

### III.2.1.2. Eléments finis

Le principe fondamental de la méthode des éléments finis réside dans le découpage du domaine d'étude en domaines élémentaires de dimension finie. Sur chacun de ces domaines, appelés éléments finis, la fonction inconnue est approchée par un polynôme dont le degré peut varier d'une application à l'autre mais reste en général faible. Ces éléments, triangles ou quadrilatères, rectilignes ou curvilignes, doivent réaliser une partition du domaine d'étude (ils sont disjoints et leur union recouvre le domaine tout entier). Cette partition qui est généralement appelée découpage ou discrétisation du domaine doit respecter un certain nombre de règles qui permettent d'assurer un bon déroulement du calcul.

### III.2.1.3. Volumes finis

La méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par **Patankar** et **Spalding** et publiée en 1980 par **Patankar** (Numerical Heat Transfer and Fluid Flow).

La méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle (VC).

Les différentes étapes de la méthode des volumes finis sont :

- La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle.
- L'intégration des équations différentielles aux dérivées partielles.
- Écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

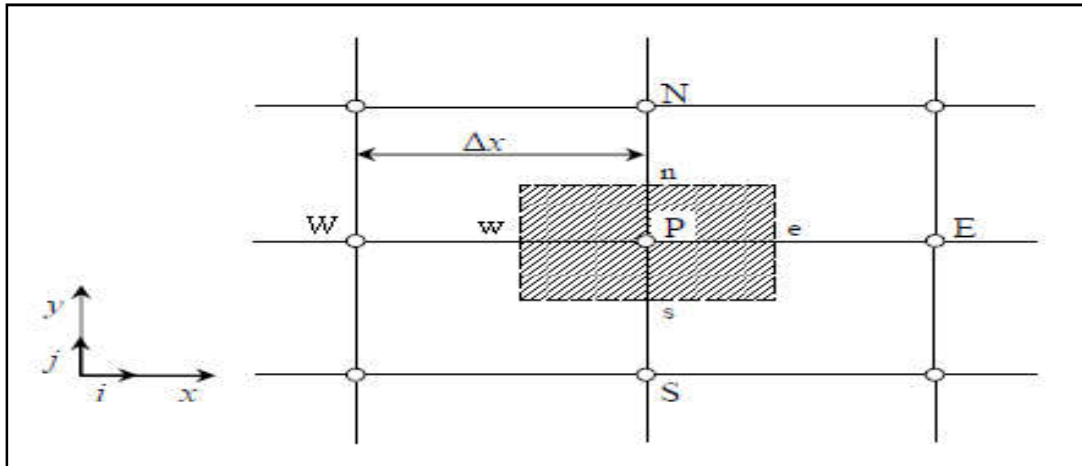


FIGURE III.1: Volume de contrôle bidimensionnel.

Le volume de contrôle est montré par la Figure III.1, Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y. [9]

Le principe de discrétisation peut être illustré en considérant l'équation de transport pour une grandeur scalaire  $\phi$ :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)} + \underbrace{\sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)} = \sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma \phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + \underbrace{S_\phi} \quad (III.1)$$

Avec :

**T:** Terme transitoire.

**C:** Terme convectif.

**D:** Terme de diffusion.

**S:** Terme source.

Nous venons de voir que, pour chaque variable  $\phi$ , l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire bidimensionnel [9]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \quad (III.2)$$

Où :  $\phi$  est la propriété transportée,  $\Gamma$  indique le coefficient de diffusion et  $S_\phi$  le terme source.

La discrétisation doit se faire au nœud P, ce qui donnera [11]:

$$\text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S_\phi = 0 \quad (III.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi = 0 \quad (III.4)$$

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dV + \int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dV + \int_{\Delta V} S dV = 0 \quad (III.5)$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (III.6)$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (III.7)$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma A_y \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma A_x \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (III.8)$$

$$\left[ \Gamma_e A_e \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \Gamma_w A_w \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] + \left[ \Gamma_n A_n \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \Gamma_s A_s \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (III.9)$$

Les quantités à e, w, n et s des faces de contrôle sont évaluées en fonction des valeurs des nœuds au milieu des volumes de contrôle. Donc il faut considérer une variation linéaire des variables d'un nœud à un autre pour assurer la continuité du phénomène physique ce qui est plus réaliste. C'est une approximation linéaire. [11]

Pour une grille uniforme on aura:

$$\begin{aligned} \Gamma_w &= \frac{\Gamma_w + \Gamma_p}{2}, & \Gamma_n &= \frac{\Gamma_n + \Gamma_p}{2} \\ \Gamma_e &= \frac{\Gamma_p + \Gamma_E}{2}, & \Gamma_s &= \frac{\Gamma_p + \Gamma_S}{2} \end{aligned} \quad (III.10)$$

Ce qui donnera par le flux de diffusion :

$$\begin{aligned} \Gamma_e A_e \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e &= \Gamma_e A_e \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_{PE}} \right), & \Gamma_n A_n \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n &= \Gamma_n A_n \left( \frac{\phi_N - \phi_P}{\delta y_{PN}} \right) \\ \Gamma_w A_w \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w &= \Gamma_w A_w \left( \frac{\phi_P - \phi_W}{\delta x_{WP}} \right), & \Gamma_s A_s \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s &= \Gamma_s A_s \left( \frac{\phi_P - \phi_S}{\delta x_{SP}} \right) \end{aligned} \quad (III.11)$$

En remplaçant les termes, on obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma_e A_e \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_{PE}} \right) - \Gamma_w A_w \left( \frac{\phi_P - \phi_W}{\delta x_{WP}} \right) + \Gamma_n A_n \left( \frac{\phi_N - \phi_P}{\delta y_{PN}} \right) \\ - \Gamma_s A_s \left( \frac{\phi_P - \phi_S}{\delta x_{SP}} \right) + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \end{aligned} \quad (III.12)$$

$\bar{S}_\phi$  est la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle, Quand le terme source dépend de la variable dépendante. Cette dépendance doit être exprimée par une relation linéaire, ceci permettra d'utiliser les méthodes de résolution des systèmes linéaires.

