



ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES DE NANCY

RAPPORT DE PROJET 2A

TANCRÈDE COHET ET PIERRE GAUTHIER

Mélange par un écoulement stationnaire de fluide à faible Reynolds

Laboratoire : Institut Élie Cartan

Tuteurs : Pierre Brancher et Jean-François Scheid

13 Juin 2018

Table des matières

1 Position du problème	3
1.0.1 Définition de l'advection chaotique	3
1.0.2 dispositif expérimental	4
1.0.3 hypothèses de modélisation	8
2 Modélisation du champ Magnétique de l'aimant	9
2.0.1 Introduction	9
2.1 Mise en équation du problème	10
2.2 Méthode des éléments finis	13
2.2.1 Le maillage	13
2.2.2 Système linéaire	15
2.2.3 Passage à un élément de référence	16
2.2.4 Calcul du Gradient	18
2.2.5 Implémentation algorithmique	22
2.2.6 Résultats de la simulation	24
3 Équations de Stokes	26
3.0.1 Équations de Stokes	27
3.0.2 Adimensionnement de l'équation de Stokes	29
3.0.3 Formulation variationnelle	30
3.0.4 Principe de superposition	30
3.0.5 Implémentation algorithmique	33
3.0.6 Calcul des matrices du système linéaire en trois dimensions .	34
3.0.7 Raccordement à la modélisation du champ magnétique . .	36
3.0.8 Résultats	41
3.0.9 Les sections de Poincaré	48
3.0.10 A la recherche d'un écoulement chaotique	49
A Calcul de la matrice de rigidité	55

B Codes Matlab	57
B.0.1 Modélisation du champ magnétique	57
B.0.2 Résolution des équations de Stokes	62

Introduction :

La résolution d'équations à dérivées partielles est la clé de voûte de la modélisation de systèmes physiques et financiers avec des conditions aux limites des systèmes. Cette problématique est particulièrement vraie en mécanique des fluides avec l'utilisation prépondérante de l'équation de Navier Stokes. Il est donc primordial d'avoir des moyens de résolution/simulation numérique de ce genre d'équations, qui respecte les différentes contraintes que posent la théorie des équations à dérivées partielles (fonctions modélisées respectant les espaces de Sobolev). Une des méthodes numériques de résolution de Navier-Stokes est par exemple la méthode des éléments finis, sur maillage triangulaire.

Le but de ce projet est d'étudier des écoulements chaotiques à faible nombre de Reynolds, c'est-à-dire des écoulements dont les forces visqueuses sont prépondérantes, qui sont présents typiquement dans l'industrie métallurgique ou dans l'industrie hydro-électrique. Cette problématique de résolution d'équations numériques à dérivées partielles est au cœur des enjeux du projet.

Une approche possible de ce problème est l'approche numérique eulérienne, dont le modèle académique analytique a été étudié dans le cadre de la thèse de Valérie Toussaint^[1], que nous allons reprendre avec deux tourbillons d'axes parallèles et un tourbillon qui leur est perpendiculaire.

Cette étude se fait dans la continuité d'un travail effectué par Ismail Mebsout et Oumaima Hammami durant l'année scolaire 2016-2017, le but sera d'étudier les écoulements en s'affranchissant de certaines simplifications. Dans la première partie de notre étude, nous allons présenter le problème, puis le mettre en équation et calculer la force magnétique composant le terme source de l'équation de Navier-Stokes, pour résoudre numériquement le problème et étudier les résultats.

Chapitre 1

Position du problème

Nous allons dans cette partie définir la notion d'écoulement chaotique et décrire le dispositif expérimental que l'on souhaite étudier.

1.0.1 Définition de l'advection chaotique

Pour la définition d'un écoulement chaotique nous allons considérer la différence entre les approches eulérienne et lagrangienne d'un écoulement. Rappelons d'abord en se plaçant en eulérien , les variables indépendantes à considérer sont le temps t et la position \vec{x} d'une particule fluide à l'instant t .

L'étude de l'advection revient alors à étudier l'évolution au cours du temps du champ de vitesse $\vec{v}(\vec{x}, t)$ régie par l'équation :

$$\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} = \vec{v}$$

Dans le cas où l'écoulement est laminaire, c'est à dire quand l'advection est prépondérante à la diffusion, l'écoulement étant complètement déterministe, le champ de vitesse \vec{v} est une fonction régulière des coordonnées spatiales, et éventuellement du temps.

En revanche, en se plaçant d'un point de vue lagrangien, les variables indépendantes sont alors le temps t et la position initiale \vec{x}_0 de la particule à l'instant t_0 .

Un tel système est un système dynamique à 3 degrés de liberté, non autonome (si le champ de vitesse \vec{v} dépend explicitement du temps, et généralement non linéaire à travers la dépendance spatiale du champ de vitesse, et pour lequel on différencie types de stabilité la où on ne le fait pas pour un système autonome).

Dans le cas d'une advection chaotique la trajectoire du système n'est pas intégrale car extrêmement sensible aux conditions initiales.

Ainsi on peut se trouver dans la situation d'un écoulement régulier dans la représentation eulérienne conduisant à une réponse essentiellement erratique si l'on considère l'advection d'un traceur d'un point de vue lagrangien : cette situation est appelée advection chaotique, ou chaos lagrangien.

L'écoulement chaotique va s'illustrer par une instabilité, notamment dans le cas de deux particules séparées par un écart δx , cet écart va croître exponentiellement selon la théorie des exposants de Lyapunov.

Le chaos lagrangien est particulièrement intéressant lors de mélange laminaire, car il est bien plus intéressant que l'écoulement turbulent, il permet d'effectuer des mélanges pour un moindre coût d'énergie. En théorie à partir d'un temps infini, chaque particule aura parcouru l'intégralité des points de l'espace de référence. On mettra en exergue cette assertion avec les sections de Poincaré, dont on explicitera les propriétés plus tard dans le rapport.

1.0.2 Dispositif expérimental

Pour générer l'écoulement que l'on souhaite étudier, on utilise un système composé d'un parallélépipède, d'aimants permanents et d'électrodes pour générer un vecteur densité de courant. Le parallélépipède est un mélangeur dans lequel se trouve un liquide faiblement ionisé. On place deux aimants l'un en face de l'autre sur une moitié du parallélépipède pour créer un champ \vec{B} plus intense sur la moitié du parallélépipède où se trouve l'aimant. On place deux électrodes sur les deux autres faces opposées du parallélépipède pour créer un courant uniforme de densité \vec{j} .

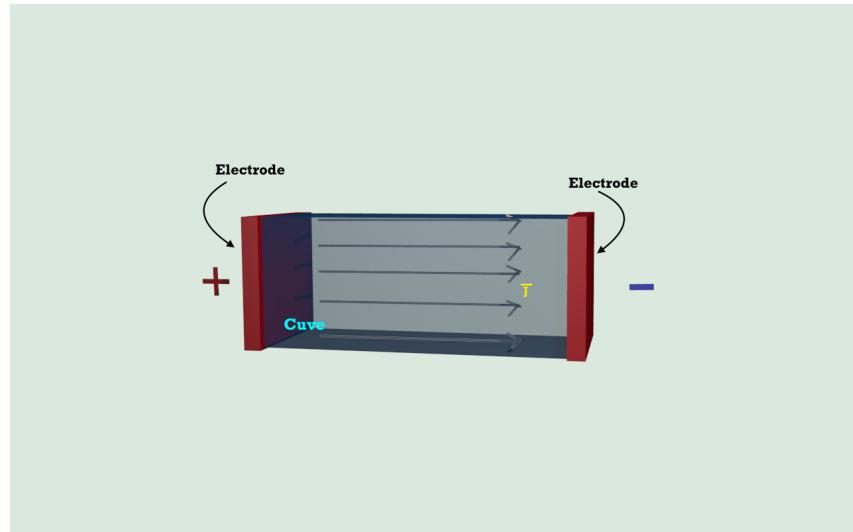


FIGURE 1.1 – liquide faiblement ionisé soumis à un champ électrique \vec{E}

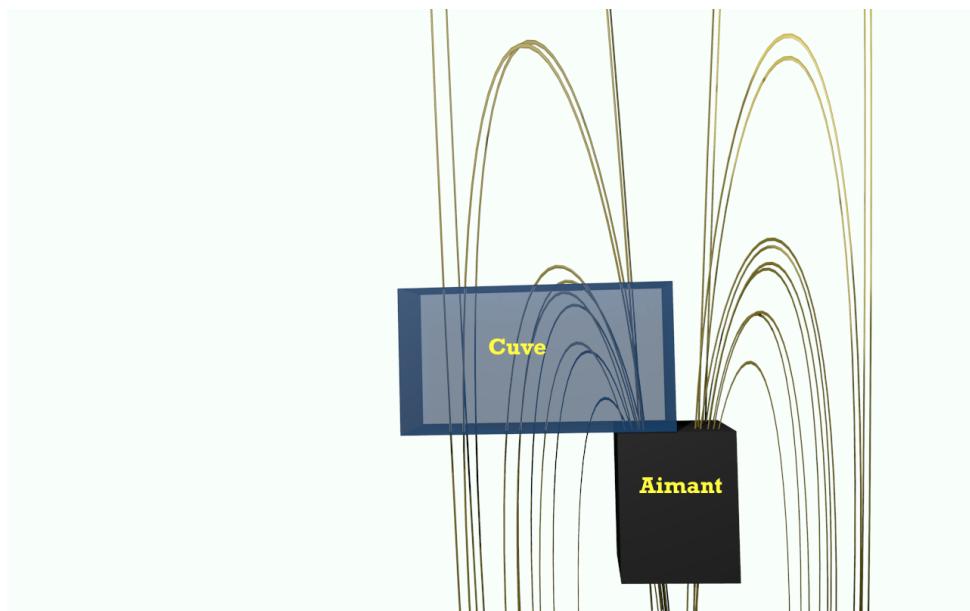


FIGURE 1.2 – lignes de champ magnétique

Une force de Laplace est générée, due à la densité de courant en présence d'un champ magnétique \vec{B} . Comme cette force de Laplace est plus forte sur une partie du fluide par la position des aimants, un tourbillon est créé. On ajoute ensuite un

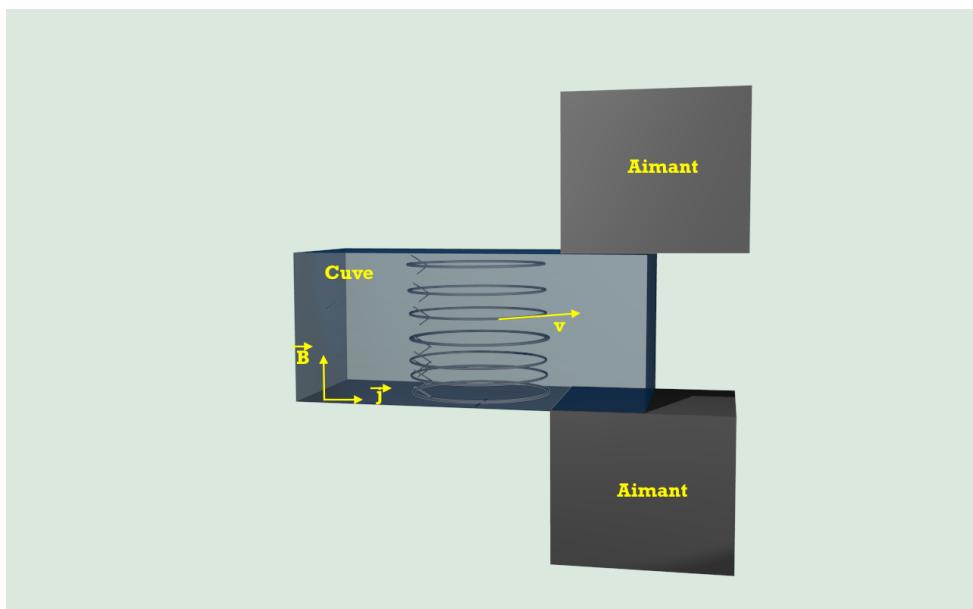


FIGURE 1.3 – liquide faiblement ionisé soumis à un champ électrique et un champ magnétique \vec{B}

