_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \beta_n \end{bmatrix}$$

Où :

$$\bullet \quad \gamma_2 = \frac{a(2)}{b(2)} \quad (3.122)$$

$$\bullet \quad \gamma_3 = \frac{a(j)}{b(j) - c(j)\gamma_{j-1}} \quad (3.123)$$

$$\bullet \quad \beta_2 = \frac{c(2) + b(2)\phi(1)}{d(2)} \quad (3.124)$$

$$\bullet \quad \beta_j = \frac{c(j) - b(j)\beta_{j-1}}{d(j) - b(j)\gamma_{j-1}} \quad (3.125)$$

Pour la résolution, on a ϕ_1 donnée aux conditions aux limites telle que :

$$\phi_n = \beta_n \quad \text{et} \quad \phi_j = \beta_j - \gamma_j \phi_{j+1}.$$

Après la résolution de la colonne i , on procède à la résolution des colonnes $i+1$, $i+2$, $i+3$, Jusqu'à la frontière du domaine. Une fois le domaine balayé complètement cette opération se répète jusqu'à ce que le champ des ϕ ne change plus au cours du balayage.

3.10.3. Traitement des points au voisinage des parois

L'hypothèse d'isotropie de la turbulence n'est plus valable au voisinage des parois. L'observation expérimentale montre l'existence au voisinage de la paroi d'une couche dans laquelle l'effet de la viscosité moléculaire devient prépondérant devant celui de la turbulence : c'est la sous-couche laminaire ou sous-couche visqueuse. Dans cette sous-couche, la contrainte de cisaillement totale se limite à la contrainte due à la viscosité, et le profil de vitesse longitudinale est linéaire.

A mesure que la distance à la paroi augmente, les contraintes dues à la viscosité moléculaire deviennent négligeables devant celles liées à la turbulence. Les lois précédentes ne sont donc plus valables au voisinage de la paroi. Une solution de remplacement est adoptée, qui consiste à faire l'hypothèse que la mince couche de fluide en contact avec le mur est une zone d'équilibre local, et à courir à une loi dite loi de paroi, qui donne le profil de la vitesse au voisinage du mur. Ce profil est déduit de l'observation expérimentale des écoulements turbulents sur plaque plane. La vitesse longitudinale du fluide au point P au voisin du mur est donnée par :

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{k} \ln(E_y^+) \quad (3.126)$$

Dans cette expression, E est une constante empirique caractérisant la rugosité de la paroi ($E=9.81$), k est la constante de Von Karman (égale à 0.42), et U_* est la vitesse de frottement, donnée par :

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.127)$$

τ_w est la constante de cisaillement au mur :

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial Y} \right|_{y=0} \quad (3.128)$$

y^+ Est la distance adimensionnée du point P à la paroi :

$$y^+ = \frac{\rho U^* \Delta y_p}{\mu} \quad (3.129)$$

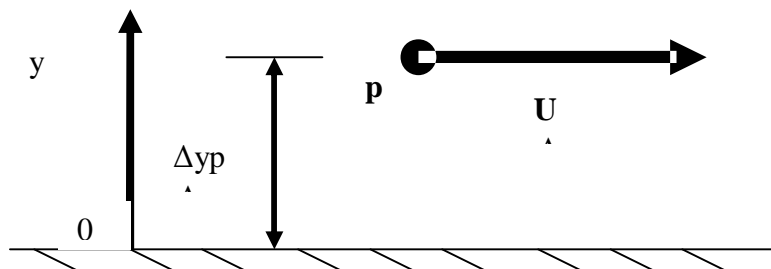


Figure 3.14 Voisinage immédiat de la paroi

ε_p (Valeur de ε au nœud P) est calculé en faisant l'hypothèse d'une couche limite turbulente en équilibre :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k_p^{\frac{3}{2}}}{k \Delta y_p} \quad (3.130)$$

k_p Étant calculé à partir de l'équation de transport de k (en supposant le gradient normal de k nul au mur).

3.10.4. Cas du régime instationnaire

Pour décrire les phénomènes transitoires, une discrétisation temporelle est réalisée. En plus de la discrétisation spatiale. Elle est caractérisée par le pas de temps

Δt . la discrétisation temporelle implique l'intégration des équations différentielles sur le pas de temps Δt :

$$\int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \phi)}{\partial x_j} \right) = \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + S_\phi) \right) \quad (3.131)$$

L'intégration du terme d'accumulation de ϕ ne pose aucun problème :

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} = (\rho\phi)[t + \Delta t] - (\rho\phi)[t] \quad (3.132)$$

Pour les autres termes, l'intégration est moins directe. Plusieurs schémas sont possible, une formulation générale étant, pour une fonction b quelconque :

$$\int_t^{t+\Delta t} b(t)dt = fb(t+\Delta t) + (1-f)b(t) \quad (3.133)$$

Où f est un coefficient compris entre 0 et 1. Une valeur de f nulle donne un schéma explicite, une valeur de 1 donne un schéma implicite. Certains codes emploie un schéma implicite, qui a l'avantage d'être inconditionnellement stable. Par contre le code TEAM emploie le schéma implicite, à partir des conditions initiales, à chaque pas de temps, le processus de résolution décrit pour le régime permanent a lieu. Le pas de temps doit être choisi en fonction de constante de temps caractéristique du phénomène décrit, non pour des questions de stabilité numérique mais pour une représentation correcte de ce phénomène. Un critère d'appréciation est qu'à chaque pas de temps la convergence doit se faire en plusieurs itérations.

3.10.5. Les différents schémas d'interpolation

Pour la clarté de l'exposé, nous nous ramenons à l'équation de convection-diffusion mono directionnelle :

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx} \left(\sigma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right) \quad (3.134)$$

Où u représente la vitesse dans la direction x, σ_ϕ le coefficient de diffusion. L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (3.135)$$

L'intégration de l'équation de convection diffusion sur le volume de contrôle centré en P donne, avec les notations de la figure 2.4

$$(\rho u \phi)_e - (\rho u \phi)_w = \left(\sigma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\sigma_\phi \frac{d\phi}{dx} \right)_w \quad (3.136)$$

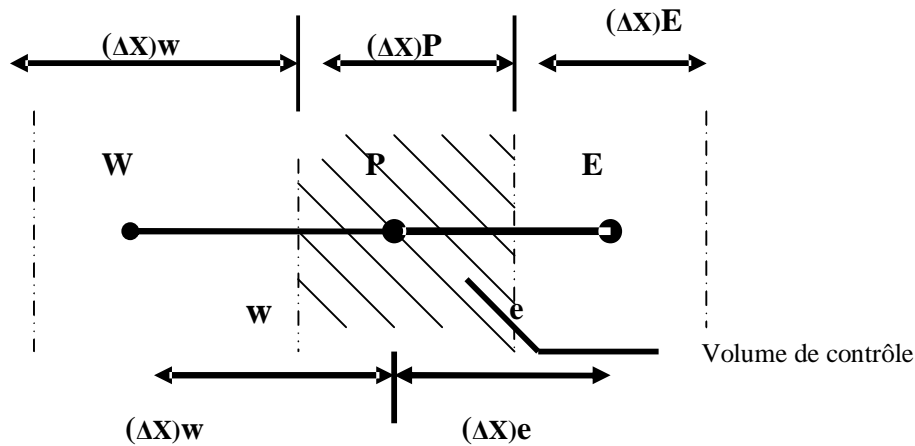


Figure 3.15 Notations pour la grille de discrétisation mono directionnelle

On voit intervenir les valeurs de la variable ϕ sur les faces du volume de contrôle. Il est nécessaire d'avoir recours à une méthode d'interpolation pour se ramener à une équation où seule la valeur de la variable ϕ au centre du volume de contrôle intervient. Il existe différents schémas d'interpolation, de précision variable.