La linéarisation est l'évolution de la valeur moyenne  $\bar{S}_\phi$  qui peut être fonction de la variable dépendante, leur valeur est donc calculée à chaque itération à partir des nouvelles des variables dépendantes. [9]

Le terme source sera linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\bar{S} \Delta V = S_u + S_p \phi_p \quad (III.13)$$

Où  $S_u$  est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de  $S_p$ ,  $S_p$  est la pente de  $\phi_p$ .

Il est nécessaire que le coefficient  $S_p$  soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide. [9]

En arrangeant les termes on obtient :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}} + \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}} + \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}} + \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \right) \phi_P &= \left( \frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}} \right) \phi_W + \\ \left( \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}} \right) \phi_E + \left( \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}} \right) \phi_S + \left( \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \right) \phi_N + S_u \end{aligned} \quad (III.14)$$

Cette équation est sous la forme :

$$\begin{aligned} a_P \phi_P &= a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S + a_N \phi_N + S_u \\ a_P &= a_W + a_E + a_S + a_N - S_P \end{aligned} \quad (III.15)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A_W &= \frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}}, & A_E &= \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}}, \\ A_S &= \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}}, & A_N &= \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \end{aligned}$$

L'équation est appliquée pour chaque nœud du domaine de calcul. Pour le domaine adjacent au domaine limite, l'équation est modifiée pour incorporer les conditions aux limites.

Le système d'équations algébriques linéaire résultant est résolu pour obtenir la distribution de la propriété  $\phi$  à tous les points. [11]

### III.2.2. Les différentes étapes de la mise en œuvre

- Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points (les nœuds du maillage), autour desquels on définit des volumes élémentaires (appelés volumes de contrôle) contigus, non juxtaposés et sans discontinuités aux interfaces ;
- Les équations modèles, sous forme conservative, sont intégrées sur chaque volume de contrôle (VC)

- Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de  $\phi$  par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré.
- Écriture des équations algébriques en fonction des valeurs de  $\phi$  aux nœuds du maillage ;
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

### III.2.3. Principes des codes CFD

Les logiciels de simulation numérique des écoulements basés sur la méthode des volumes finis peuvent maintenant être considérés comme de véritables « expériences numériques », lorsqu'elles sont faites avec soin. L'avantage des « méthodes numériques » est que toutes les quantités physiques liées à l'écoulement (champ de vitesse, champ de pression, contraintes etc.), sont immédiatement disponibles en tout point de l'écoulement.

Dans une expérimentation, l'obtention de ces quantités physiques en tout point du champ est souvent impossible ou très difficile en pratique. Les méthodes CFD (Computational Fluid Dynamics) ont l'avantage de mettre en œuvre les équations générales de la mécanique des fluides avec un minimum des hypothèses. Elles résolvent notamment les équations non-linéaires instationnaire et compressibles. La discrétisation des équations de Navier-Stokes et de conservation de la masse est faite sur des éléments quadrilatéraux ou triangulaires, réguliers ou non selon la complexité de la géométrie.

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à la nature de l'écoulement. En particulier, le maillage doit être fin dans les zones où l'on atteint des gradients physiques très importants.

Les équations régissant l'écoulement sont résumées dans le tableau qui suit:

Conservation de la masse	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho.V) = 0$
Quantité de mouvement (Navier-stokes)	$\frac{D}{Dt}(\rho.V) = \rho F \quad \text{grad}(p) + \eta \quad V + \frac{1}{3}\eta \text{grad} [\text{div}(V)]$
Energies	$\frac{D}{Dt}(\rho c_p T) = (K T) + q + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \eta$

**TABLEAU III.1. Récapitulatif des équations régissant l'écoulement.**

Avant d'entamer la résolution de ces équations, nous devons identifier le régime de l'écoulement laminaire ou turbulent dépendant à la valeur du nombre de Reynolds.

**Remarque:** Dans ce travail nous avons trouvé que le Nombre de Rayleigh  $Ra=2,45.10^6$  (Écoulement laminaire).

### III.2.4 Modèles de fermeture

Sont des équations qui viennent compléter les équations bilans. Dans notre cas, il s'agit de fermer le modèle global en modélisant le terme de viscosité turbulente et le terme de tensions de Reynolds.

"FLUENT" fournit les choix suivants des modèles de la turbulence :

- Spalart-Allmaras model.
- $k - \varepsilon$  models.
- Standard  $k - \varepsilon$  model.
- Renormalization-groupe (RNG)  $k - \varepsilon$  model.
- Realizable  $k - \varepsilon$  model.
- $k - \omega$  models.
- Standard  $k - \varepsilon$  model.

- Shear-stress transport (SST)  $k - \varepsilon$  model.
- $\nu^2 - f$  model.
- Reynolds stress model (RSM).
- Detachededdy simulation (DES) model.

Large Eddy simulation (*LES*) model [10].

Parmi ces modèle on trouve (k-  $\varepsilon$ ) stand que nous allons l'utiliser dans notre simulation.

### III.2.4.1 Modèle (k- $\varepsilon$ )

C'est un modèle à deux équations de transport pour deux paramètres de turbulence.

En utilisant l'analogie entre l'échange de quantité de mouvement par interaction moléculaire à l'échelle microscopique (contraintes visqueuses) et l'échange de quantité de mouvement par la turbulence à l'échelle macroscopique (contraintes de Reynolds).

L'idée du modèle k- c'est qu'on peut la construire à partir de ces quantités une « viscosité turbulente propre à l'écoulement », où la viscosité turbulente est donnée par la relation suivante :

$$V_t = C_\mu \left( \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \quad (\text{III.16})$$

Avec  $\mu_t = \nu_t \rho$  viscosité dynamique turbulente L'expérience montre que cette relation est bien vérifiée pour des écoulements à grand nombre de Reynolds à condition d'avoir une turbulence homogène.

$C_\mu$  : Coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement.