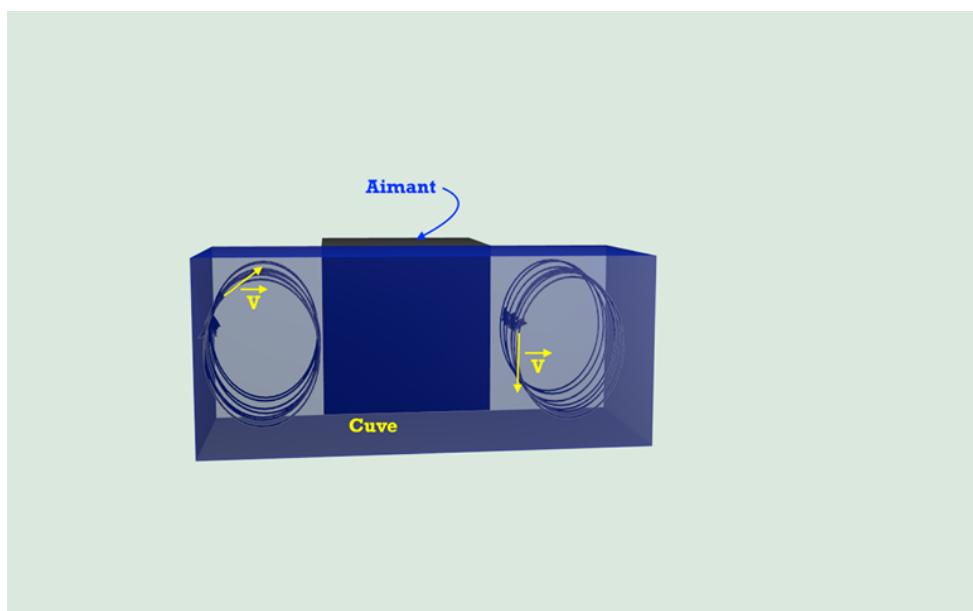


FIGURE 1.4 – configuration avec 2 tourbillons pour un aimant

autre aimant centré sur la cuve qui va induire des forces de Laplace de part et d'autres du parallélépipède de manière à générer deux tourbillons symétriques. Puis en sommant les deux configurations, on arrive à un dispositif expérimental à trois tourbillons.

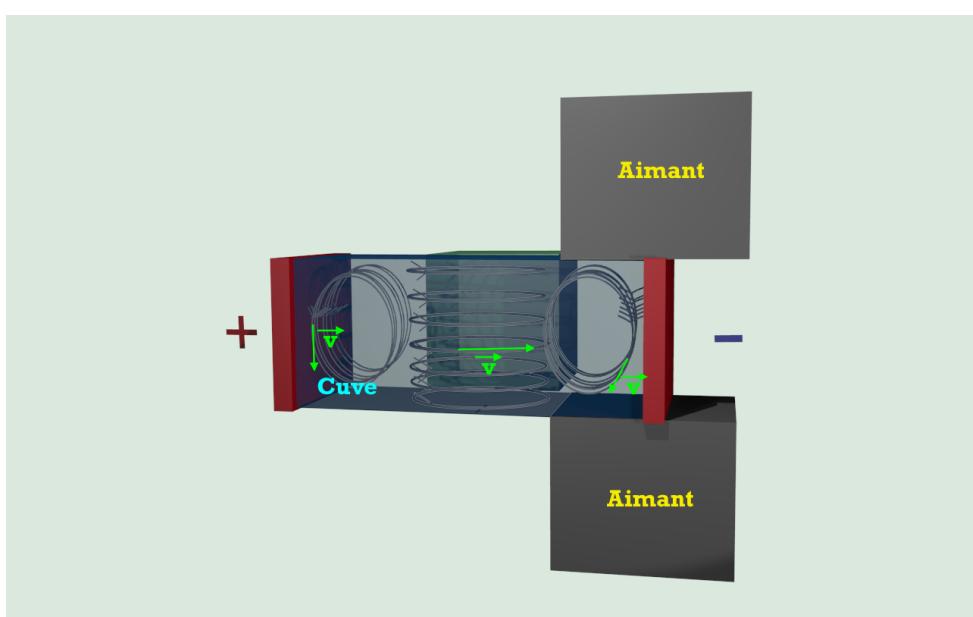


FIGURE 1.5 – dispositif expérimental

1.0.3 hypothèses de modélisation

Notre système {fluide} sera modélisé par un fluide à faible nombre de Reynolds (visqueux) incompressible régi par les équations de Stokes que nous poserons dans le chapitre suivant. La densité de courant \vec{j}_0 est supposé uniforme sur le fluide. On suppose également que le champ magnétique est invariant selon l'axe z .

Chapitre 2

Modélisation du champ magnétique de l'aimant

2.0.1 Introduction

Nous allons nous intéresser en premier lieu à la modélisation le champ magnétique d'un aimant pour pouvoir obtenir ensuite les forces de Laplace s'exerçant sur le fluide pour caractériser l'écoulement.

Nous cherchons ainsi à modéliser le champ d'induction magnétique $\vec{B}(x, y, z)$ induit par un aimant (Figure 1). L'objectif sera d'abord de déterminer le champ magnétique dans une configuration quelconque, pour ensuite exploiter ces résultats dans la résolution numérique des équations de Stokes.

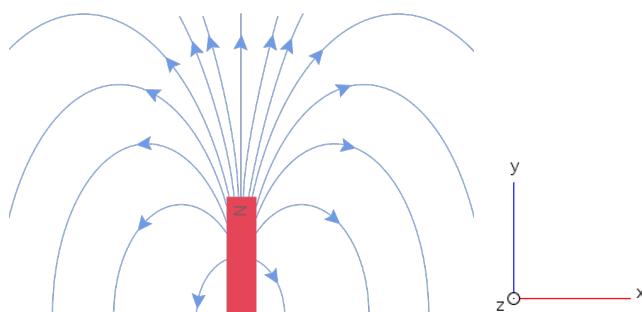


FIGURE 2.1 – champ magnétique d'un aimant coupe 2D

On suppose que l'aimant à une longueur suffisante selon z pour être considéré comme infini selon l'axe z . On en déduit donc par le principe de symétrie de Pierre Curie qui affirme que « Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits », que le champ magnétique \vec{B} est invariant selon z . Ainsi

$$\vec{B}(x, y, z) = \vec{B}(x, y)$$

On modélise donc le champ magnétique en deux-dimensions dans cette partie, dans la suite nous considérerons que le champ d'induction aura la même valeur selon la troisième dimension.

2.1 Mise en équation du problème

Nous allons rechercher une solution du champ magnétique dans le domaine de résolution Ω (figure 2), $\Omega \subset R^3$. Pour les calculs, nous prendrons $\Omega = [0, 1]^3$, et Ω_{int} le cube d'arête 0.5.

On définit Ω_{int} le domaine de l'aimant, et Ω_e le domaine extérieur à l'aimant.

$$\Omega_e = \Omega_{int} \setminus \overline{\Omega}$$

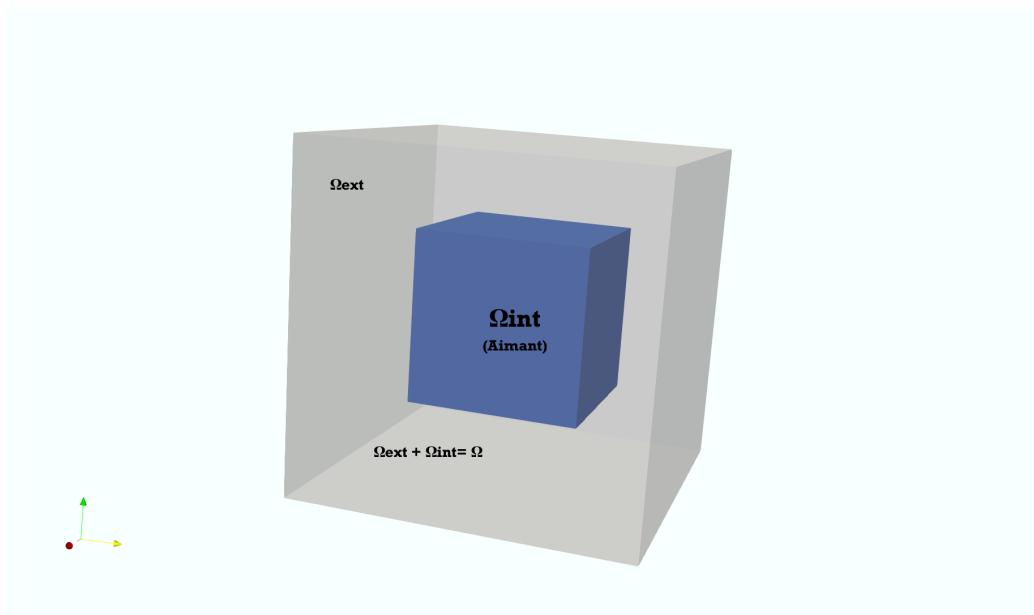


FIGURE 2.2 – domaines de résolution du problème

On se place en régime stationnaire comme il n'y a pas de mouvements de l'aimant.

Le champ d'induction magnétique \vec{B} est la somme du champ magnétique \vec{H} et de l'aimantation \vec{M} .

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$$

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

L'aimantation \vec{M} est nulle en dehors de l'aimant, et on la suppose uniforme dans l'aimant orienté selon $+ \vec{e}_y$

$$\begin{cases} \vec{M} = \vec{0} & \text{dans } \Omega_e \\ \vec{M} = \vec{M}_0 = M_0 \vec{e}_y & \end{cases}$$

Pour trouver le champ magnétique, on appliquer les équations fondamentales

de la magnétostatique. L'équation de Maxwell nous donne

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{0} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{cases}$$

Le domaine étant simplement connexe, \vec{H} dérive d'un potentiel u .

$$\begin{cases} \vec{H} = \operatorname{grad} u \\ \vec{B} = \mu_0 \times (\operatorname{grad} u + \vec{M}) \end{cases}$$

Au sens des distributions pour toute fonction φ dans $D(\Omega)$

$$\langle \operatorname{div} \vec{B}, \varphi \rangle = \langle -\vec{B}, \operatorname{grad} \varphi \rangle$$

On suppose $\vec{B} \in [L_1(\Omega)]^2$

$$\langle \operatorname{div} \vec{B}, \varphi \rangle = - \int_{\Omega} \vec{B} \cdot \operatorname{grad} \varphi$$

$$\langle \operatorname{div} \vec{B}, \varphi \rangle = - \int_{\Omega} \mu_0 (\operatorname{grad} u + \vec{M}) \cdot \operatorname{grad} \varphi = 0$$

Ainsi

$$\int_{\Omega} (\operatorname{grad} u + \vec{M}) \cdot \operatorname{grad} \varphi = 0$$

Et comme \vec{M} est nul en dehors du domaine Ω_{int} de l'aimant, on obtient 2.1. On reconnaît la formulation variationnelle d'un problème de Dirichlet homogène qui admet une unique solution dans $H_0^1(\Omega)$ d'après le théorème de Lax-Migram.

$$\forall \varphi \in H_0^1(\Omega), \int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla \varphi = -\vec{M}_0 \cdot \int_{\Omega_{\text{int}}} \nabla \varphi \quad (2.1)$$

Adimensionnons 2.1 :

$$\forall \varphi \in H_0^1(\Omega), \frac{1}{|\vec{M}_0|} \int_{\Omega} \nabla u \cdot \nabla \varphi = -\vec{e}_y \cdot \int_{\Omega_{\text{int}}} \nabla \varphi$$

On prend pour la suite

$$U = \frac{u}{|\vec{M}_0|}$$

ce qui nous donne

$$\vec{H}^* = \frac{\vec{H}}{M_0}$$

On établit ainsi que trouver le champ magnétique \vec{B} revient à trouver $U \in H_0^1(\Omega)$ tel que

$$\boxed{\forall \varphi \in \Omega, \int_{\Omega} \nabla U \cdot \nabla \varphi = -\vec{e}_y \cdot \int_{\Omega_{int}} \nabla \varphi} \quad (2.2)$$

2.2 Méthode des éléments finis

2.2.1 Le maillage

On recherche une solution approchée de l'équation numériquement 2.2 en passant de l'espace continu à un espace discret.