3.10.6.1 Schéma des différences centrées

Ce schéma fait l'hypothèse d'une variation linéaire de ϕ d'un nœud à son voisin immédiat. en supposant que les interfaces des volumes de contrôles sont à mi – distance entre les nœuds, on peut alors écrire :

$$\phi_e = \frac{1}{2}(\phi_p + \phi_E) , \phi_w = \frac{1}{2}(\phi_p + \phi_w) \quad (3.137)$$

Et :

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_w = \frac{\phi_p - \phi_w}{(\Delta x)_w} , \left(\frac{d\phi}{dx}\right)_e = \frac{\phi_E - \phi_p}{(\Delta x)_e} \quad (3.138)$$

Ce qui donne finalement :

$$\left[\frac{1}{2}((\rho u)_e - (\rho u)_w) + \frac{\sigma_{\phi,e}}{(\Delta x)_e} + \frac{\sigma_{\phi,w}}{(\Delta x)_w}\right] \phi_p = \left(-\frac{1}{2}(\rho u)_e + \frac{\sigma_{\phi,e}}{(\Delta x)_e}\right) \phi_E + \left(\frac{1}{2}(\rho u)_w + \frac{\sigma_{\phi,w}}{(\Delta x)_w}\right) \phi_w \quad (3.139)$$

On montre (Patankar, 1980) [12] que la validité de ce schéma est limitée aux bas nombres de Reynolds, sinon il peut conduire à une représentation de ϕ très irréaliste (pouvant par exemple se traduire par une valeur de ϕ_p non bornée par ϕ_w et ϕ_E).

3.10.6.2 Schéma amont

Ce schéma tient compte du sens de l'écoulement, φ_p prenant la valeur de φ au nœud situé en amont. Si on F_e le produit $(\rho u)_e$ et F_w le produit $(\rho u)_w$, alors on a :

$$\varphi_e = \varphi_p \text{ si } F_e > 0$$

$$\varphi_e = \varphi_E \text{ si } F_e < 0$$

Et :

$$\phi_w = \phi_w \text{ si } F_w > 0 \quad (3.140)$$

$$\varphi_e = \varphi_E \text{ si } F_w < 0$$

Cette méthode conduit à des solutions physiquement réalisées.

3.10.6. Solution exacte

Si σ_ϕ est constant, l'équation de convection diffusion a une solution exacte, donnée sur le domaine $[0, L]$ par :

$$\frac{\phi(x) - \phi(0)}{\phi(L) - \phi(0)} = \frac{\exp\left(P_e \frac{x}{L}\right) - 1}{\exp(P_e) - 1} \quad (3.141)$$

Où :

$$P_e = \frac{\rho u L}{\sigma_\phi} \quad (3.142)$$

Le résultat de cette interpolation dépend donc de la nature de l'écoulement caractérisée par le nombre de Peclet qui indique l'importance relative de la convection et de diffusion[9]. :

- ▢ si la convection est fortement dominante (P_e grand), l'interpolation se fait en adoptant la valeur de la cellule amont,
- ▢ si la diffusion est fortement dominante (P_e faible), c'est la valeur de la cellule aval qui est adoptée.

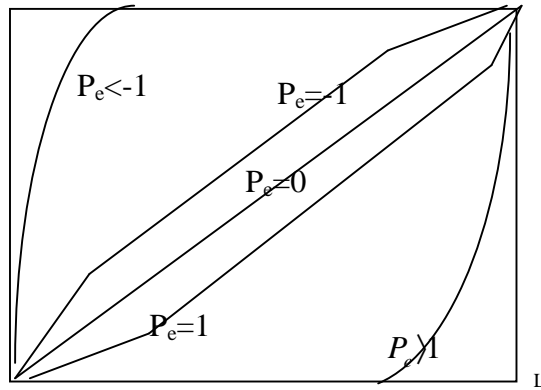


Figure 3.16 : Interpolation de ϕ sur $[0,L]$ selon la valeur du nombre de Peclet

3.10.7. Schéma exponentiel

$$J = \rho u \phi - \sigma_{\phi} \frac{d\phi}{dx} \quad (3.143)$$

Alors on a :

$$\frac{dJ}{dx} = 0$$

Ce qui intégré sur le volume de contrôle centré en P donnée par :

$$J_e - J_w = 0 \quad (3.144)$$

Si on applique la solution exacte de l'équation de convection diffusion entre E et P d'une part , et entre W et P d'autre part, on aboutit à :

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w \quad (3.145)$$

Avec :

$$a_e = \frac{F_e}{\exp(F_e / D_e) - 1} \quad (3.146)$$

$$a_w = \frac{F_w \exp(F_w / D_w)}{\exp(F_w / D_w) - 1} \quad (3.147)$$

$$a_p = a_w + a_e + (F_e - F_w) \quad (3.148)$$

Où :

$$D_e = \frac{\sigma_{\phi,e}}{(\Delta x)_e} \quad \text{et} \quad D_w = \frac{\sigma_{\phi,w}}{(\Delta x)_w} \quad (3.149)$$

Ce schéma n'est en fait pas utilisé tel quel, car les exponentielles sont coûteuses à calculer. Ce sont plutôt les 2 schémas qui suivent qui sont employés.

3.10.8. Schéma hybride

Il s'agit d'une version approchée du schéma exponentiel, les valeurs a_p, a_w et a_E faisant l'objet d'une approximation linéaire par morceaux suivant la valeur du nombre de Peclet.

Ainsi, pour le coefficient a_E on a :

$P_{e_e} < -2$	$\frac{a_E}{D_E} = -P_{e_e}$
$-2 \leq P_{e_e} < 2$	$\frac{a_E}{D_E} = 1 - P_{e_e} / 2$
$P_{e_e} > 2$	$\frac{a_E}{D_E} = 0$

Ceci revient en fait à une combinaison entre un schéma aux différences centrées et un schéma amont.