$k$  : L'énergie cinétique de turbulence défini par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_t^2} = \frac{1}{2} \left( \overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2} \right) \quad (\text{III.17})$$



$\varepsilon$  : Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulence donné par:

$$\varepsilon = \nu \left[ \frac{\partial u'}{\partial x_j} \right]^2 \quad (III.18)$$

Ce terme de dissipation qui apparaît dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente reste à déterminer. L'échelle typique de longueur des grosses structures de la turbulence est déduite de :

$$\varepsilon = k^{3/2} / l \quad (III.19)$$

### III.2.4.1.1. Modélisation de l'équation de $k$

L'équation modélisée de l'énergie cinétique turbulente s'écrit sous la forme semi-empirique suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(1)} = \underbrace{V_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)}_{(2)} \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{(3)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{V}{\sigma_{k,l}} + \frac{V_t}{\sigma_{k,t}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_{(4)} - \varepsilon \quad (III.20)$$

Les termes de l'équation (III.20) sont dénommés comme suit :

- (1) représente le taux de variation de l'énergie cinétique turbulente.
- (2) représente le transport par diffusion de l'énergie cinétique
- (3) représente la production par cisaillement de l'énergie cinétique turbulente
- (4) représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

### III.2.4.1.2. Modélisation de l'équation de $\varepsilon$

La forme modélisée de l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique s'exprime

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} + \overline{u_j} \frac{\partial}{\partial x_j}}_{(1)} \underbrace{\varepsilon}_{(2)} = \underbrace{C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{K} V_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)}_{(3)} \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{(4)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{V}{\sigma_{\varepsilon a}} + \frac{V_t}{\sigma_{\varepsilon t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]}_{(5)} - \underbrace{C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K}}_{(6)} \quad (III.21)$$

Les termes (1, 2, 3 et 4) de l'équation (III. 21) sont :

- (1) représente le taux de variation des.
- (2) représente le taux de production (source) des.
- (3) représente le transport par diffusion de la dissipation de l'énergie turbulente.
- (4) représente la dissipation (puits) de S.

**III.2.4.1.3 Constantes standards de modèle (k-ε):**

Pour rendre le système d'équations opérationnel on adopte les constantes standards du modèle donné par **Lauder** et **Spalding** (1974). Elles sont réunies dans le tableau suivant :

$C_{\mu}$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\delta_K$	$\delta_{\varepsilon}$
<b>0.09</b>	<b>1.44</b>	<b>1.92</b>	<b>1.0</b>	<b>1.0</b>

**TABLEAU III.2: Coefficients du modèle K-S standard.**

**III.3. PRESENTATION DES LOGICIELS DE CALCUL:**

Gambit et Fluent sont des logiciels, sous licence commerciale, permettant de réaliser des Simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec Fluent. Largement répandus dans l'industrie, en raison de leur interface graphique puissante et de l'abondance de leurs options, ils permettent de réaliser des simulations sur tous types de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs et avec des modèles physiques variés (diphasique, turbulent, etc....).

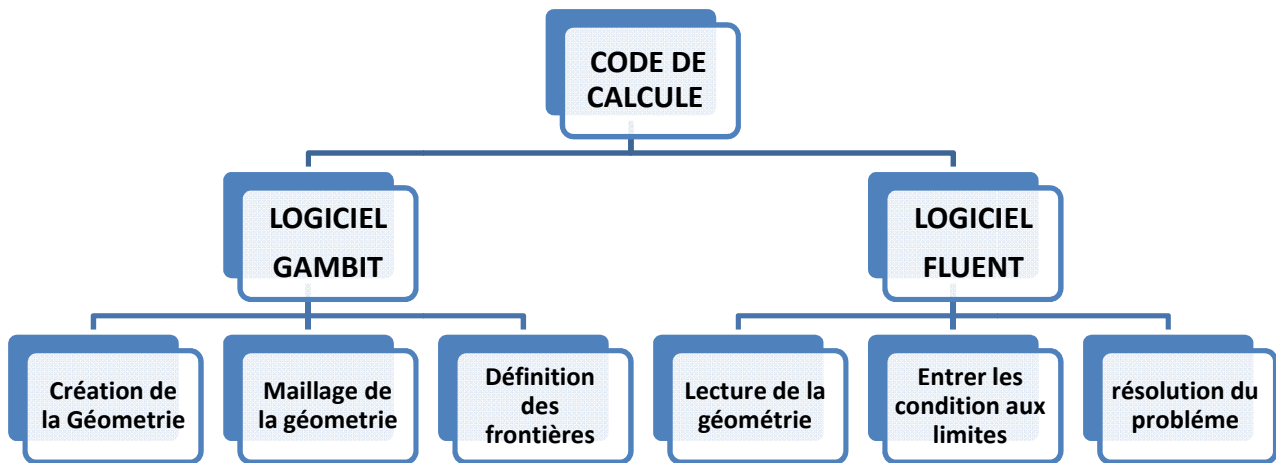
### III.3.1. Maillageur Gambit:

C'est un pré processeur intégré pour l'analyse en CFD, il est utilisé pour construire une géométrie et générer son maillage, il peut réaliser des maillages complexe en deux ou trois dimensions avec des maillages rectangle ou triangle.

Les options de génération de maillage de Gambit proposent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon Gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et l'incorporation des conditions aux limites.