On introduit une triangulation T_h en subdivisant $\bar{\Omega}$, de bord $\Gamma = \partial\Omega$. Cette triangulation vérifie les propriétés suivantes :

- l'intersection de deux triangles K de T_h doit être réduite à un sommet commun,
- à une arête commune et entière ou à l'ensemble vide
- l'aire des triangles ne doit pas être nulle
- tous les coins du bord Γ sont des sommets de triangles K de T_h

Le maillage ainsi construit est tel que

$$\bar{\Omega} = \bigcup_{K \in T_h} K$$

On note que le maillage est caractérisé par la longueur de la plus petite arrête h telle que

$$h = \min_{K \in T_h} h_K$$

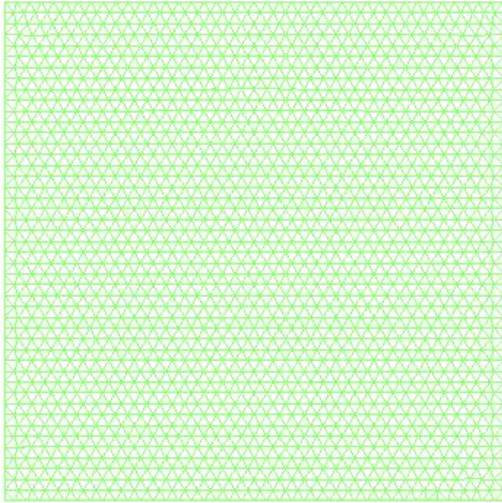


FIGURE 2.3 – maillage effectué sur matlab à l'aide de mesh2D d'un carré 1×1.05 avec un pas constant $h = 0.1$

h va notamment déterminer l'erreur entre la solution continue et la solution discrète. Nous allons ainsi rechercher des solutions dans un espace d'interpolation polynomiale qui s'appuie sur cette triangulation

$V_h = \{u \in C^0(\bar{\Omega}) \mid \forall K \in T_h \ u|_K \in P^1(R^2), u = 0 \text{ sur } \partial\Omega\}$, où $P^1(R^2)$ désigne l'ensemble des polynômes de degré inférieur ou égal à 1 sur R^2 .

On choisit une base de V_h , on prend la famille des fonctions de base $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{N_h}$ telles qu'elles valent 1 en un sommet d'un triangle, et 0 pour tous les autres sommets. On note P_1, P_2, \dots, P_{N_h} les sommets des triangles du maillage. Les fonctions de base sont donc définies ainsi :

$$\forall i, j \in [1, N_h]^2 \quad \varphi_i \in V_h \text{ et } \varphi_i(P_j) = \delta_{ij}$$

Le support de φ_i est la réunion de tous les triangles ayant pour sommet P_i .

On vérifie que la famille $(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{N_h})$ est une base de V_h . Ainsi toute fonction

g dans V_h peut s'écrire comme une combinaisons linéaire des φ_i

$$g = \sum_{i=1}^{N_h} g_i \varphi_i \quad \text{où } g_i = g(P_i), \quad i = 1, 2, \dots, N_h$$

2.2.2 Système linéaire

Réécrivons (1.2) dans V_h :

$$\forall \varphi \in V_h, \int_{\Omega} \nabla u_h \cdot \nabla \varphi = -\vec{M}_0 \cdot \int_{\Omega_{int}} \nabla \varphi$$

Nous pouvons écrire $u_h = \sum_{i=1}^{N_h} U_i \varphi_i$ où $U_i = u_h(P_i)$, $i = 1, 2, \dots, N_h$ et prendre comme fonction φ les fonctions de base $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$. ainsi

$$\int_{\Omega} \nabla u_h \cdot \nabla \varphi_j = \sum_{i \in [1, N_h]} \int_{\Omega} u_i \nabla \varphi_i \cdot \nabla \varphi_j = \sum_{i \in [1, N_h]} A_{ij} u_i$$

avec A la matrice $N_h \times N_h$ de coefficients

$$A_{ij} = \int_{\Omega} \nabla \varphi_i \cdot \nabla \varphi_j$$

et si on introduit le vecteur \vec{f} de composantes f_1, f_2, \dots, f_{N_h} définies par

$$f_j = -\vec{e}_y \cdot \int_{\Omega} \nabla \varphi_j$$

Alors l'équation (2) revient de manière équivalente à résoudre le système linéaire

$$A \times U = F$$

avec

$$U = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_{N_h} \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_{N_h} \end{pmatrix} \quad A_{ij} = \int_{\Omega} \nabla \varphi_i \cdot \nabla \varphi_j$$

On appelle A la matrice de rigidité.

2.2.3 Passage à un élément de référence

Pour calculer numériquement les matrices on utilise un triangle de référence normalisé \hat{T} . On passe du triangle T à \hat{T} à l'aide d'une transformation affine F .

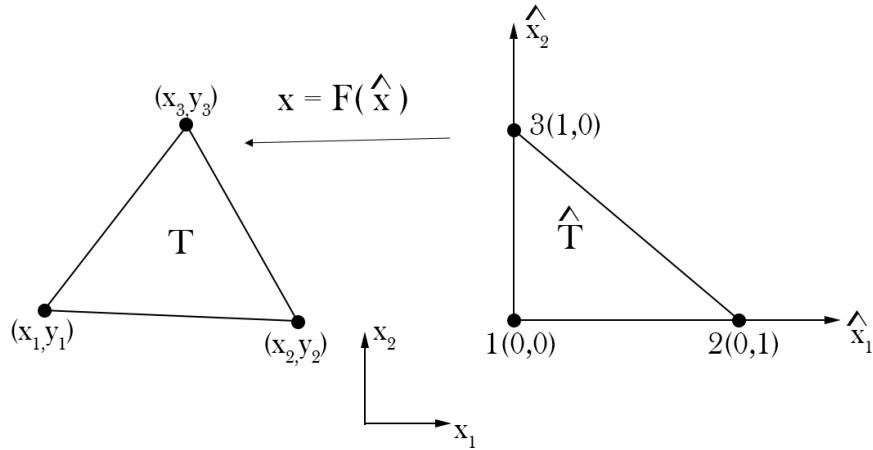


FIGURE 2.4 – passage à un triangle de référence

On a pour le calcul du gradient de φ

$$\nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi} = (J)^T \nabla_x \varphi$$

où J est la matrice Jacobienne de la transformation. Calculons la matrice Jacobienne qui va dépendre des coordonnées (x_i, y_i) des sommets pour chaque triangle.

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1(\hat{x}) \\ F_2(\hat{x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{x}_1 \\ \hat{x}_2 \end{pmatrix} = J \times \hat{x} + C$$

On obtient ainsi à l'aide d'un changement de variable le calcul de la matrice de rigidité (voir annexe A) :

$$A_{ij} = \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i) \times \text{Supp}(\varphi_j)} \iint_{(i,j) \in T} |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_i \cdot |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_j$$

Calculons à présent le terme source $f_j = -\vec{e}_y \cdot \int_{\Omega} \nabla \varphi_j$.

D'après Green-Ostrogradsky

$$\iint_{\Omega} \nabla_x \varphi_i = \int_{\partial\Omega_{\text{int}}} \varphi_i \cdot \vec{n} \, d\sigma$$

Ainsi

$$\begin{aligned} \int_{\partial\Omega_{\text{int}}} \varphi_i \cdot \vec{n} \, d\sigma &= \sum_{e \in \partial\Omega_{\text{int}}} \int_e \varphi_i \cdot \vec{n}_e \, d\sigma \\ &= \sum_{e \in \partial\text{supp}(\varphi_i)} \int_e \varphi_i \cdot \vec{n}_e \, d\sigma \end{aligned}$$

où \vec{n}_e est le vecteur unitaire normal sortant à l'arête $e = [P_i, P_j]$.

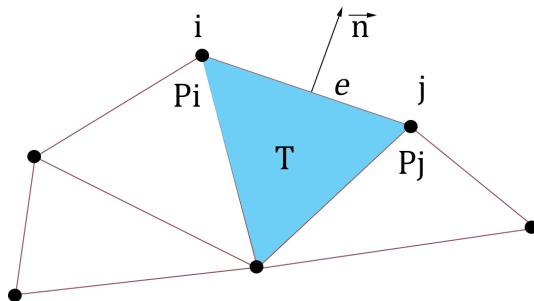


FIGURE 2.5 – arêtes

$$|e| \times \vec{n}_e = \begin{pmatrix} y_j - y_i \\ x_i - x_j \end{pmatrix}$$

avec le changement de variable $x = s \times \mathbf{P}_i + (1 - s) \times \mathbf{P}_j$, $s \in [0; 1]$

$$\int_e \varphi_i \cdot \vec{n}_e \, d\sigma = |e| \left(\int_0^1 \varphi_i(s \mathbf{P}_i + (1 - s) \mathbf{P}_j) \, ds \right) \cdot \vec{n}_e$$

avec

$$\int_0^1 \varphi_i \, ds = 1/2$$

d'où

$$\int_e \varphi_i \cdot \vec{n}_e \, d\sigma = |e| \left(\int_0^1 \varphi_i \, dx \right) \cdot \vec{n}_e = \frac{|e|}{2} \cdot \vec{n}_e = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} y_2 - y_1 \\ x_1 - x_2 \end{pmatrix}$$

Au final

$$\begin{aligned} \iint_{\Omega} \nabla_x \varphi_i &= \sum_{e \in \partial \text{supp}(\varphi_i)} \int_e \varphi_i \cdot \vec{n}_e \, d\sigma = \sum_{e \in \partial \text{supp}(\varphi_i)} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} y_j - y_i \\ x_i - x_j \end{pmatrix} \\ \iint_{\Omega} \nabla_x \varphi_i &= \sum_{e \in \partial \text{supp}(\varphi_i)} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} x_j - x_i \\ y_i - y_j \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Au final

$$f_j = -\vec{e}_y \cdot \sum_{e \in \partial \text{supp}(\varphi_i)} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} x_j - x_i \\ y_i - y_j \end{pmatrix}$$

2.2.4 Calcul du Gradient

Les calculs précédents nous permettent de trouver après résolution le potentiel u , ce que nous voulons obtenir à l'issue de notre étude est le champ d'induction magnétique \vec{B} que l'on trouve par $\vec{B} = \nabla u$.