3.10.9. Schéma Power-Law

Ce schéma est également une version approchée du schéma exponentiel, plus précis que le schéma hybride car les coefficients a_p, a_w et a_E sont approchés par une fonction polynomiale de P_e , par morceaux. Ainsi pour le coefficient a_E on a :

$P_{e_e} < -10$	$\frac{a_E}{D_E} = -P_{e_e}$
$-10 \leq P_{e_e} < 0$	$\frac{a_E}{D_E} = (1 + 0.1P_{e_e})^5 - P_{e_e}$
$0 \leq P_{e_e} \leq 10$	$\frac{a_E}{D_E} = (1 - 0.1P_{e_e})^5$
$P_{e_e} > 10$	$\frac{a_E}{D_E} = 0$

3.10.10. Schéma d'ordre supérieur

Les schémas d'interpolation présentés jusqu'ici ne font intervenir pour évaluer la valeur d'une variable à l'interface de 2 volumes de contrôle que les 2 nœuds de part et d'autre de cette interface. Il existe des schémas prenant en compte un nœud supplémentaire. Ainsi, toujours avec les notations de la figure (...), ϕ_e peut être estimé par :

$$\phi_e = \theta \left[\frac{(\Delta x)_E}{(\Delta x)_E + (\Delta x)_P} \phi_P + \frac{(\Delta x)_P}{(\Delta x)_E + (\Delta x)_P} \phi_P \right] + (1 - \theta) \left[\frac{(\Delta x)_W + 2(\Delta x)_P}{(\Delta x)_W + (\Delta x)_P} \phi_P - \frac{(\Delta x)_P}{(\Delta x)_W + (\Delta x)_P} \phi_P \right] \quad (3.150)$$

La précision du schéma dépend du choix de θ (tableau 3.1)

Tableau 3.1 de θ pour différents schémas d'interpolation

Schéma	θ
Différences centrées, ordre 2	1
Amont, ordre 2	0
QUICK	3/4
Amont, ordre 3	2/3

Si ces schémas permettent un gain en précision, ils peuvent parfois conduire à des instabilités numériques. Une alternative est de construire de nouveaux schémas par combinaison linéaire de ces premiers schémas, ce qui revient à avoir une valeur θ variable.

3.10.11. Condition de sortie « Outlet »

Il s'agit d'une condition de sortie du fluide pour laquelle les flux diffusifs de toutes les variables autres que la pression dans la direction perpendiculaire à la frontière sont nuls, les conditions étant déduites en écrivant un équilibre massique global à l'échelle du domaine de calcul, aucune autre condition n'est à préciser.

Ces différentes conditions ne peuvent être combinées indifféremment entre elles pour que la résolution du problème soit possible. Ainsi, une condition en pression ne peut être associée à une condition « Outlet », et un problème ne peut comporter qu'une seule condition de sortie type « Outlet ».

3.10.12. Condition de symétrie

Cette condition consiste à imposer une vitesse normale à la frontière nulle, et des gradients dans le sens de la normale à la frontière nuls pour les variables.

3.11. Caractéristiques de la fumée

La fumée présente deux caractéristiques importantes; elle contient des produits de combustion toxiques et elle réduit la visibilité. Ces deux facteurs sont généralement liés l'un à l'autre. Les fumées denses sont d'ordinaire fortement toxiques, tout en réduisant notablement la visibilité.

Les propriétés physiques d'une atmosphère contenant de la fumée sont semblables à celles d'une atmosphère normale; toutes deux sont principalement composées d'azote. Les proportions d'oxygène et d'acide carbonique peuvent varier d'environ 10 pour cent par rapport aux proportions normales sans qu'il en résulte une modification notable des propriétés physiques de l'atmosphère. Même dans les conditions de visibilité très basse, la concentration des particules de fumée ne suffit pas à modifier assez les caractéristiques d'une atmosphère pour en affecter les mouvements.

CHAPITRE 4

PRESENTATION DU CODE TEAM

4.1.Présentation du code

TEAM ou « Turbulence Elliptic Algorithm Manchester » est un code de calcul [1] pour simuler des écoulements turbulents stationnaires en bidirectionnel et de nature elliptique.

Le code est appliqué pour des écoulements plan ou axisymétrique basé sur la méthode des volumes finis et utilisant le modèle de la turbulence K - ϵ .

4.2.Le modèle bidimensionnel

Les modèles bidimensionnels reposent sur le constat que, suffisamment loin du foyer, les nappes de fumées se modélisent très bien par des courants de densités, eux-mêmes très bien modélisée par des modèles numériques bidimensionnels.

L'idée est donc d'intégrer les équations de Navier –Stokes tridimensionnelles dans la direction transversale. Cette intégration conduit à des équations très proches des équations de de Navier –Stokes bidimensionnelles.

4.3.Les conditions aux limites

La résolution d'un écoulement elliptique exige la connaissance des conditions aux limites le long du domaine d'écoulement pour chaque propriété physique gouvernée par une équation différentielle.

Notre domaine d'étude est limité par quatre types de frontières, représentés par la figure (4.1) suivante.

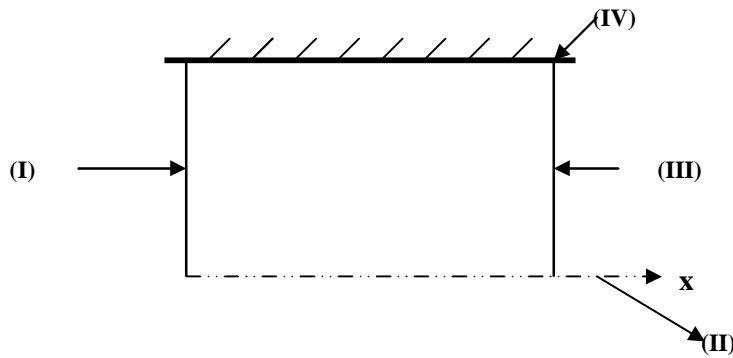


Figure 4.1: type de frontière

Où : (I) : entrée du fluide.

(II) : axe de symétrie.

(III) sortie du fluide.

(IV) parois solides.

Pour un écoulement turbulent modélisé par le modèle K-ε , la paroi solide nécessite un traitement spécial, indiquée dans le chapitre II.

Cette « loi des parois » est basée sur l'hypothèse de la constance de la contrainte de cisaillement, dans la région proche de la paroi, et par la « loi logarithmique de paroi ».

$$\frac{U}{U_\tau} = \frac{1}{K} \ln(E y^+) \quad (4.1)$$

$$y^+ = \frac{\rho \nu_\tau r_p}{\mu} \quad : \text{Nombre de Reynolds} \quad (4.2)$$

E =9.0 pour les parois lisses.[16]

$$U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad \text{Vitesse de fiction} \quad (4.3)$$

K=0.4 : constante de Von Karaman

La supposition de la constance de la contrainte de cisaillement permet d'écrire :

$$\tau_w = \rho C \mu^{1/2} K \quad (4.4)$$

En combinant cette équation avec la loi logarithmique, on trouve :

$$\tau_w = \frac{U_p K \mu y^+}{r_p \ln(E y_p^+)} \quad (4.5)$$

L'évaluation de l'énergie cinétique de turbulence K , près de la paroi, est obtenue par modification du terme source pour prendre compte de la contrainte de cisaillement. Le transport convectif diffusif étant négligeable devant le terme source.

$$G = \iint \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 dv = \tau_w \frac{U_p}{r_p} \Delta v \quad (4.6)$$

Où Δv est le volume du « volume de contrôle » relatif au nœud près de la paroi.