### III.3.2. Le procédé de création de la géométrie par le GAMBIT et la simulation par le fluent

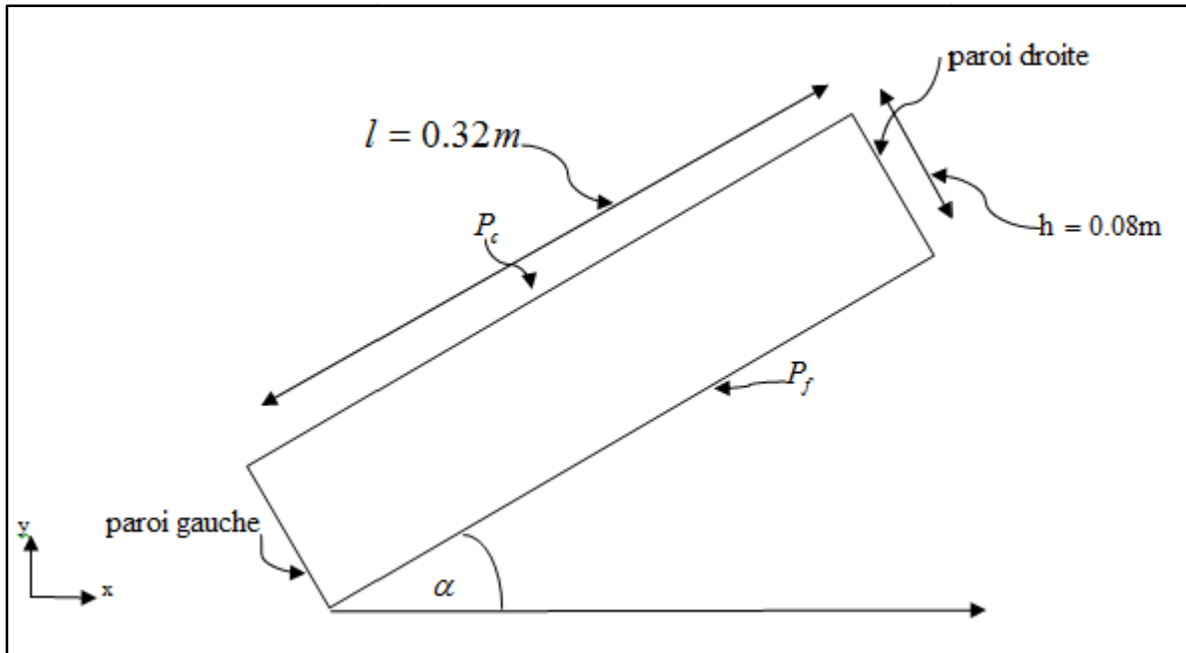
La façon de l'organigramme de création de la géométrie d'une pale d'aile dans notre travail, par le pré processeur Gambit, est présentée sur la (Figure III.2):



**FIGURE III.2 :Schéma des étapes à utiliser pour la simulation sur ces logiciels Gambit et Fluent**

**III.3.3. DOMAINE D'ETUDE(GEOMETRIE)**

La géométrie nous avons choisie est présentée dans la figure (III.3). Il s'agit d'un capteur solaire plan à air à double passe. L'air circule d'abord dans la conduite supérieure avec un débit d'entrée et passe ensuite dans la conduite inférieure dans le sens inverse de l'écoulement.



**FIGURE III.3: Schéma d'une enceinte rectangulaire inclinée.**

Les dimensions géométriques du problème étudié sont basées sur les données expérimentales publiées par[H.Naji et al][14].

### III.3.4. Etapes de calcul

#### III.3.4.1.Lancement de gambit

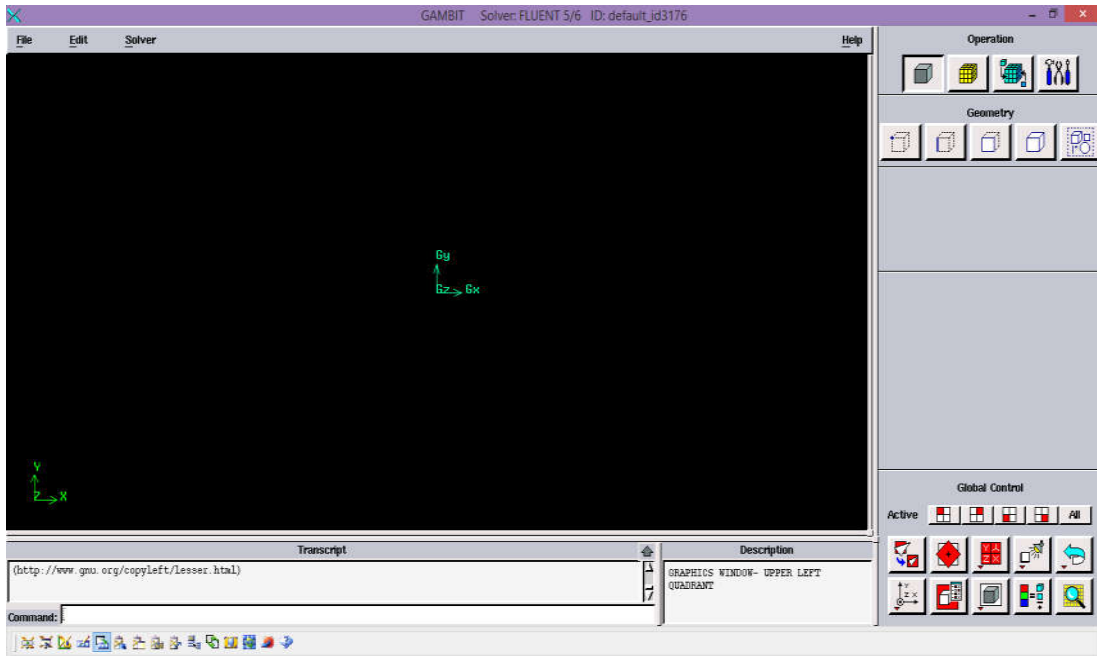


FIGURE III.4: Face de domaine du calcule.

On dessine la configuration Schéma dul'enceinte rectangulaire. Au début, nous sélectionnons des points en plaçant ses cordonnées puis connecté pour former des lignes qui définissentl'enceinte rectangulaire.