Cependant \vec{B} est un vecteur à deux composante : une selon x et l'autre selon y ce qui nécessite la résolution pour les deux composantes de manière séparée. On prend pour la suite des calculs la composante selon x, mais les calculs restent les même pour la composante selon y.

On écrit la forme variationnelle dans V_h (B_x suit une décomposition dans V_h , $B_x = \sum_i B_x^i \varphi_i$) :

$$\forall \varphi \in V_h, \quad \int_{\Omega} B_x \cdot \varphi = \int_{\Omega} \nabla u \cdot \varphi$$

en prenant comme fonction test φ_j et en décomposant B_x :

$$\sum_{i,j} \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i)} B_x^i \int_T \varphi_i \varphi_j = \sum_i \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i)} u_i \int_T \nabla \varphi_i \varphi_j$$

Nous pouvons écrire l'équation ci dessus sous forme matricielle, en introduisant les matrices M et C, définit de la façon suivante :

$$M_{ij} = \int_T \varphi_i \cdot \varphi_j \text{ appellé la matrice de masse}$$

$$C_{ij} = \int_T \nabla \varphi_i \cdot \varphi_j$$

L'équation devient ainsi un problème linéaire sous forme matricielle

$$M \times B_x = C_x \times U$$

Soit

$$B_x = M^{-1} \times C_x \times U$$

Calculons ainsi les termes de la matrice C :

$$\begin{aligned} C_{ij} &= \iint_{\Omega} \nabla \varphi_i \varphi_j dx = \sum_{K \in \text{supp } \varphi_j} \nabla_K \varphi_i \iint_K \varphi_j dx \\ &= \sum_{K \in \text{supp } \varphi_j} (J^{-1}_K)^T (\nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_i) \iint_{\hat{K}} |J_K| \hat{\varphi}_j d\hat{x} \\ &= \sum_{K \in \text{supp } \varphi_j} (J^{-1}_K)^T |J_K| (\nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_i) \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_j d\hat{x} \end{aligned}$$

$$C_{ij} = \sum_{K \in \text{supp } \varphi_j} (J^{-1}_K)^T |J_K| (\nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_i) \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_j d\hat{x}$$

Nous allons calculer pour l'implémentation algorithmique des matrice élémentaires qui vont regrouper sur chaque triangle les contributions croisées des trois nœuds, soit neuf termes dans chaque matrice élémentaire.

Calculons une matrice élémentaire de C_x sur un triangle K du maillage qui aura donc pour composantes (si on se place selon la composante x du gradient).

On note $\nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1$ la valeur du gradient selon x.

$$|J_K| \times \begin{pmatrix} \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3 \\ \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3 \\ \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2 & \nabla_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3|_x \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3 \end{pmatrix}$$

Calculons les intégrales :

$$\begin{cases} \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_1 d\hat{x} = \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} (1 - \hat{x}_1 - \hat{x}_2) d\hat{x}_1 d\hat{x}_2 = 1/6 \\ \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_2 d\hat{x} = \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{x}_1 d\hat{x}_1 d\hat{x}_2 = 1/6 \\ \iint_{\hat{K}} \hat{\varphi}_3 d\hat{x} = \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{x}_1 d\hat{x}_1 d\hat{x}_2 = 1/6 \end{cases}$$

On a ainsi la matrice élémentaire du terme C_x sur un triangle K :

$$\frac{1}{6} \times \begin{pmatrix} \nabla_K \varphi_{1|x} & \nabla_K \varphi_{1|x} & \nabla_K \varphi_{1|x} \\ \nabla_K \varphi_{2|x} & \nabla_K \varphi_{2|x} & \nabla_K \varphi_{2|x} \\ \nabla_K \varphi_{3|x} & \nabla_K \varphi_{3|x} & \nabla_K \varphi_{3|x} \end{pmatrix}$$

Calculons également directement les matrices élémentaires pour la matrice de masse M définis par :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \varphi_i \varphi_j$$

Sur un triangle K du maillage, on obtient de la même manière que précédemment

$$\begin{aligned} M_{ij}^k &= \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} |J_K| \hat{\varphi}_i(\hat{x}) \hat{\varphi}_j(\hat{x}) d\hat{x} \\ &= 2 \times \text{aire}(K) \times \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{\varphi}_i(\hat{x}) \hat{\varphi}_j(\hat{x}) d\hat{x} \end{aligned}$$

Il suffit donc de calculer les intégrales

$$\int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{\varphi}_i(\hat{x}) \hat{\varphi}_j(\hat{x}) d\hat{x}$$

par symétrie

$$\forall i \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{\varphi}_i^2 = \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{x}_2^2 d\hat{x}_1 d\hat{x}_2 = \frac{1}{12}$$

$$\forall i \neq j \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{\varphi}_i \times \hat{\varphi}_j = \int_0^1 \int_0^{1-\hat{x}_2} \hat{x}_1 \hat{x}_2 d\hat{x}_1 d\hat{x}_2 = \frac{1}{24}$$

On en déduit la matrice de masse élémentaire sur un triangle de maillage

$$M^k = \frac{\text{aire}(K)}{12} \times \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix}$$

2.2.5 Implémentation algorithmique

Pour la résolution du problème nous utiliserons matlab avec la bibliothèque Mesh2D par Darren Engwirda^[2] pour la création du maillage 2D. La résolution est effectuée sur un maillage 5×5 avec en son centre un aimant de taille 1×1 , figure 2.6.

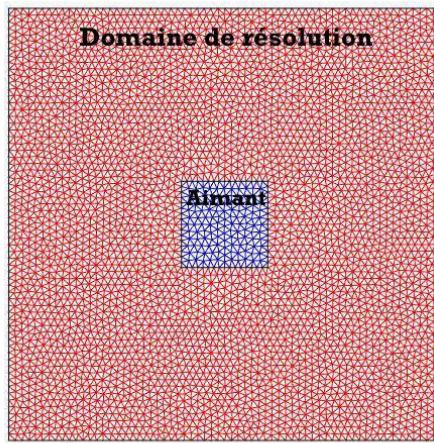


FIGURE 2.6 – maillage effectué sur matlab à l'aide de mesh2D dans la configuration décrite pour un pas $h = 0.1$

Pour le calcul nécessaire des différentes matrices afin de résoudre le problème linéaire $A \times U = F$, les algorithmes reposent sur la même méthodologie de calcul : Par exemple pour le calcul de la matrice A :

$$A_{ij} = \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i) \times \text{Supp}(\varphi_j)} \iint_{(i,j) \in T} |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_i \cdot |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_j$$

Le principe consiste à ne pas rechercher le support croisé des fonctions φ_i et φ_j (ce qui donnerait une complexité trop importante) mais à boucler sur les triangles et placer dans la matrice les contributions correspondantes à chacun de leurs nœuds avec leur indices. Notamment avec l'outil matriciel *sparse* de matlab qui permet d'exploiter en temps de calcul et d'espace mémoire le fait que la matrice de rigidité A est creuse, comme pour deux fonction φ_i et φ_j l'intersection de leurs supports

se réduit à deux triangles.

Ainsi pour le calcul de A chaque triangle engendre une matrice élémentaire 3×3 (car 3 noeuds pour chaque triangle donc 9 termes croisés) symétrique vu le calcul du terme A_{ij} dont on place les termes dans la matrice A à chaque itération sur les triangles.

Le principe est le même pour le terme source, pour chaque triangle appartenant au bord de l'aimant avec comme noeuds sur le bord les noeuds p_i et p_j on place deux fois le même terme $\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}^T \cdot \vec{n}_e$ (que l'on a calculé p.21) aux indices p_i et p_j dans la matrice du terme source.

Et de même également pour le calcul des matrices M et C pour le gradient, dont nous avons explicité les matrices élémentaires.

Voici une présentation succincte de l'algorithme de résolution, les fonctions utilisées sont détaillées dans l'annexe B.

Pour la génération du maillage, on utilise la fonction meshfaces fournis par la bibliothèque Mesh2D par Darren Engwirda^[2]

```
[v,t,fnum] = meshfaces(node,edge,face,hdata); %construction du maillage

v : vecteur colonne regroupant les coordonnées des noeuds
t : table de connectivité des triangle
fnum : numéros de face des triangles du maillages (1 ou 2),
si sur le domaine des l'aimant ou de la cuve
```

Calcul de la matrice de rigidité A et de la matrice de masse M :

```
[M, nn, ibint, ic2] = matrixP1final(v,t,fnum,node1,edge1,node2,edge2);
[A]= matrixP1vect(v,t);
```

On enlève les noeuds sur le bord du domaine de résolution comme la condition aux limites impose que $u = 0$

```
A1 = A1(ic2,ic2); %ic2 sont les noeuds intérieurs du maillage
sol = A1\B; %résolution linéaire
```

Calcul du gradient de u :

```
B = gradient(u,v,t);  
quiver(X,Y,B_X,B_Y); %affichage du résultat final
```

2.2.6 Résultats de la simulation

Voici les résultats de la simulation pour un maillage de pas 0.2 et de taille 5×5 pour un aimant de taille 1×1 . On voit que les vecteurs suivent les trajectoires

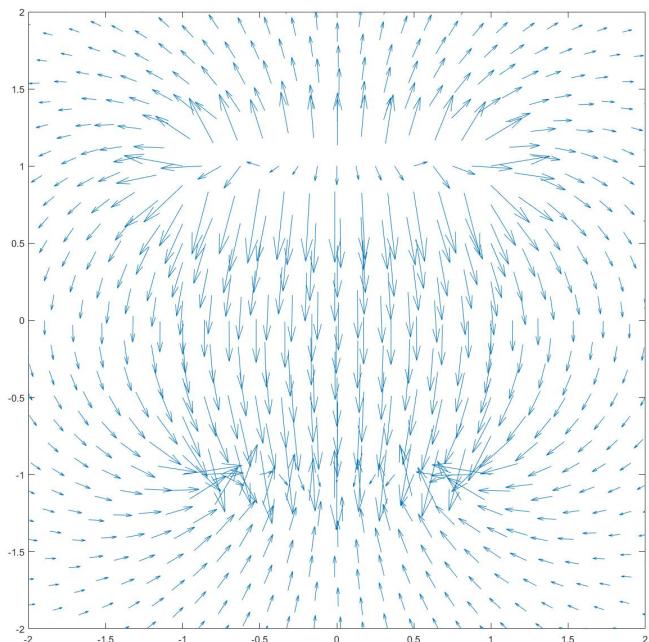


FIGURE 2.7 – affichage avec matlab du champ magnétique, fenêtre centrée sur $[-2, 2]$

des lignes de champs que l'on peut attendre d'un aimant. On peut s'inquiéter de la discontinuité des valeurs au bord de l'aimant mais cela est en accord avec la formulation du champ d'induction comme la somme d'un champ d'excitation et d'une aimantation, nulle en dehors de l'aimant $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, d'où cette discontinuité que l'on observe.