De la même manière, ε est intégrée sur le volume de contrôle de sortie que :

$$\iint_v \varepsilon dv = C\mu^{3/4} K_p^{3/2} U^+ \frac{\Delta V}{r_p} \quad (4.7)$$

$$\text{Où } U^+ = \begin{cases} y^+ & \dots \text{si } y^+ \leq 11.63 \\ \ln(Ey^+ / K) & \dots \text{si } y^+ \geq 11.63 \end{cases} \quad [17]$$

Le taux de dissipation est obtenu en utilisant la relation qui relie ce dernier à l'échelle de longueur par :

$$\varepsilon = C\mu^{3/4} k^{3/2} / kl \quad (4.8)$$

Où l est l'échelle intégrale de Prandtl [18]

4.4. Traitement à l'entrée

A travers le plan d'entrée, la distribution de tous les variables doit être définie soit à partir des données expérimentales disponibles ou par connaissance préalable des paramètres.

Pour le cas étudié, une vitesse initiale de la fumée causée par une ventilation longitudinale, et telle qu'il n'y aurait pas de retour de fumée dans le sens contraire de l'écoulement est estimée à :

$$U_0 = 4 \text{ m/s}$$

Ainsi la température initiale dégagée par la source de chaleur est estimée à 300° C

4.5. Traitement à la sortie :

A la sortie du fluide la pression étant nulle.

4.6. Traitement par l'axe de symétrie :

Le long de cet axe, le gradient de toutes les grandeurs transportables est nul à savoir T , u , v , et p .

Conditions initiales à $t=0$:

$T=400^{\circ}\text{C}$; $P=1\text{ bar}$; $U=4\text{m/s}$

T	P	U	V	K	ϕ	ε
300°C	1 bar	4m/s	0		P/r_t	

Conditions aux limites aux parois solides :

$U = V = 0$ $T = 300^{\circ}\text{C}$ $K = 0$ $\varepsilon = 0$

L : longueur caractéristique prise égale à la taille moyenne des mailles.

4.7.Algorithme du code TEAM

1. Initialisation de toutes les variables.
2. Donner le champ de pression. P^*
3. Calcul des coefficients de transports effectifs
- 4..Assembler les coefficients pour l'équation de mouvement
5. Imposer les conditions aux limites par la modification des coefficients et les termes sources.
6. Résoudre les équations de mouvement pour obtenir U^* et V^* .
7. Résoudre l'équation $P = P' + P^*$.
8. Calculer U , V en utilisant les équations de correction des vitesses (simple).
9. Calculer la densité de l'équation d'état de fluide supposé parfait.
10. Résoudre les autres équations pour ($\phi = K , \xi , T$) en utilisant la pression et les vitesses corrigées.

4.7.1.Critère de convergence et facteur de sous relaxation

Le critère de convergence de la résolution itérative est basé sur les résidus absolus normalisés dans l'équation à résoudre. Ils sont définis comme suit :

$$\text{RESOR } \phi = \sum | \sum A_i \phi_i + S_c - A_p \phi_p // F_{in, \phi} .$$

RESOR ϕ est la somme des résidus normalisés en valeurs absolus de l'équation pour ϕ associée à tous les volumes de contrôle du domaine.

$$\text{RESORM} = \sum |m_{ij}| / m_{in}$$

RESORM est la somme des résidus de masse normalisée en valeur absolue. Pour les équations de mouvement, F_{in} et m_{in} sont respectivement le flux et le débit massique total à l'entrée. La solution converge quand ces résidus se réduisent à une valeur inférieure à celle présenté par SORMAX.

les sous relaxation, d'une itération à une autre elle peut être exprimer par :

$$\phi_p = \phi_p^0 + \alpha_\phi (\phi_p^1 + \phi_p^0) \quad (4.9)$$

où ϕ_p^0 : est la valeur obtenue de l'itération précédente.

α_ϕ : α_ϕ est le facteur de sous relaxation compris entre 0 et 1.

ϕ_p^0 : est la valeur obtenue de la résolution en cours.

CHAPITRE 5 RESULTAT ET INTERPRETATION

Le code TEAM basé sur la méthode des volumes finis a été utilisé pour résoudre un problème d'écoulement elliptique turbulent, compressible, et instationnaire de la fumée résultant d'un incendie dans un canal de long 120m et de hauteur 6.3m [21].

Les résultats obtenus sont traduits par des graphes.

- La variation de la vitesse transversale (graphe 1) montre qu'au début de la propagation de la fumée, la vitesse transversale V étant nulle mais prend de l'ampleur progressivement le long du tunnel à mesure que la fumée s'éloigne du point de ventilation.

L'évolution entre les positions 0 et 40m coïncide pour les vitesses de ventilations de 0.5 et 1m/s ce qui est normal vu que celles-ci sont proches, par contre la vitesse de 4m/s l'évolution est moins prononcées. Cette vitesses continue son évolution quasi linéaire (si l'on peut dire) pour les trois vitesses de ventilation. Mais au delà de 80m l'évolution progressive pour la vitesse de 4m/s et 1m/s par contre elle connaît un pique pour 0.5m/s.

On remarque que l'évolution de la vitesse transversale est inversement proportionnelle à la vitesse de ventilation, on déduit que plus la ventilation est importante plus la vitesse transversale est amortie sans oublier que pour cela l'effet de flottabilité contribue beaucoup à cette influence, et les deux facteurs associés tendent à pousser la fumée dans le sens horizontal du canal.

- Le graphe 2 montre l'évolution de la vitesse transversale pour des temps différents en concordance avec le fait réel car on remarque qu'à 20s (après le début de ventilation) la vitesse transversale n'a atteint qu'une valeur inférieure à 2m/s, par contre après 60s elle a atteint une valeur de 4m/s, cela veut dire que la fumée commence à gagner de l'altitude au début de la ventilation pour s'atténuer progressivement au fur et à mesure sous l'effet de la ventilation et la flottabilité

- Le graphe 3 représente l'évolution longitudinale de la fumée le long du canal pour les différentes vitesses de ventilation. On remarque, que la chute de vitesse longitudinale est plus nette plus la ventilation est moins importante, et que l'on peut distinguer deux régions où le gradient de vitesses est important. En effet, entre 0m et 60 m la chute est plus importante pour des vitesses de ventilation allant de 4 m/s et 0.5 m/s, et après 60m on remarque une stabilité.

La diminution de vitesse longitudinale est inversement proportionnelle à la vitesse de ventilation.

- Le graphe 4 représente, l'évolution de la température le long du canal. On remarque que pour la position de 0 jusqu'à 20m du canal, la chute de température est beaucoup plus prononcée pour la vitesse de ventilation de 4m*s que pour celle de 0.5m/s.

Dans le tronçon de 20 à 60m l'allure des courbes montre que la chute se poursuit pour les deux vitesses de ventilation et tendent vers une stabilité à partir de 60m jusqu'à la sortie.