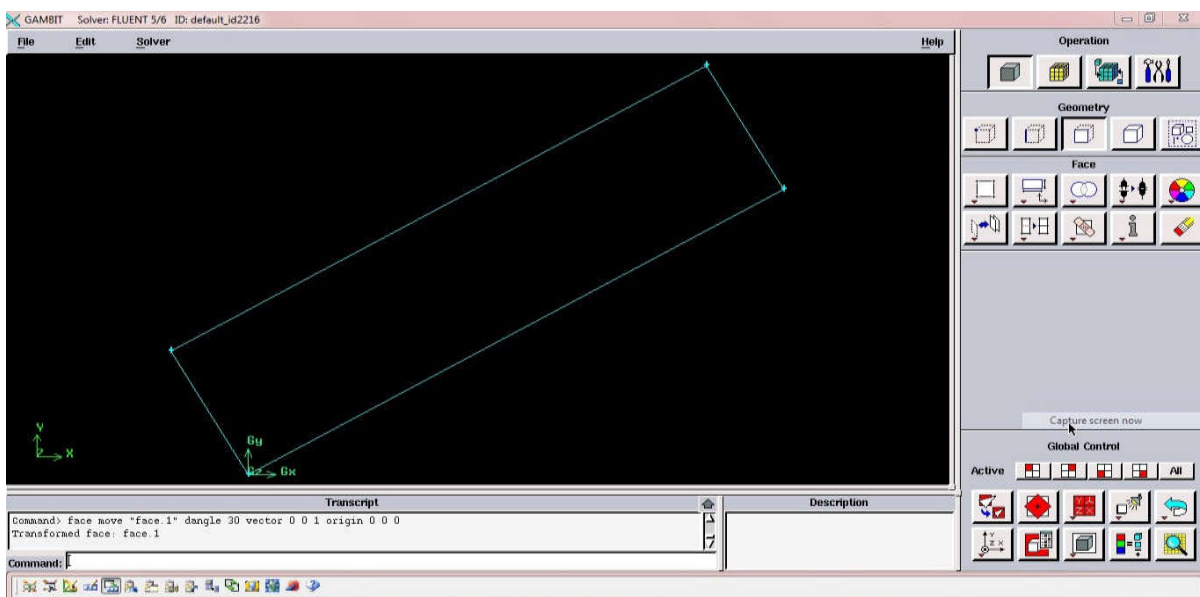


FIGURE III.5:Création del'enceinte rectangulaire.

### Maillage de la géométrie

La génération du maillage (2D) est une phase très importante dans une analyse CFD.

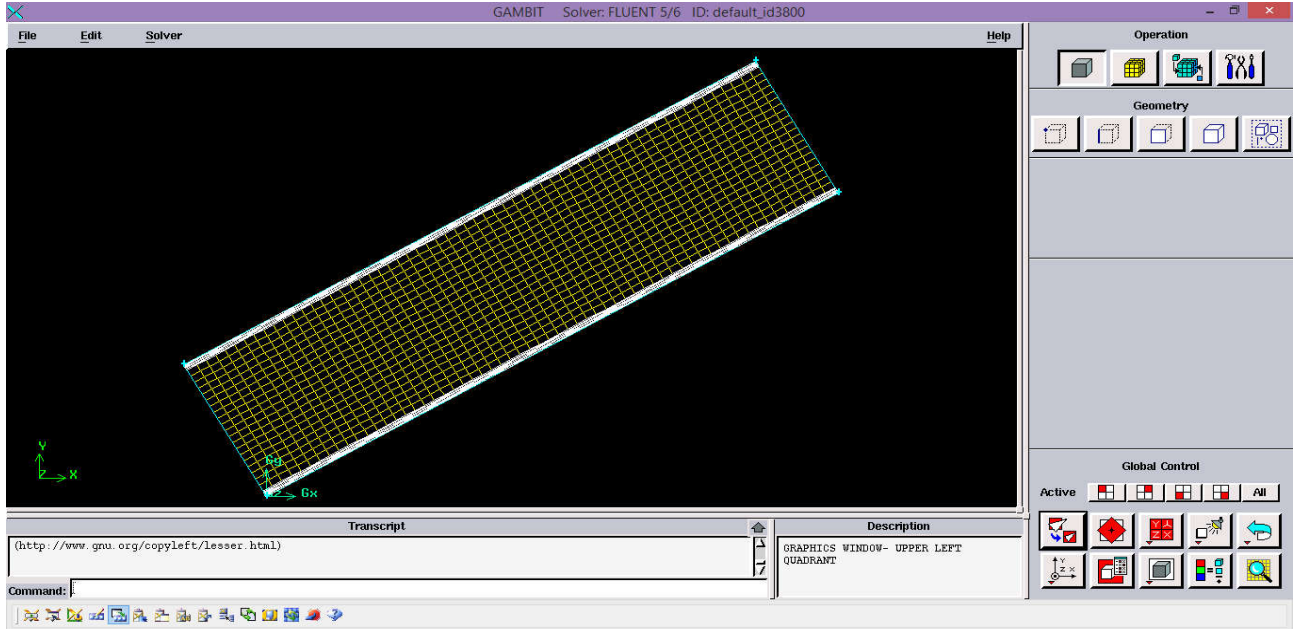


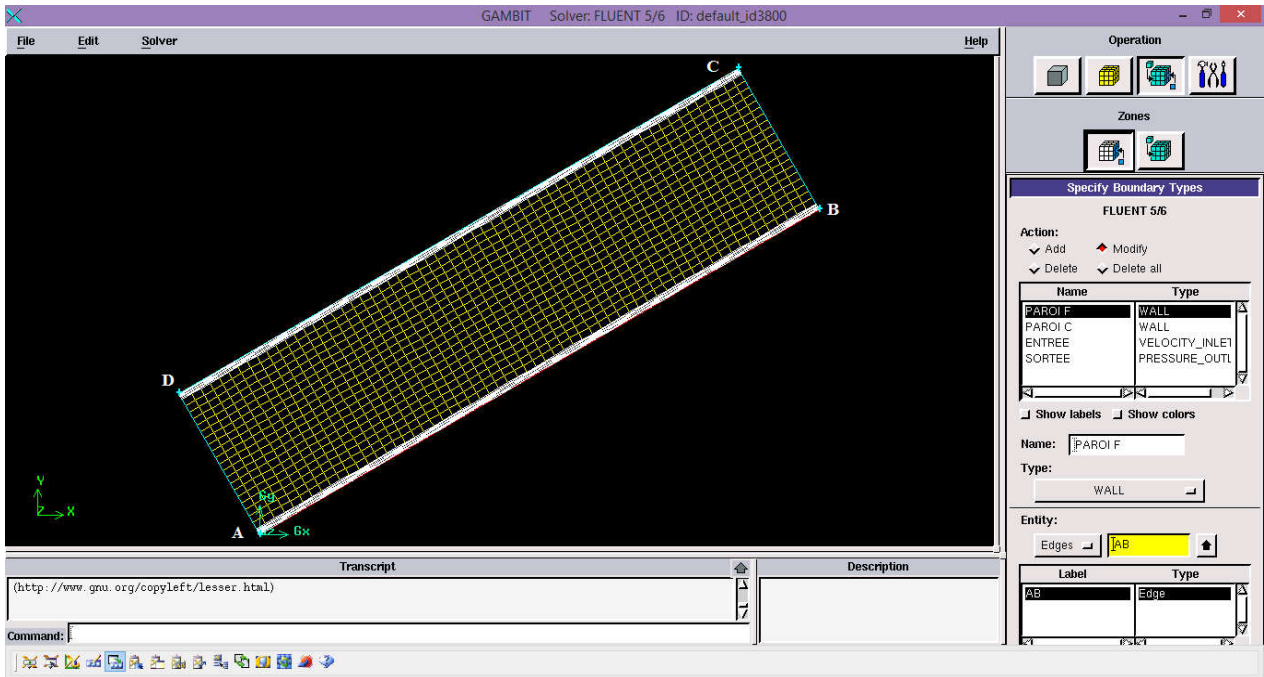
FIGURE III.6:Maillage de géométrie.