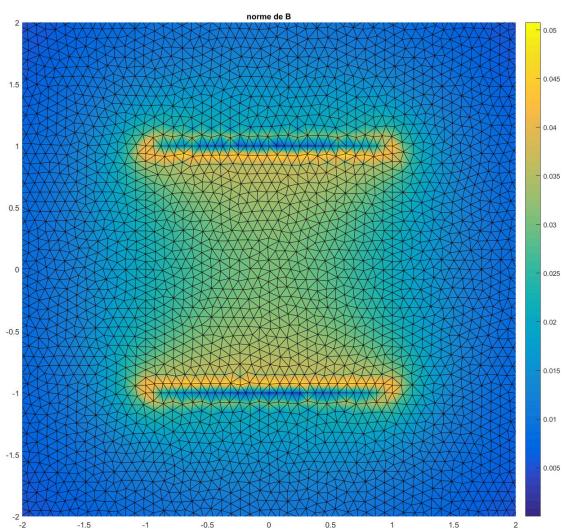


FIGURE 2.8 – norme du champ \vec{B} , fenêtre centrée sur $[-2, 2]$

Chapitre 3

Équations de Stokes

Nous allons à présent nous intéresser à la modélisation de l'écoulement, qui suit les équations de Stokes d'après les hypothèses que nous avons émis précédemment. Nous supposons que nous avons à notre disposition deux aimants, qui sont perpendiculaires sur les côtés de la cuve, l'un produit un champ B_1 , l'autre produit un champ B_2 . Le premier aimant va produire un tourbillon dans le fluide, le deuxième va produire deux tourbillons parallèles, qui sont orthogonaux au premier tourbillon. Tout cela dans le but d'obtenir un écoulement tourbillonnaire.



FIGURE 3.1 – les trois tourbillons que nous souhaitons obtenir avec notre modèle

3.0.1 Équations de Stokes

Le liquide est un conducteur placé dans un champ magnétique et parcouru par un courant supposé uniforme \vec{j}_0 . Afin de pouvoir trouver l'équation de la trajectoire d'un point donné, on cherche tout d'abord à trouver la vitesse dans l'écoulement du fluide contenu dans un domaine Ω .

A partir des équations de Stokes incompressibles, on détermine simultanément la vitesse V et la pression P .

On émet les hypothèses suivantes :

Dans un premier temps, nous pouvons négliger les forces d'inertie du fluide comme on a un faible nombre de Reynolds. Le fluide visqueux est en mouvement le long d'une paroi solide fixe d'où une vitesse nulle sur le bord car $\vec{V}_{\partial\Omega} = \vec{V}_{\text{paroi}} = \vec{0}$

Finalement, on se place en régime stationnaire.

$$\begin{cases} \vec{0} = -\vec{\nabla}P + \mu\vec{\Delta}V + \vec{f} \text{ dans } \Omega \\ \operatorname{div}(\vec{V}) = 0 \text{ dans } \Omega \\ \vec{V} = \vec{0} \text{ sur } \partial\Omega \end{cases}$$

La force \vec{f} correspond à la force de Laplace induite par le champ magnétique.
La densité volumique de cette force est donnée par :

$$\begin{aligned} \vec{f} &= \vec{j}_0 \wedge \vec{B} = j_0 \times M_0 \times \vec{j} \wedge \vec{B}^* \\ \vec{B}^* &= \frac{\vec{B}}{M_0}, \text{ et } j_0 = \frac{\Delta E}{L}\sigma \end{aligned}$$

avec σ : la conductivité du fluide
 L : la longueur de base de la cuve
 ΔE : la différence de potentiel

Ainsi on peut calculer la force magnétique pour un champ magnétique \vec{B}_1 dans

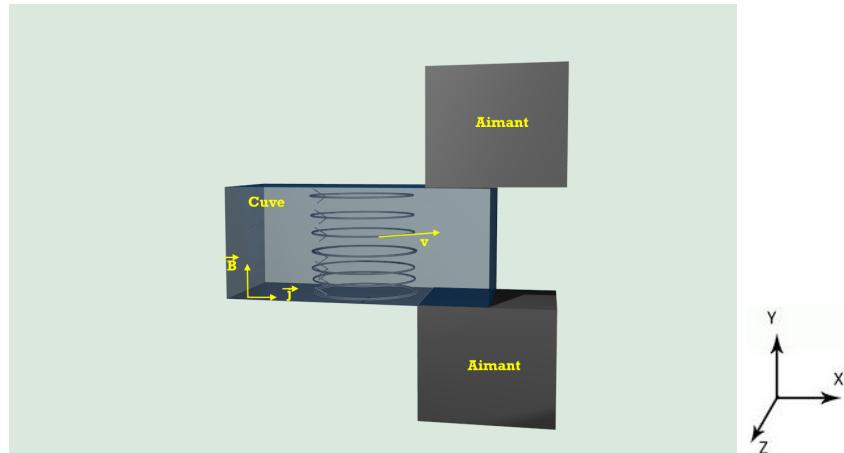


FIGURE 3.2 – Géométrie pour un tourbillon

la configuration de la figure 3.2. C'est à dire un champ dans le plan xy comme on

néglige les effets de bords selon z .

$$\vec{B}_1 = \begin{pmatrix} B_{1,x} \\ B_{1,y} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{f} = j_0 \vec{e}_x \wedge \begin{pmatrix} B_{1,x} \\ B_{1,y} \\ 0 \end{pmatrix} = j_0 \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_{1,y} \end{pmatrix}$$

3.0.2 Adimensionnement de l'équation de Stokes

Afin de résoudre un seul système indépendamment des constantes, on adimensionne l'équation de Stokes.

Posons :

$$\vec{V}'(x, t) = \frac{\vec{V}(x, t)}{V_0} ; \vec{x}' = \frac{\vec{x}}{L_0} ; \vec{f}'(\vec{x}') = \frac{\vec{f}(\vec{x})}{j_0 M_0} ; P' = \frac{P}{P_0} ; t' = \frac{t}{\frac{L_0^2}{\mu}}$$

En injectant dans l'équation de Stokes stationnaire :

$$\begin{cases} \vec{0} = -\vec{\nabla}P + \mu \vec{\Delta} \vec{V} + \vec{f} \\ \operatorname{div} \vec{v} = 0 \end{cases}$$

il en résulte :

$$\begin{cases} \vec{0} = -\frac{L_0 P_0}{\rho \mu V_0} \vec{\nabla} P' + \vec{\Delta} \vec{V}' + \frac{L_0^2 j_0 M_0}{\mu V_0} \vec{f}' \\ \operatorname{div} \vec{v} = 0 \end{cases}$$

On adimensionne par rapport à V_0 et P_0 de sorte que $\frac{L_0 P_0}{\rho \mu V_0} = 1$ et $\frac{L_0^2 j_0 M_0}{\mu V_0} = 1$, le régime stationnaire étant établi :

$$\vec{0} = -\vec{\nabla}P' + \vec{\Delta}V' + \vec{f}' \text{ dans } \Omega$$

3.0.3 Formulation variationnelle

Afin d'obtenir la formulation variationnelle de l'équation de Stokes, on passe dans l'espace des distributions de sorte que pour toute fonctions test φ on a

$$\begin{cases} \int_{\Omega} \vec{\nabla} P' \cdot \vec{\varphi} = \int_{\Omega} -\mu \vec{\Delta} V' \cdot \vec{\varphi} + \int_{\Omega} \vec{f}' \cdot \vec{\varphi} \\ \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}' \cdot \vec{\varphi} = 0 \end{cases}$$

En appliquant la formule de Green, on trouvge que le système est équivalent à :

$$\begin{cases} \text{Trouver } (V', P') \in H_0^1(\Omega)^3 \times L^2(\Omega) \text{ tels que} \\ \forall \varphi \in H_0^1(\Omega)^3 \quad \int_{\Omega} \vec{\nabla} P' \cdot \vec{\varphi} + \int_{\Omega} \nabla V' \cdot \nabla \varphi = \int_{\Omega} \vec{f}' \cdot \vec{\varphi} \\ \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}' \cdot \vec{\varphi} = 0 \end{cases}$$

Comme précédemment nous utilisons un maillage en nous plaçant dans un espace d'interpolation polynomiale pour les restrictions des fonctions aux éléments qui constituent ce maillage. Pour la vitesse V' on prend des fonctions d'interpolations qui sont des polynômes de degré 2 (éléments \mathbb{Q}_2), et pour la pression P' on utlise de fonctions de degré 1 (éléments \mathbb{Q}_1).

On se ramène alors de la même manière à un système linéaire à résoudre.

3.0.4 Principe de superposition

La linéarité de l'équation nous permet d'appliquer le principe de superposition et donc de décomposer la résolution du problème en deux résolutions : une pour chaque terme source et ensuite de les sommer.

Nous allons d'abord résoudre le problème pour un aimant centré selon l'axe x dans le plan xy(figure 3.3). la force magnétique est alors $\vec{f}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_{1,y} \end{pmatrix}$ Après résolution on obtient les champs de vitesse et de pression (V_1, P_1)

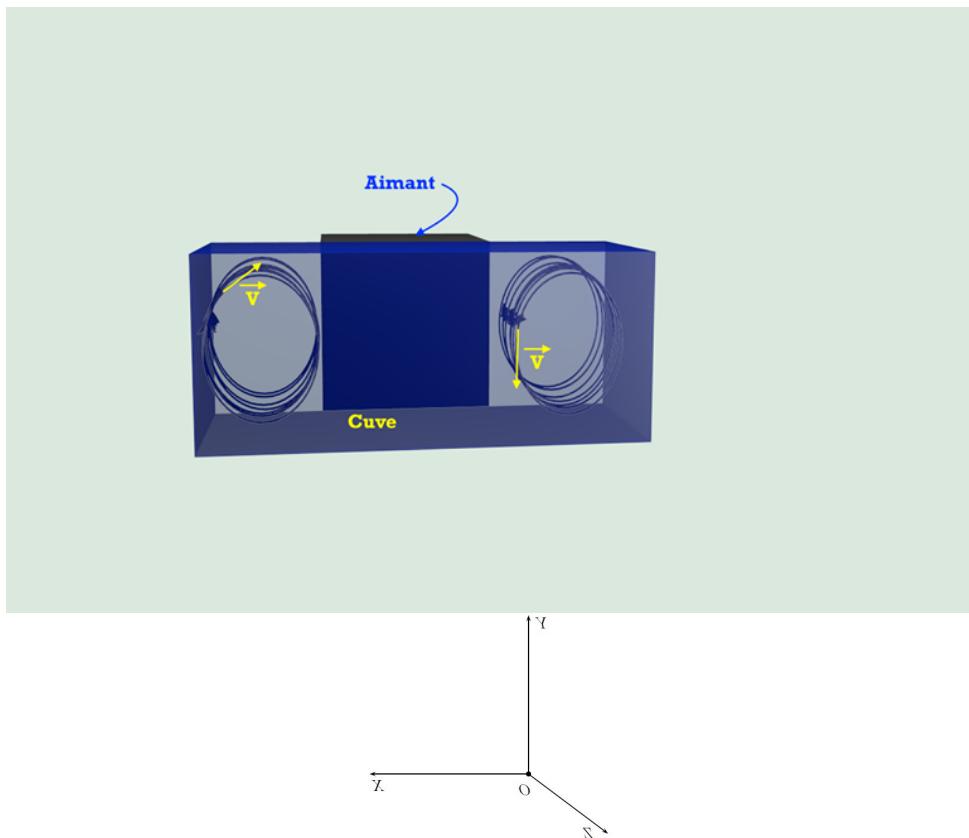


FIGURE 3.3 – résolution pour un aimant centré

Ensuite nous résolvons pour l'aimant décentré selon l'axe x dans le plan xy (figure 3.4). La force magnétique est alors $\vec{f}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_{2,y} \end{pmatrix}$. Après résolution on obtient les champs de vitesse et de pression (V_2, P_2).