Donc on peut remarquer que plus la vitesse de ventilation augmente et plus la chute de température est plus rapide

- Le graphe 5.5 montre que l'évolution de la température, comme l'ont montré les graphes précédents, chute plus on avance dans le canal, et à une position intermédiaire (50m) du canal, elle atteint une valeur inférieure à 100°C ce qui est important pour la sécurité.
- Le graphe 5.6 montre bien la diminution de la température le long d'un canal. On peut découper cette variation selon différentes zones, en effet entre 0 et 10m la température pour deux temps (60 et 100s), est presque la même du moment que l'on se trouve proche du point de ventilation, par suite entre 10m et 100m une décroissance de la température est visible et nette pour les deux temps sauf qu'elle l'est beaucoup plus au temps $t=120s$, et après 100m on constate une stabilité jusqu'à la sortie.
- Les graphes 7, 8,9 montrent l'effet du maillage sur l'évolution de température de la fumée le long du canal. On remarque que plus le maillage est raffiné, plus l'évolution est précise.
- Le code TEAM a été exécuté pour les mêmes conditions que le code (FDS) [21] à savoir un canal de 200m de long, pour une puissance de 1 Mw et une ventilation de

vitesse de 3 m/s. on remarque que les résultats obtenus par les deux codes sont en concordance.

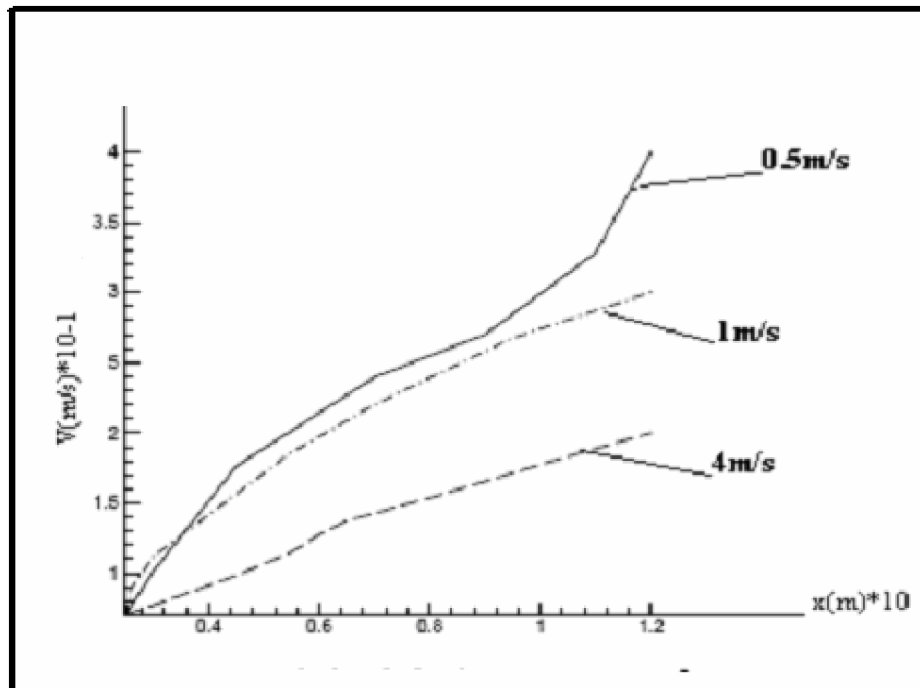


Figure 5.1 : Variation de la vitesse transversale pour différentes vitesses de ventilation

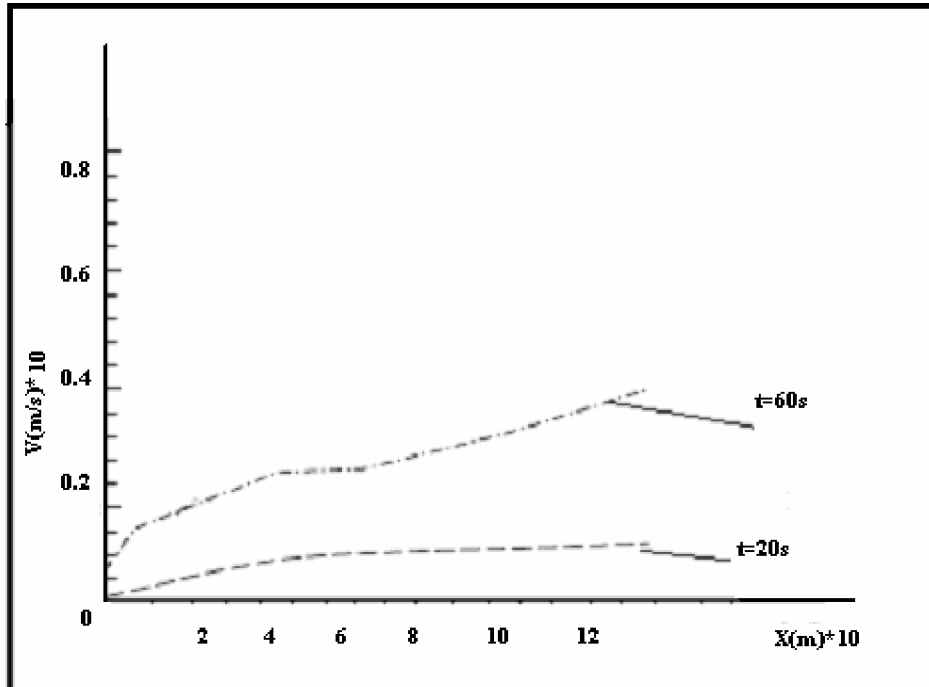


Figure 5.2 : Variation de la vitesse transversale le long du canal pour différents temps

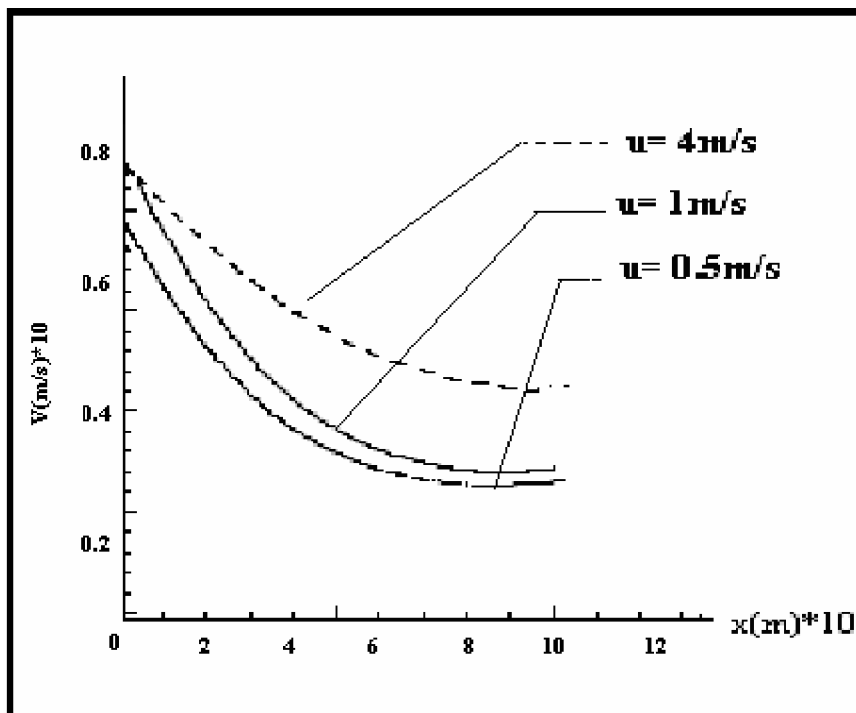


Figure 5.3 : variation de la vitesse longitudinale pour différentes vitesses de ventilation