### Conditions aux limites

Lorsqu'on termine le maillage du domaine on pose les conditions aux limites :

Longueurs	Spécification des conditions aux limites	Types
LongueursAD	Paroi gauche	Wall
Longueurs BC	Paroi droite	Wall
LongueursAB	Paroi_C	Wall
LongueursCD	Paroi_F	Wall

TABLEAU III.3: Conditions aux limites(GAMBIT).



**FIGURE III.7: Conditions aux limites.**

Lorsque le maillage est terminé et les conditions aux limites sont correctement imposées, il ne reste qu'exporter ce maillage dans un format lisible par le solveur Fluent en l'occurrence. Ceci se fait par la commande (File/Export/Mesh) qui permet d'écrire un fichier de maillage avec l'extension (msh). On coche l'option « Export 2-D Mesh ».

### III.3.4.2. Lancement de fluent

✓ 1<sup>ère</sup> étape

On lance le solveur FLUENT, on sélectionne (2ddp), aussi bien pour une simple précision de calcul.

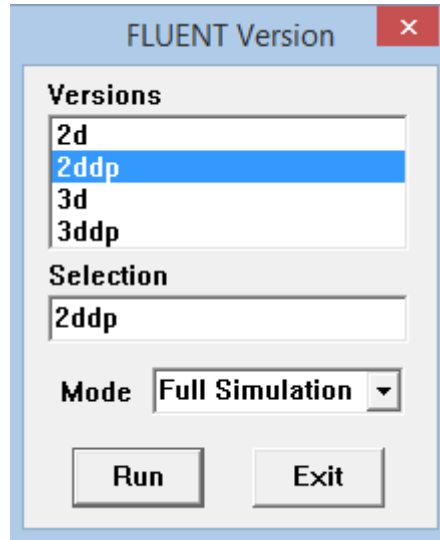


FIGURE.III.8: Type de résolution.

✓ 2<sup>ème</sup> étape (Lecture dula maillage)

On sélectionne : File → Read → Case & data...

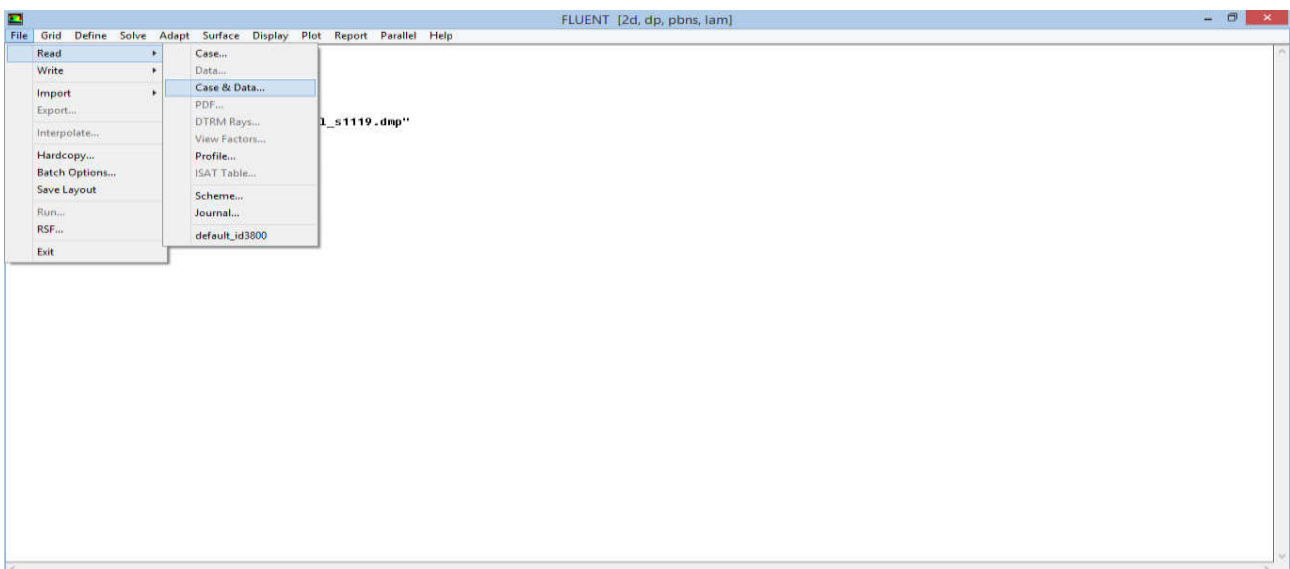


FIGURE III.9: La lecture dulemaillage.



✓ 3<sup>ème</sup> étape :

Pour l'écoulement est turbulence et le représenter au fluent. On sélectionne sur :

Define Models Viscous, puis on choisit Laminar et valide ok.

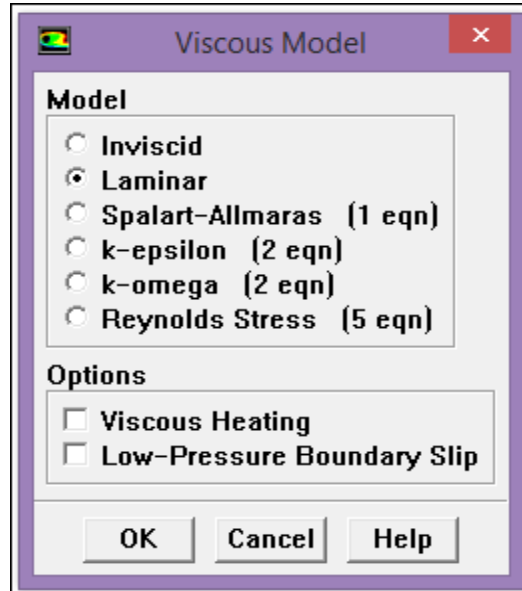


FIGURE III. 10: Fenêtre de modèle visqueux.