Pour obtenir le système complet on transpose la configuration pour l'aimant décentré ce qui du point de vue des forces donne pour la configuration totale à trois tourbillons : $\vec{f}_{total} = \text{transpose}(\vec{f}_1) + \vec{f}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -B_{1,y} \\ B_{2,y} \end{pmatrix}$

Mais comme nous le voyons avec la formulation variationnelle, le problème est linéaire, nous pouvons donc réaliser cette opérations sur fonctions de sorties au

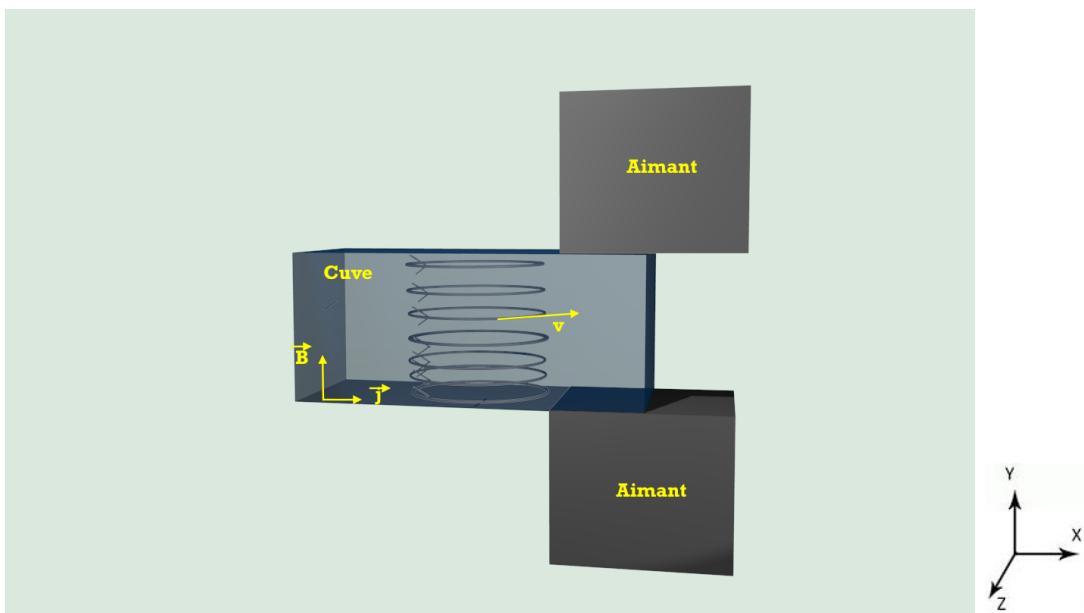


FIGURE 3.4 – résolution pour deux aimants decentrés après transposition du champ de vitesse pour que les tourbillons soient perpendiculaires

lieu du terme source. C'est à dire que au lieu de résoudre le système pour \vec{f}_{total} nous le résolvons pour \vec{f}_1 et pour \vec{f}_2 indépendamment, pour ensuite transposer les champs de la résolution 1 (aimant centré selon l'axe x) (V_1, P_1) et sommer ensuite les deux champs pour obtenir la résolution totale

$$(V_{total}, P_{total}) = (\text{transpose}(V_1), \text{transpose}(P_1)) + (V_2, P_2)$$

3.0.5 Implémentation algorithmique

Nous allons à présent mettre en place les calculs précédents de manière numérique sur Matlab en maillant le domaine de résolution qui est ici la cuve qui accueille le fluide .

On pose L_x, L_y, L_z les dimensions de la cuve selon x, y, et z.

Le domaine $\Omega = [0, L_x] \times [0, L_y] \times [0, L_z]$ est ainsi discréteisé par un maillage uniforme défini par les points :

$$\begin{cases} x_{ij} = \left(\frac{i \times L_x}{N+1}, \frac{j \times L_x}{N+1} \right), i, j = 0, 1, \dots, N+1 \\ y_{ij} = \left(\frac{i \times L_y}{N+1}, \frac{j \times L_y}{N+1} \right), i, j = 0, 1, \dots, N+1 \\ z_{ij} = \left(\frac{i \times L_z}{N+1}, \frac{j \times L_z}{N+1} \right), i, j = 0, 1, \dots, N+1 \end{cases}$$

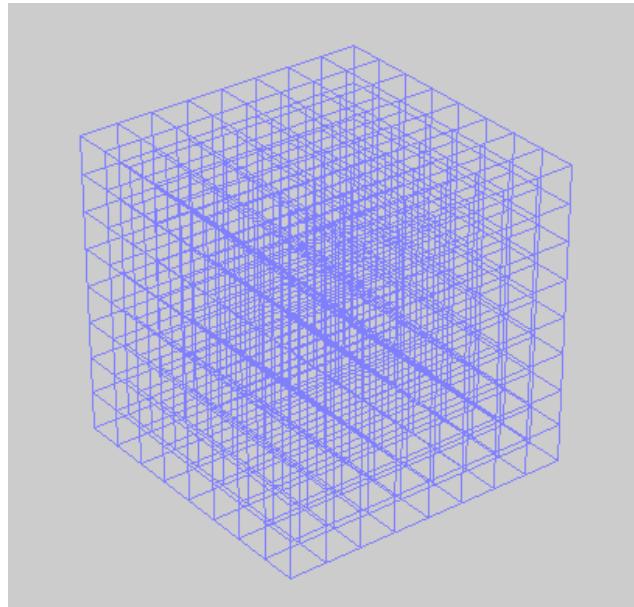


FIGURE 3.5 – maillage du domaine de résolution de coté 1 en prenant 11 points dans les directions x, y, et z à l'aide de la fonction matlab *ndgrid*

3.0.6 Calcul des matrices du système linéaire en trois dimensions

Cette partie va reposer sur le même principe que les calculs en deux dimensions et s'appuie sur le cours *Analyse numérique des équations de Navier-Stokes* de J.-F Scheid.

En effet comme précédemment, nous allons nous appuyer sur des matrices élémentaires comprenant les contributions des différents noeuds sur chaque élément en nous ramenant à un élément de référence.

Nous cherchons à calculer les matrices de rigidité A et de masse M. Les éléments de la matrice élémentaire pour la matrice de rigidité sur un élément K sont les

$$W_{i,j}^{k,l} = \int_K \frac{\partial l^{(i)}}{\partial x_k} \times \frac{\partial l^{(j)}}{\partial x_l} dx$$

où les $l^{(i)}$ sont les fonctions de base des éléments du maillage comme précédemment dans la partie 2D.

Et pour la matrice de masse la matrice élémentaire sur un élément K est

$$M_{i,j} = \int_K l^{(i)} \times l^{(j)} dx_K$$

Pour déterminer ces intégrales, on se ramène à l'élément de référence \hat{K} avec la transformation affine $F_K(\hat{x}) = B_K \hat{x} + b_K$.

De la même manière que les travaux précédents pour les transformations entre les éléments de référence, on arrive à :

$$\hat{\nabla} \hat{v}(\hat{x}) = [DF_K(\hat{x})]^T \times \nabla v(x)$$

avec $[DF_K(\hat{x})]$ la matrice jacobienne de F_K dont on note les éléments $J_{i,j}$, et ainsi on a $\nabla v(x) = [B_K^{-1}]^T \hat{\nabla} \hat{v}(\hat{x})$.

On obtient l'expression des éléments de la matrice élémentaire en fonction des

valeurs sur l'éléments de référence \hat{K} .

$$W^{k,l} = \frac{1}{|\det B_K|} \sum_{m,n=1}^N J_{km} J_{ln} \hat{W}^{m,n}$$

En regardant la construction des éléments avec les tables de connectivité on voit que les matrices élémentaire de référence sont de taille 9×9 que l'on sait calculer explicitement. Dans notre algorithme on calcule la matrice de rigidité à l'aide du script *matrix3D* qui réunit dans une matrice 27×27 les termes croisés des matrices élémentaires ce qui permet de calculer directement en une affectation la matrice de rigidité en utilisant ses propriétés de symétries par blocs.

Pour la matrice élémentaire de masse nous pouvons développer des calculs similaire à ceux menés dans le cas 2D pour trouver une matrice élémentaire $M_{i,j} = |\det J| \times \Phi_i \Phi_j$ où $|\det J|$ est le déterminant du Jacobien et $\Phi_i \Phi_j$ une matrice déterminée qui reste la même à chaque itération.

On utilise ainsi dans les scripts de calculs une méthodologie similaire consistant à stoker les indices des valeurs comprises dans les matrices élémentaires et à construire la matrice complète à la fin des itérations sur les éléments en assignant les valeurs dans la matrice aux indices justement indiqués par les nœuds que l'on a gardés en mémoire en une seule affectation.

```

point=t(k,:);
indice=point';
detB=((v(t(k,2),1)-v(t(k,1),1)).*...
(v(t(k,4),2)-v(t(k,1),2)).*(v(t(k,5),3)-v(t(k,1),3)));
DxDxval=detB.*((1./((v(t(k,2),1)-v(t(k,1),1)).^2).*DxDx;
DyDzval=detB.*((1./((v(t(k,4),2)-v(t(k,1),2)).*...
(v(t(k,5),3)-v(t(k,1),3))).*DyDz;
DxWval=detB.*((1./((v(t(k,2),1)-v(t(k,1),1))).*DxW;
DyWval=detB.*((1./((v(t(k,4),2)-v(t(k,1),2))).*DyW;
DzWval=detB.*((1./((v(t(k,5),3)-v(t(k,1),3))).*DzW;

```

```

AddMatElem(A, indice, indice, 2*nu*DxDxval+nu*DyDyval+nu*DzDzval);
AddMatElem(A, indice+nv2, indice+nv2, nu*DxDxval+2*nu*DyDyval+nu*DzDzval);
AddMatElem(A, indice+2*nv2, indice+2*nv2, nu*DxDxval+nu*DyDyval+2*nu*DzDzval);

```

3.0.7 Raccordement à la modélisation du champ magnétique

Pour résoudre le système linéaire qui découle des équations de Stokes, nous devons reprendre notre travail précédent pour former le second terme f , matrice colonne regroupant les valeurs scalaires de la force magnétique aux différents point du maillage.

Nous devons donc faire le liens entre le maillage de résolution en trois dimensions pour la résolutions des équations régissant l'écoulement et le maillage en deux dimensions sur lequel on calcule le champ magnétique.

Comme nous l'avons énoncé, nous supposons que le champ magnétique est invariant selon la troisième dimension, il est donc inutile de le recalculer pour chaque 'couche' du maillage 3D, d'autant plus que le maillage 3D est uniforme. La méthodologie que nous allons donc appliquer consiste à calculer une unique fois le champ magnétique sur une seule couche de maillage (la couche $z = 0$ en pratique dans l'algorithme) et reprendre les valeurs du champ sur les autres couches.

Ce que nous faisons en pratique est de générer un grand maillage de résolutions 2D pour calculer le champ magnétique, ce qui permet d'atténuer les effets de bord subit par le champ magnétique.

Nous utilisons ensuite la fonction Matlab *delaunay* qui permet à partir du maillage rectangulaire, de définir un maillage triangulaire (cela permet de faire le lien avec notre travail sur le champ magnétique où nous avions travaillé avec un maillage triangulaire quelconque). Nous identifions ensuite sur ce maillage de résolution 2D un domaine correspondant à la cuve est un domaine correspondant à l'aimant, en fonction de la configuration choisie. Le maillage sur le domaine assigné à la cuve doit bien sur correspondre à une couche du maillage de résolution 3D utilisé pour la résolution des équations de Stokes.