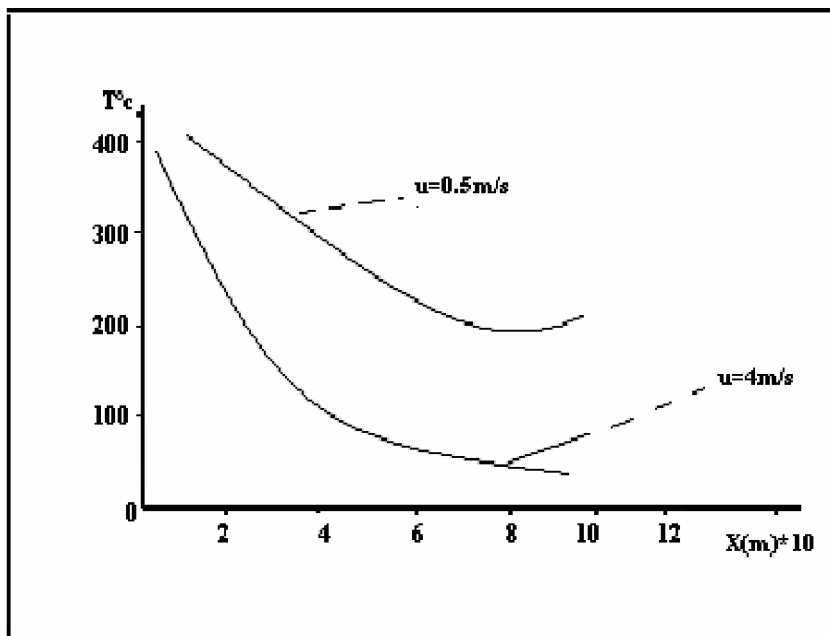


Figure 5.4 : Evolution de température au niveau des différentes Positions du canal pour deux vitesses de ventilation

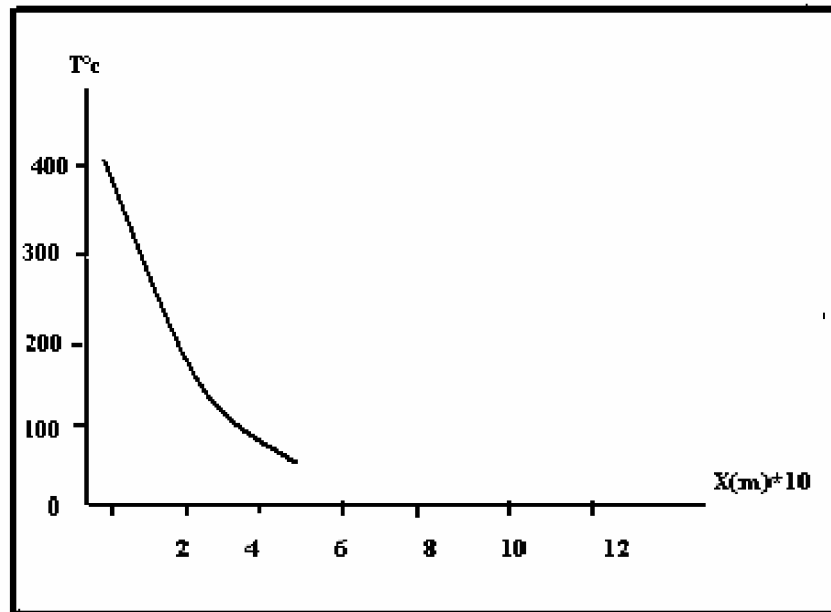


Figure 5.5 : Evolution de température à une position intermédiaire du canal pour une ventilation de 4m/s

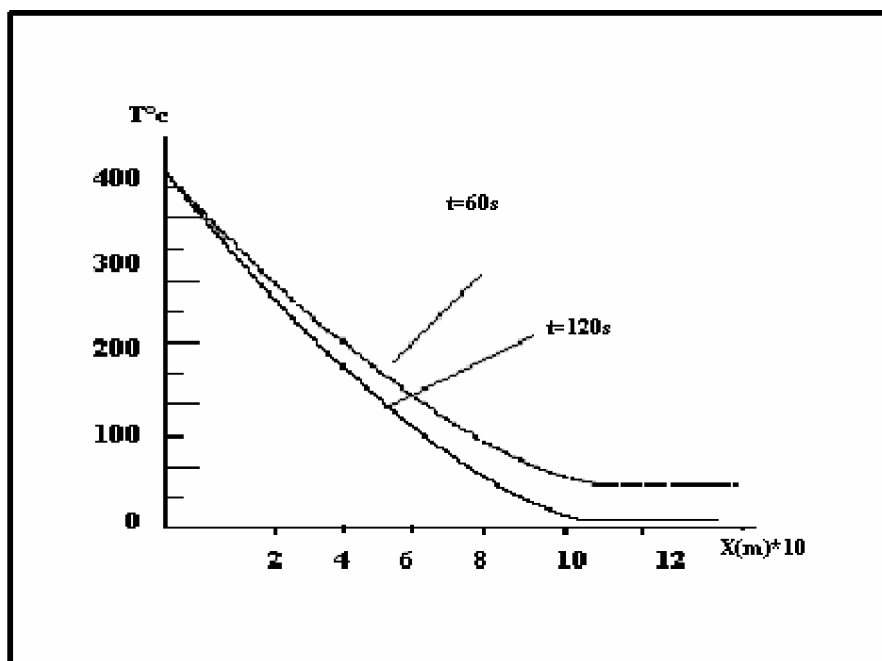


Figure 5.6 : Variation de la température pour deux temps différents le long du canal