✓ 4<sup>ème</sup> étape:

Pour l'énergie on sélectionne :

Define Models Energy

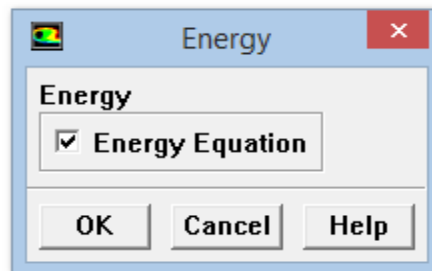


FIGURE III. 11: Fenêtre de l'équation d'énergie.

- 5<sup>ème</sup> étape

Pour placer les propriétés de fluide et solide on sélectionne :

Define Materials →

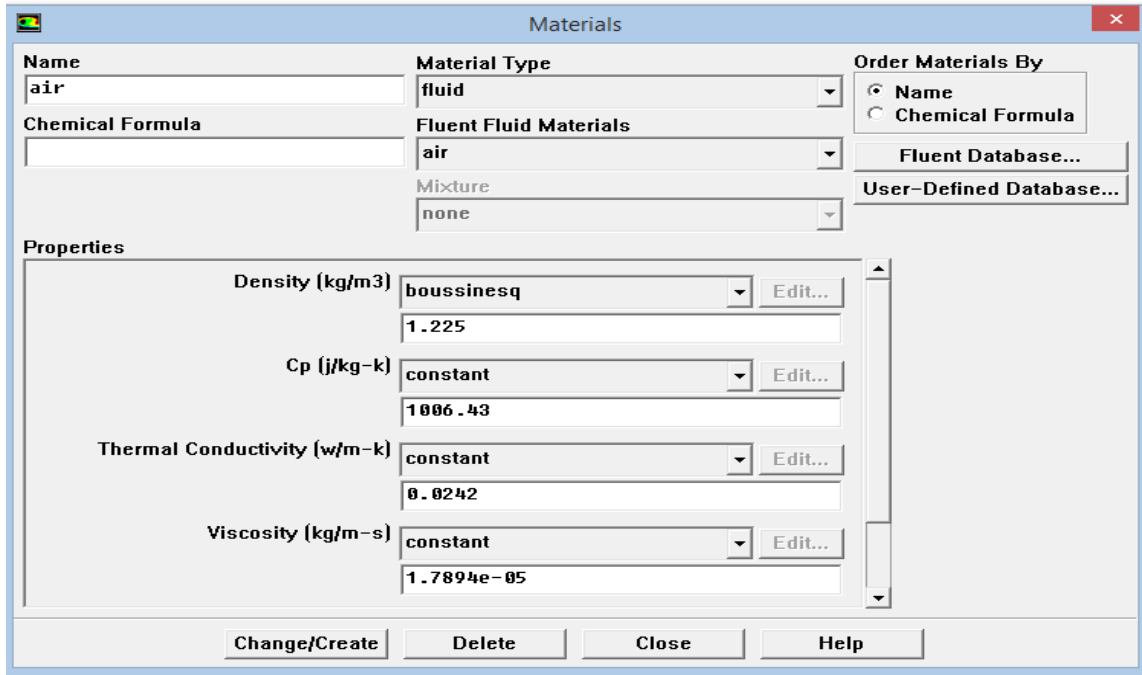


FIGURE III.12: Fenêtre de Matériaux.

- ✓ 6<sup>ème</sup> étape:

Pour entrer les conditions aux limites, on sélectionne :

Define Boundary Conditions.

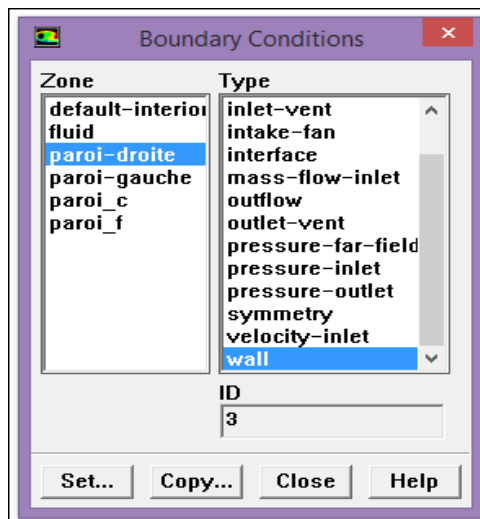


FIGURE III. 13: Fenêtréde condition aux limites.

Les conditions aux limites:

Températurede la paroi chaude.	338 <i>k</i>
Températurede la paroi froide.	308 <i>k</i>