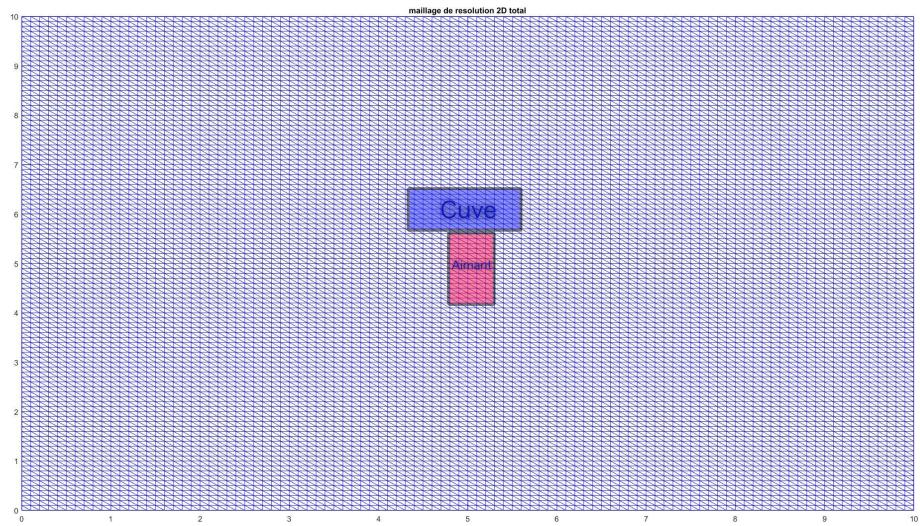


FIGURE 3.6 – configuration dans le cas de la résolution pour la configuration avec l’aimant centré

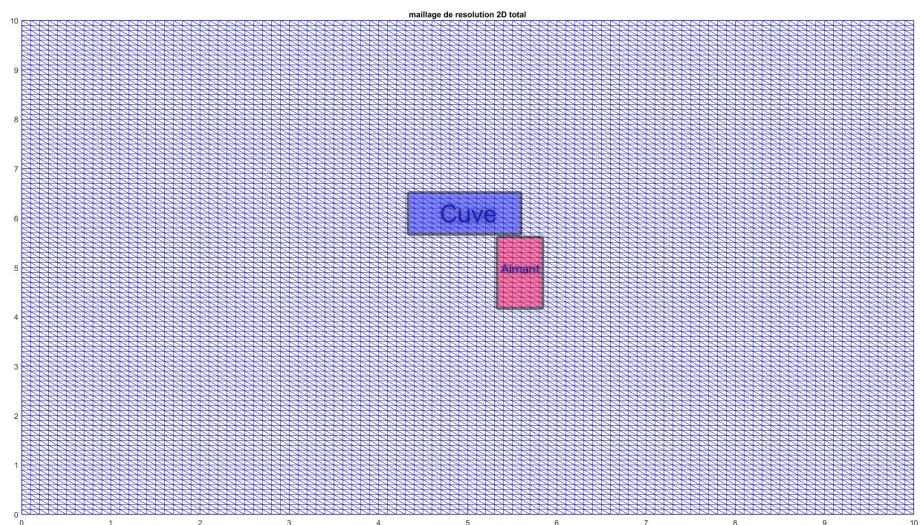


FIGURE 3.7 – configuration dans le cas de la résolution pour la configuration avec l’aimant décentré

Algorithmiquement, pour assigner les différents domaines du maillage de résolution 2D générés, nous utilisons le vecteur label $fnum$ qui prend sur chaque triangle la valeur 1, 2, ou 3 en fonction du domaine qui lui a été assigné.

Nous utilisons pour la résolutions des équations des Stokes en 3D un algorithme de résolution et de calcul des différentes matrices fourni par nos tuteurs *Stokes3D*.

La seule difficulté à ce stade est l'adaptation de nos données du terme source pour ensuite utiliser l'algorithme de résolution *Stokes3D*.

En effet nous avons résolu les équations du champ magnétique avec des éléments finis de degrés d'interpolation polynomial 1 (éléments P1), alors que la résolution des équations de Stokes nécessite des éléments finis P2. Il faut donc doubler le nombre de points d'interpolations du champ magnétique pour calculer le second membre des équations de Stokes f et l'injecter dans *Stokes3D*.

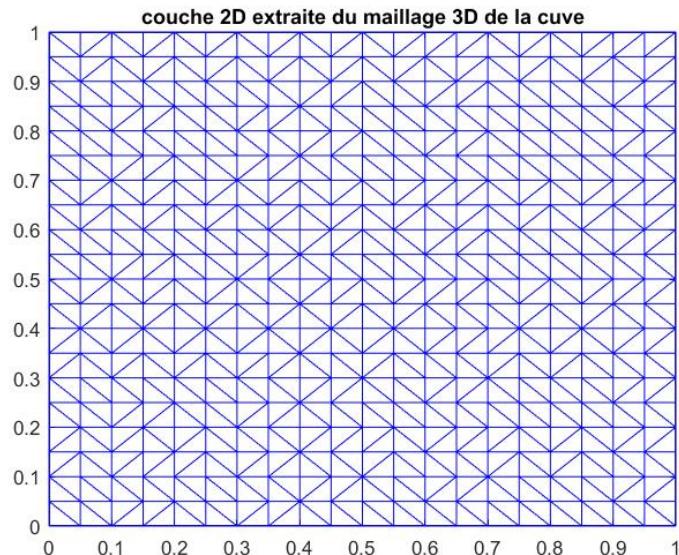


FIGURE 3.8 – affichage matlab avec la fonction *tripplot* d'une couche 2D extraite du maillage 3D

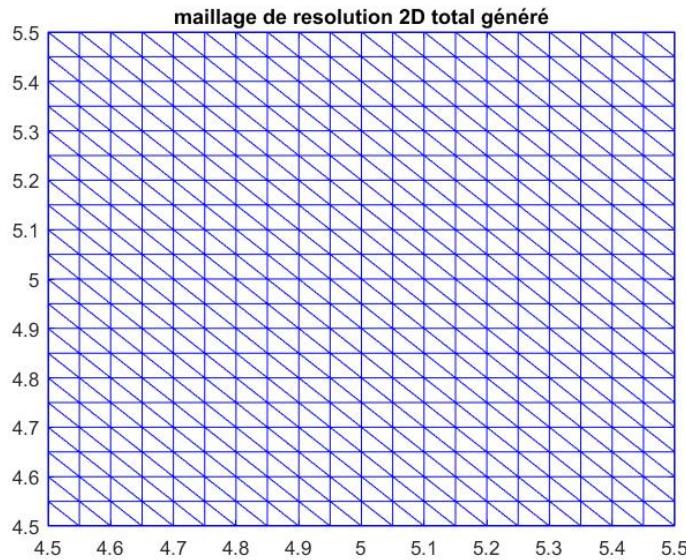


FIGURE 3.9 – affichage matlab avec la fonction *triplot* du maillage dont on se sert pour la résolution centré en [4.5 5]

Le doublement des points du maillage amène une nouvelle structure de données qu'il faut veiller à respecter comme nous le voyons avec les affichages matlab figures 3.8 et 3.9. Le code qui a permis d'afficher ces maillages :

```

z = 0;      % niveau z = 0
indz = find(v(:,3) == z); % récupération des indices des nœuds pour le niveau 0
xz = v(indz,1); yz = v(indz,2); vz = [xz, yz];
tz = delaunay(xz,yz);           % triangulation de Delaunay
triplot(tz,xz,yz);    % affichage

```

Pour *v_total* le le maillage est obtenu à l'aide de la fonction matlab *meshgrid* :

```

t_total_2D = delaunay(v_total_2D(:,1),v_total_2D(:,2));
triplot(t_total_2D ,X_total_2D,Y_total_2D);
xlim([4.5 5.5]);
ylim([4.5 5.5]);

```

Pour comprendre la structure des données il faut alors se rapporter aux tables de connectivité pour le type de maillage 3D généré. Il faut donc bien veiller à garder

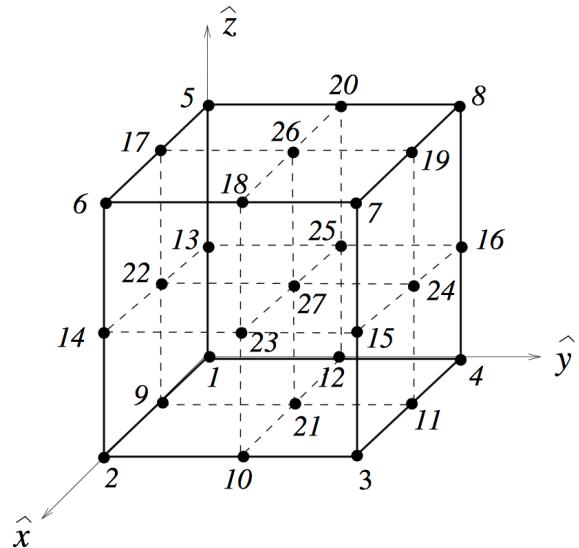


FIGURE 3.10 – table de connectivité, issu du cours *Analyse numérique des équations de Navier-Stokes*, J.-F. Scheid

toujours la même structure de données tout du long, dans l'optique d'obtenir nos résultats dans le bon ordre et de pouvoir les afficher correctement.

3.0.8 Résultats

Nous allons étudier graphiquement les différents résultats que nous avons obtenus et évaluer leur justesse en les interprétants physiquement par rapport à ce que nous attendrions avec les paramètres donnés.

Tout d'abord dans la configuration pour un aimant centré selon l'axe x dans le plan xy nous observons sur la coupe, selon le plan xz pour y petit, clairement deux tourbillons symétriques de part et d'autres de l'aimant, ce qui est logique comme la configuration est symétrique selon le même plan de symétrie, et valide le bon placement des données dans la résolution du problème.

On utilise l'outil *StreamTracer* de Paraview pour tracer la trajectoire de particules à partir du champ de vitesse que nous avons obtenus en sortie de l'algorithme de résolution.

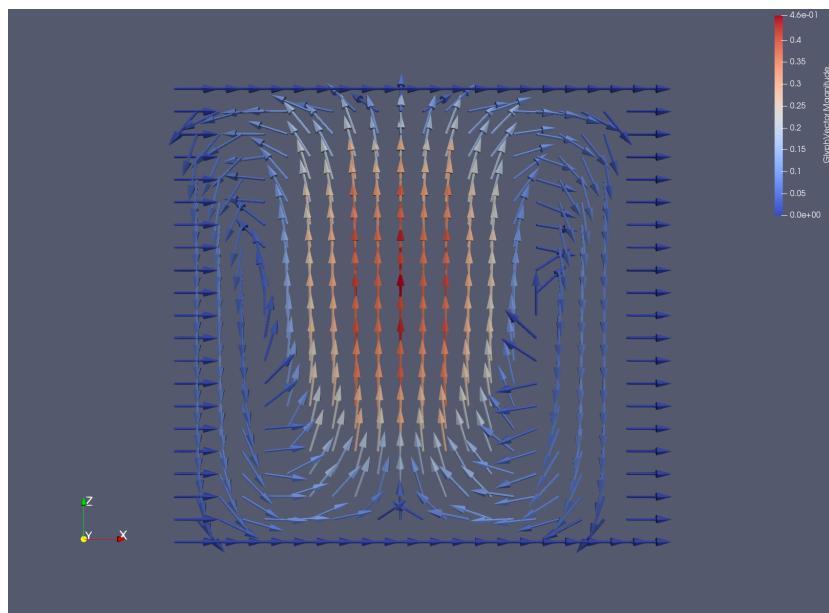


FIGURE 3.11 – coupe du champ de vitesse selon le plan XZ, pour Y petit (on est proche de l'aimant), Paraview

Ces résultats sont en lien avec nos résultats de champ magnétique : contrairement aux hypothèses du projet précédent, le champ magnétique n'est effectivement pas constant dans la cuve, et s'évase vers les extrémités, on le remarque aussi