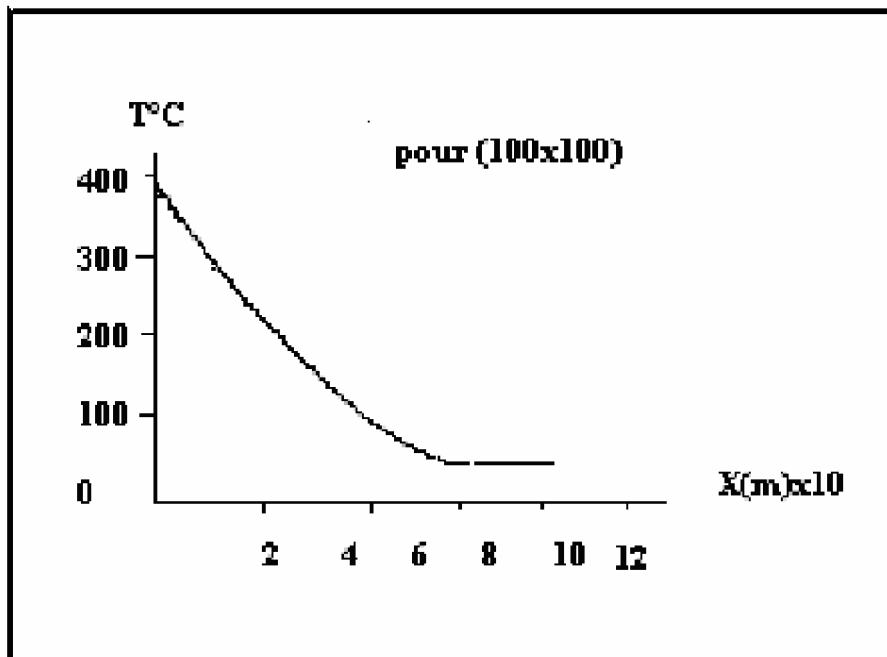


Figure 5.7 : Variation de la température pour un maillage 100*100

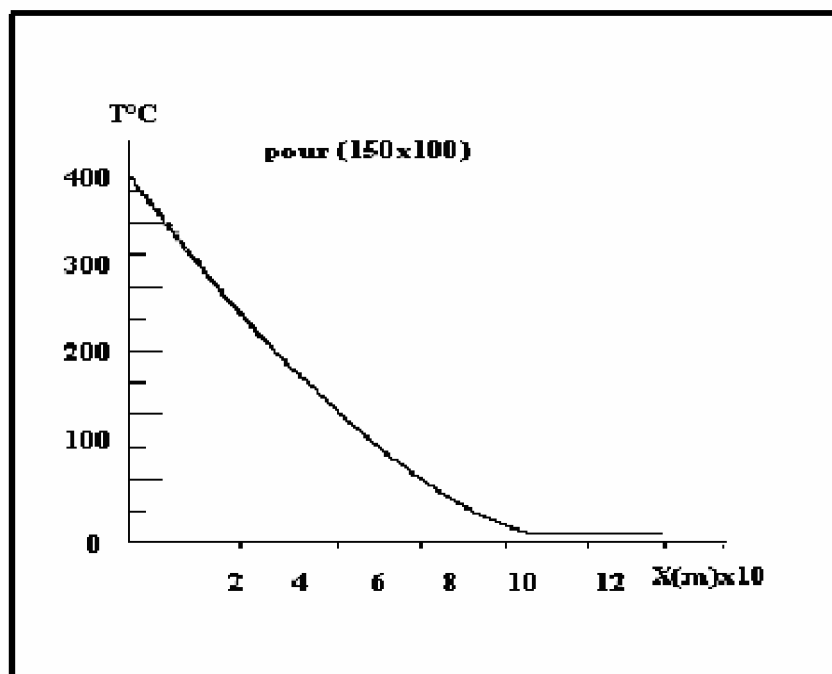


Figure 5.8 : Variation de la température pour un maillage 150*100

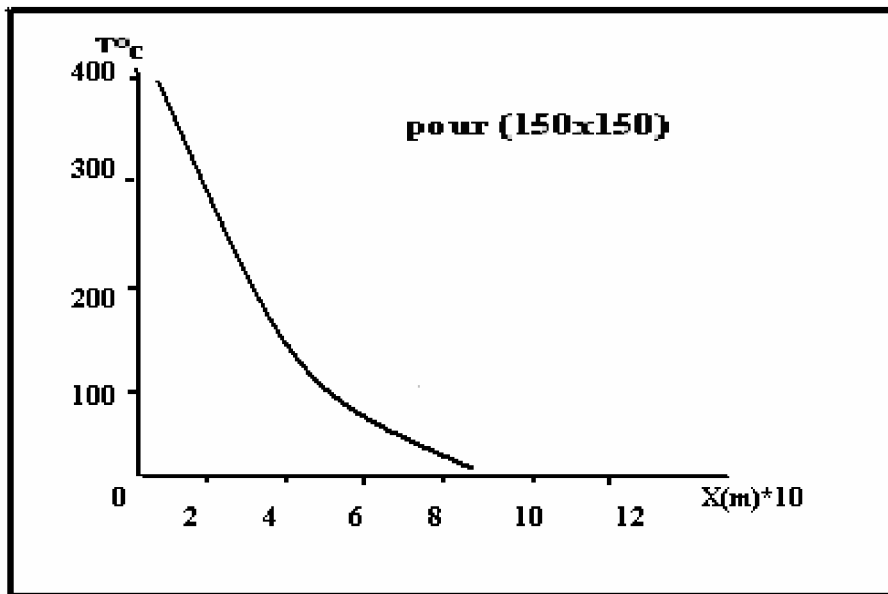


Figure 5.9 : Variation de la température pour un maillage 150*150

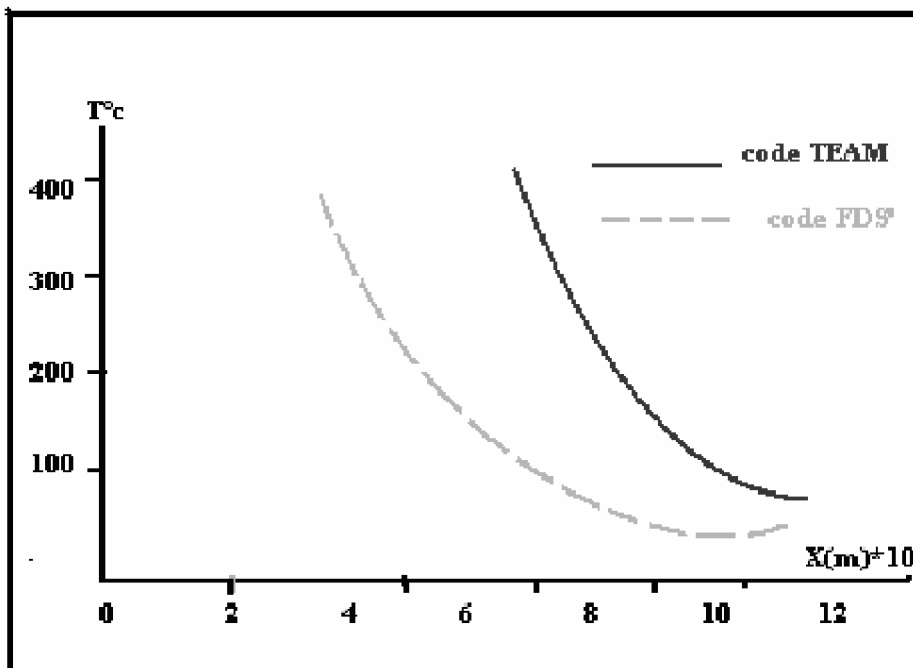


Figure 5.10 : comparaison des résultats de la température obtenus par le code TEAM et le code FDS

CONCLUSION

Lorsqu'un incendie se déclare en milieu confiné, la sécurité des personnes nécessite une parfaite maîtrise du mouvement des fumées. Naturellement stratifiées, celles-ci peuvent être confinées puis extraites à proximité du foyer à l'aide de systèmes de ventilation.