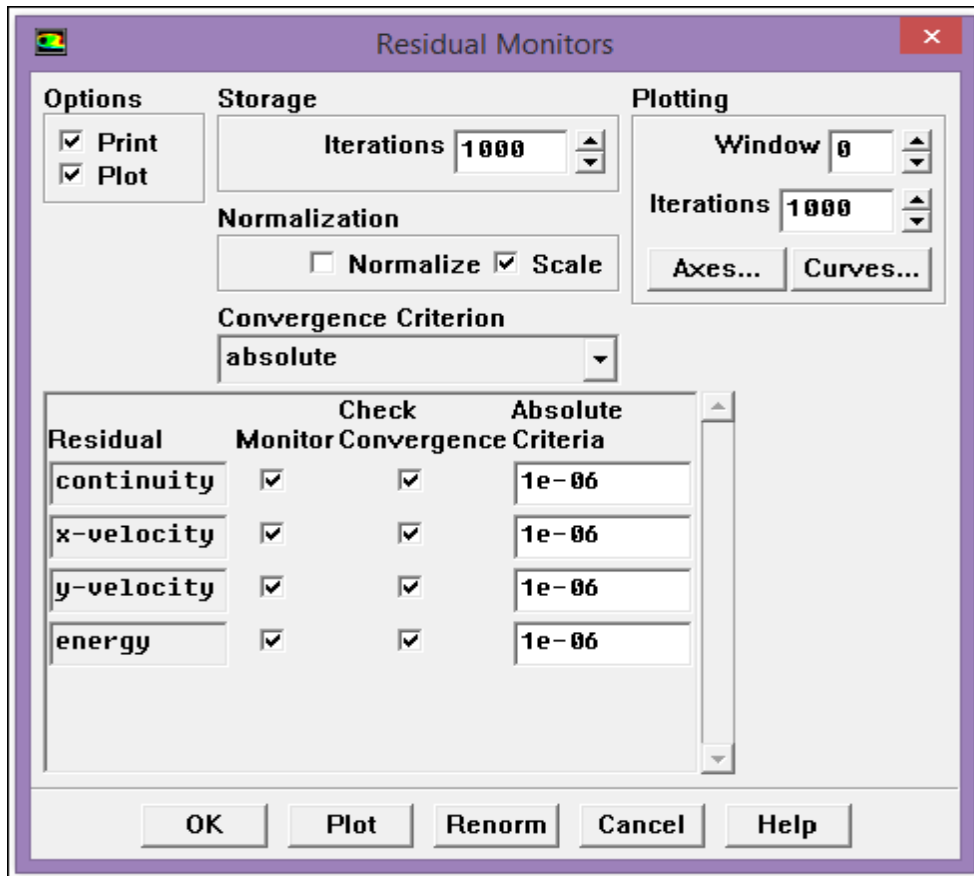
**TABLEAU III.4: Conditions aux limites(FLUENT).**

✓ 7<sup>ème</sup> étape

Faire la surveillance résiduelle graphique de sorte qu'on puisse facilement observer le progrès de la solution, on choisit :

Solve → Monitors → Residual, pour ouvrir les moniteurs résiduels lambrisse montré sur.

Sous les options allumez l'option **plot** pour activer l'affichage graphique des résiduels pendant le calcul, et on sélection alors sur OK.



**FIGURE III.14:Fenêtre de Résiduel Monitors.**

✓ 8<sup>ème</sup> étape

Avant de réitérer, il faut initialiser le champ d'écoulement pour fournir un point de départ de la solution. On peut donc choisir le calcul de la solution initiale des arrangements d'une condition aux limites où le champ entrant l'écoulement évalue individuellement.

En cliquant:

Solve  Initialize ... 

Pour ouvrir le panneau d'initialisation de la solution.

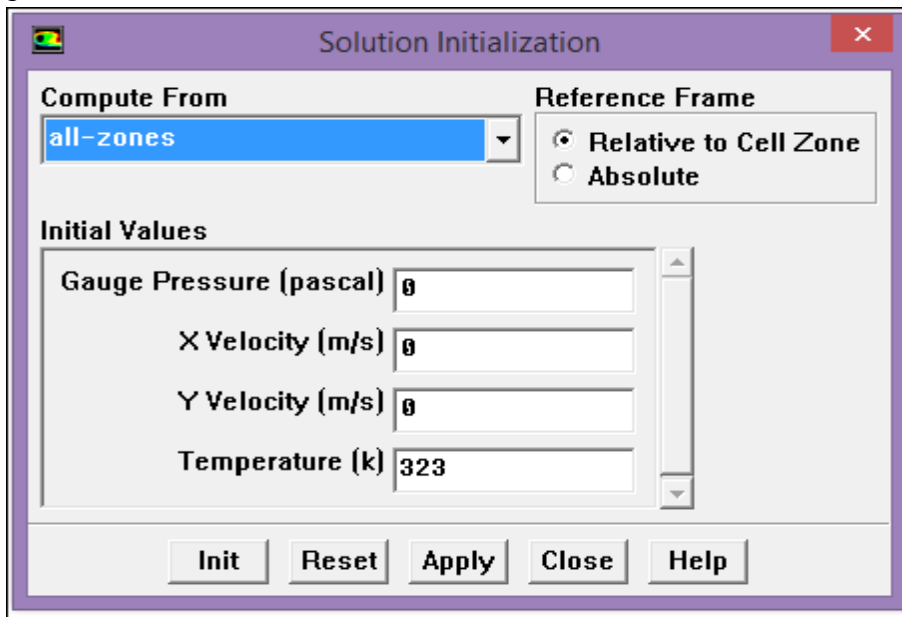



FIGURE III.15: Fenêtre de solution initialisation.

✓ 9<sup>ème</sup> étape

Maintenant on peut commencer les itérations. On clique sur :

Solve 

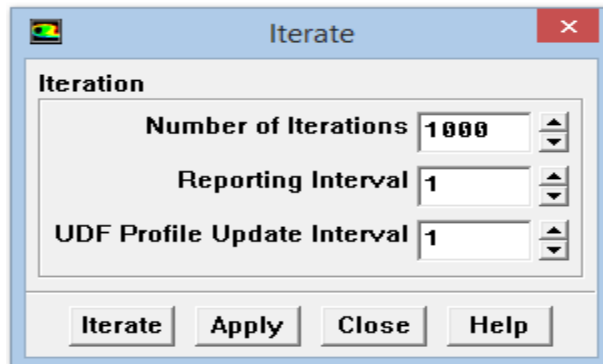


FIGURE III. 16:Fenêtre Itérâtes.

### III.4. CONCLUSION:

A la fin de ce chapitre, nous aboutissons au modèle mathématique. Ce dernier est alors constitué d'un système d'équations, complété par des conditions aux limites. Il s'agit d'un système complexe formé par des équations, qui sont issues de la thermodynamique et de la mécanique des fluides. Les équations de bilan sont donc connues mais :

- La résolution analytique de ces équations de bilan n'est pratiquement jamais réalisable;
- Les non--linéarités visibles dans les équations sont principalement à l'origine des difficultés pour obtenir une solution analytique.

Donc, l'utilisation des méthodes numériques s'avère indispensable pour la résolution du système d'équations obtenu.

Dans notre étude, on a utilisé le code CFD FLUENT (v 6.3.26), basé sur la méthode des volumes finis pour résoudre les différentes équations.