L'approche de la modélisation numérique de la stratification des fumées Lors d'un incendie en tunnel est d'un grand intérêt pour la définition de la meilleure stratégie de ventilation. le code TEAM , basé sur la méthode des volumes finis et le modèle k- ϵ standard à haut nombre de Reynolds , a été utilisé pour simuler le comportement de la fumée dans un tunnel de 20m de long et 60 m de hauteur [22].

Le travail a été basé sur le comportement de la fumée notamment la température et les vitesses longitudinale et transversale, qui représente les facteurs à maîtriser lors du déclenchement d'un incendie.

Les résultats obtenus ont été comparés à ceux de certains travaux faits [9] et montrent que les profils de température et vitesses trouvés utilisant le code TEAM sont en concordance avec le phénomène réel ce qui explique que ces résultats sont plus au moins fiables.

En ce qui concerne la température, l'évolution va en décroissance le long du tunnel et avec un gradient variable selon les différentes vitesses de ventilation ; ce qui est pareil pour les vitesses longitudinales et transversales.

D'après ces constatations, on en conclut que pour une bonne maîtrise de l'incendie en tunnel, qui nécessite une évacuation rapide des fumées, le facteur prédominant sur lequel il faut jouer est la vitesse de ventilation et la position de celle-ci par rapport au foyer et à la longueur du tunnel.

APPENDICE A

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

$A_S A_N A_E A_W A_P$	Coefficients dans le système d'équations algébriques discrétisées
a, b, c, d	Élément de la matrice tri diagonale
$a_n a_w a_s a_e$	Aires des faces du volume de contrôle
D	Diffusion conductance
D_v	Volume élémentaire
D_x	Distance entre deux nœuds dans la direction
E	Taux de dissipation d'énergie cinétique
F	Masse de flux corrective par unité de surface
f	Coefficient de pondération
f_x, f_y	Facteurs d'interpolation linéaire suivant x,y
G	Taux de génération de l'énergie cinétique turbulente
i	Indice des nœuds suivant x
j	Indice des nœuds suivant y
k	L'énergie cinétique
P_e	Nombre de Peclet
R_e	Nombre de Reynolds
S_ϕ	Terme source pour la variable ϕ
S_c	Partie indépendante de la variable ϕ du terme source
S_p	Partie dépendante de la variable ϕ du terme source
T	Température
t	Temps
V	Composante de la vitesse suivant y
V'	Correction de la vitesse suivant y, fluctuation
v^*	Estimation de la vitesse suivant y
U	Correction de vitesse suivant x
u^*	Estimation de la vitesse suivant x
u'	Composante de la vitesse suivant x
β	Coefficient d'expansion thermique

δ	Delta de KRONECKER
φ	Variable dépendante généralisée
μ_{eff}	Viscosité effective
μ	Viscosité dynamique
μ_t	Viscosité isotopique turbulente
ρ_0	Masse volumique de référence

REFERENCE

1. Application of CFD techniques for modelling fire tests in road Tunnels by Kashef, A; Benichou, N; Loughheed, G; Debs, A.
NRCC-46772 (National research council Canada)
CFD 2004, 12th Annual Conference of the Computational Fluid Dynamics Society of Canada, Ottawa, May 9-11, 2004, pp 288-289
2. Elaboration d'un modèle prédictif par l'étude du confinement et de l'extraction des fumées d'incendies en Tunnels
Ghislain Michaux, Olivier Vauquelin
Institut de Mécanique de Marseille (IM2), 17^{ème} Congrès français de Mécanique, Toytes, sep 2005
3. Simulation du transport de fumées stratifié en Tunnel routier avec un modèle ke corrigé au 2^{ème} ordre et comparaison expérimentale
Gilda G, Joavenneli, Eric Casalé
16^{ème} Congrès Français de Mécanique 2003
4. Rev. Energ. Ren. vol3(2000), comparaison de deux modèles de turbulence dans les simulations d'un jet turbulent axisymétrique.
R. Hadeff, A Haddad, F. Khaldoun
5. Cigarette
6. Article
7. Numerical Heat transfer and fluid flow
Suhayb V. Patankar Professor of Mechanical Engineering.
University of Minnesota
8. Code de calcul TEAM
P.G HUANG et M.A. LESCHZINER
9. Boundary Layer Theory
Dr. HARMANN SCHLICHTING
Mc Graw-Hill Book Company, Inc. New York. Toronto. London. Verlag G. Braun. Karlsruhe. 1960
10. turbulence model of fine induced air flow in a ventilated tunnel
H. XUE, E. HIHARA AND T. SAITO
Department of mechanical Engineering. The University of TOKYO. 7.3.1 Hongo BUNKYO. KO
Tokyo 113. JAPON octobre 1992
11. Mécanique des fluides pour la ventilation Routiers
Pierre Carlotti, Centre d'étude des tunnels
Juillet 2005, ISRN : EQ, CETU-05-01-FR
12. Patankar S. V (1979). A calculation Procedure for two dimensional Elliptic situation, Num. Heat transfer VOL 2
13. An introduction to computational Fluid Dynamics
The Finite Volume Method.
H.K VERSTEEG et W. MALALASEKERA
14. Patankar, S. V. Prata, V. S and Spalding, D. B (1975)
Prédiction of Turbulent Flow in curved Pipes
J. Fluid Mech. Vol 67

15. Crank- J. and Nicholson P(1947). A Pratical Method for Numerical Evaluation of solutions of Partial Differential Equation of the head conduction type . Combridge Philisa
16. Lauder,B,E . and Spalding D.B(1974)
The numerical computation of turbulent Flow , comp. Methods Appl. Eng. Val 3.
17. Development of au Explicit finite diff cod for interna land external compressible flow Analysis
Tuly 1982 ,by R.W.Couter , dever aerospace Strategic Systeme Division,Colorado
Roache, P.J(1976) computational fluid Dynamics Hermosa, Albuquerque, NM
18. Numerical Recipies The Art of Scientific Computing by WILLIAM H. PRESS,Briau P.Flannery
19. Patankar , S.V. and Spalding , D.B(1972)
A calculation Procedure for Heat ,Mass and Momentum transfer in three dimensional Parbolic Flow, Int.J.Heat Mass Transfer
20. Simulation d'incendie dans la traversée souterraine de Toulon
Giovanelli G .AUGUIN, G. Forestie B (2000)
21. Ecoulement turbulent induit en canal plan par un panache chaud vertical Auguin G., Forestier B., Giovannelli G., Casalé E. 2001, , 15ème Congrès Français de Mécanique, Actes, 618-623,Nancy.
22. 3Fire Dynamics Simulator (Version 3)- User's guide, NIST (National Institute of Standards and Technology, Technology Administration, USA