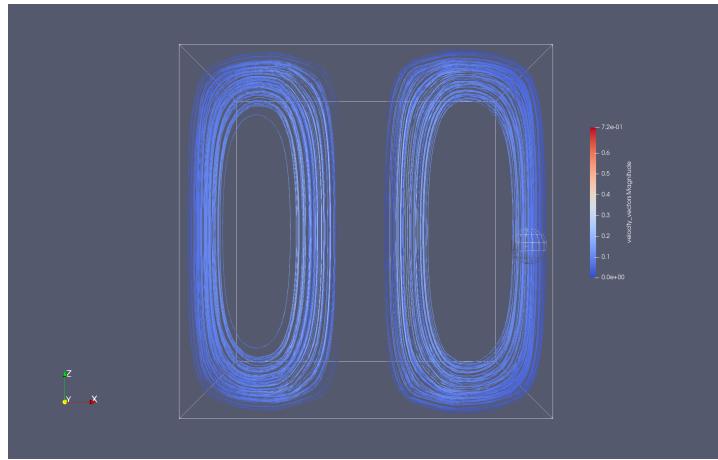


FIGURE 3.12 – observation pour 2 sphère de rayon 0.05 contenant 100 particules placé symétriquement par rapport à l'axe z pour l'aimant centré et pour un *Maximum Streamline Length* de 3, Paraview

d'ailleurs pour les autres lignes de flux, qui ont tendance à être courbées vis à vis des lignes de champ magnétique issues de l'aimant. Ensuite pour l'aimant décentré selon l'axe x dans le plan xy (avant la transposition du champ de vitesse) on observe sur le plan de coupe près de l'aimant décentré un tourbillon centré selon z dans la cuve, et respectivement 2 tourbillons selon y pour l'aimant centré.

Nous pouvons comparer à la coupe sur le plan XY du champ magnétique pour cette configuration.

Ensuite de même pour l'aimant décentré (avant la transposition du champ de vitesse) on observe sur le plan de coupe près de l'aimant décentré un tourbillon centré selon z dans la cuve, et les observations des flux de particules montrent que le tourbillon suit la forme des lignes de champs.

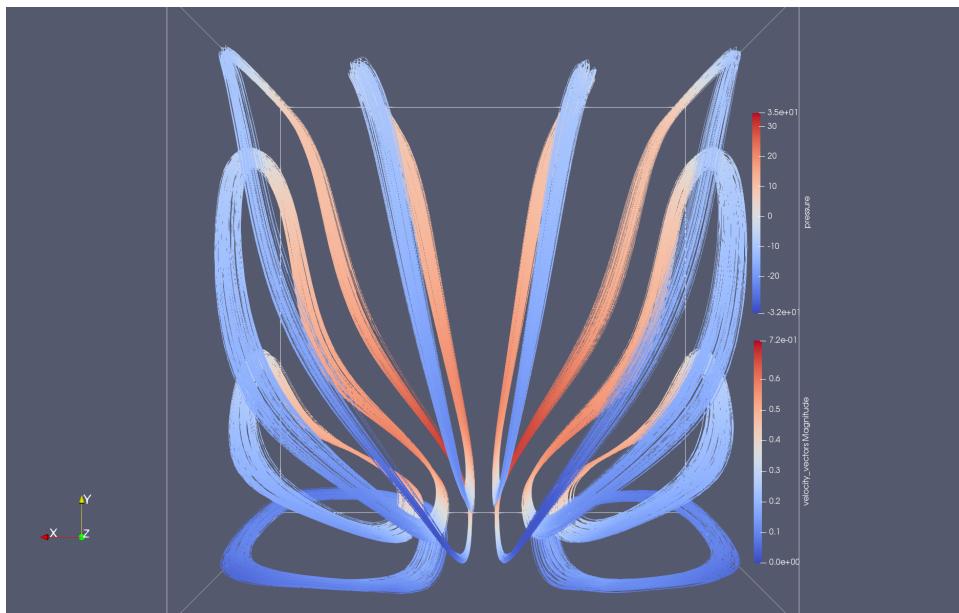


FIGURE 3.13 – différents flux dans le plan XY pour des sphères de rayon 0.02 contenant 100 particules et pour un max *Maximum Streamline Length* de 3, avec un aimant centré, Paraview

Enfin pour le champ de vitesse qui est la sommes des deux précédents nous observons les champ de vitesses sur les coupes 2D selon YZ, et XZ proches des aimants. On voit que proche des aimants les tourbillons sont peut perturbés (Ici le rapport nentre les forces magnétiques pour les deux forces est 1).

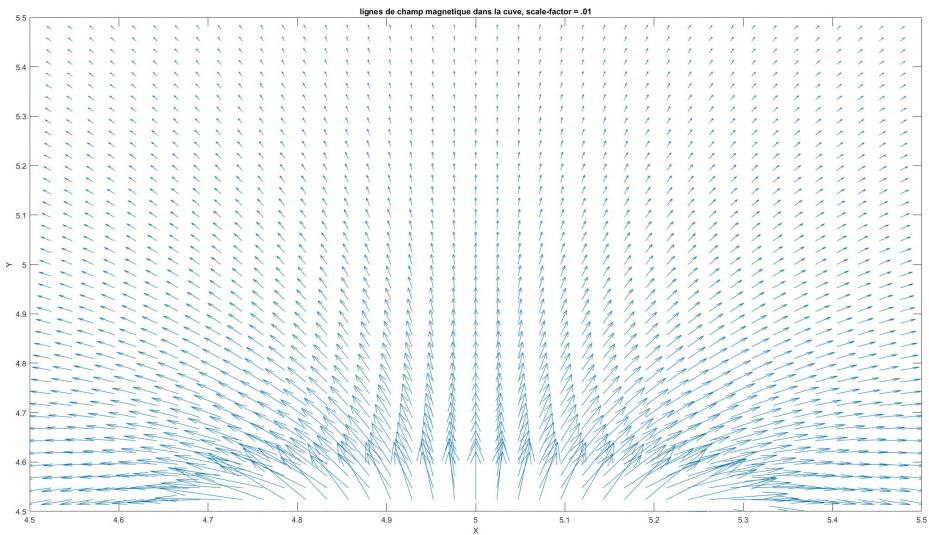


FIGURE 3.14 – champ magnétique selon XY avec un aimant centré

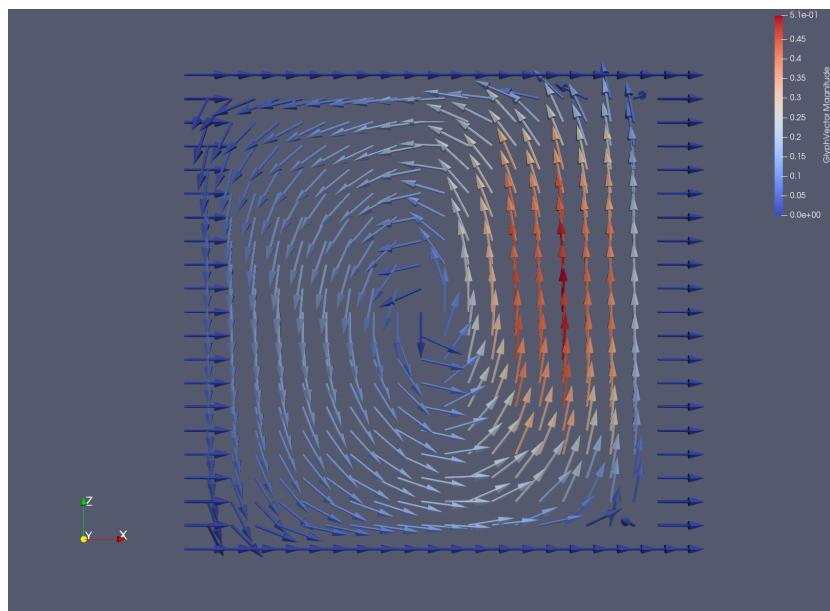


FIGURE 3.15 – coupe du champ de vitesse selon le plan XZ, pour Y petit (on est proche de l'aimant)

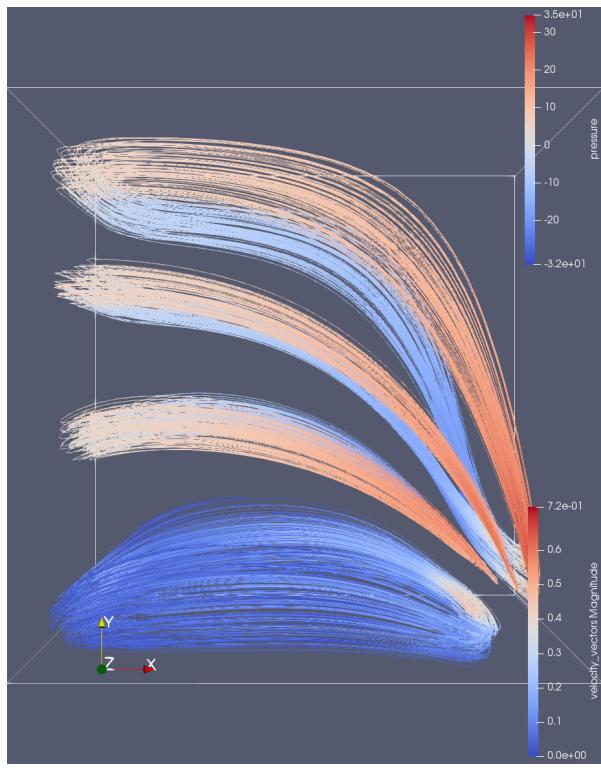


FIGURE 3.16 – différents flux pour un aimant centré utilisation de *StreamTracer* pour des sphères de rayon 0.05 contenant 100 particules et pour un max *Maximum Streamline Length* de 3

Enfin nous avons ici 2 coupes (une selon YZ, et une selon XZ) (figures 3.18 et 3.19 très proches des extrémités de la cuve. On remarque que effectivement, si l'on se place du côté d'un aimant ou d'un autre, la prédominance de l'effet de l'aimant se fait sentir.

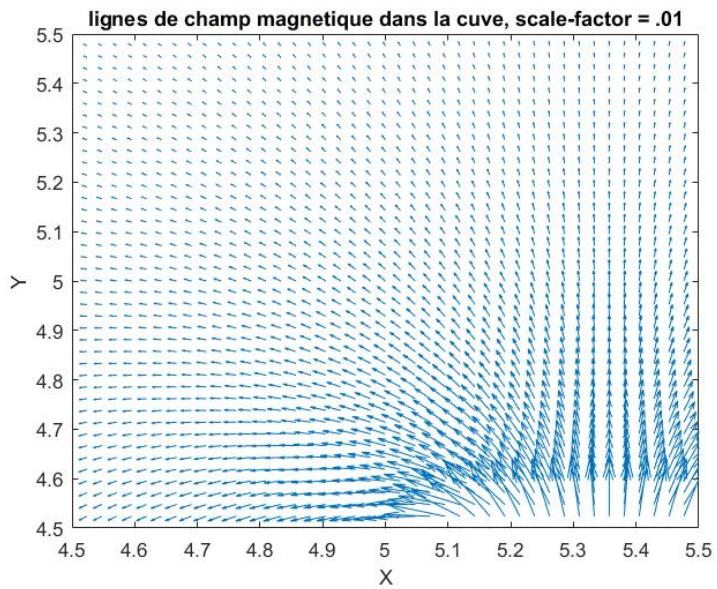


FIGURE 3.17 – champ magnétique selon XY avec un aimant centré

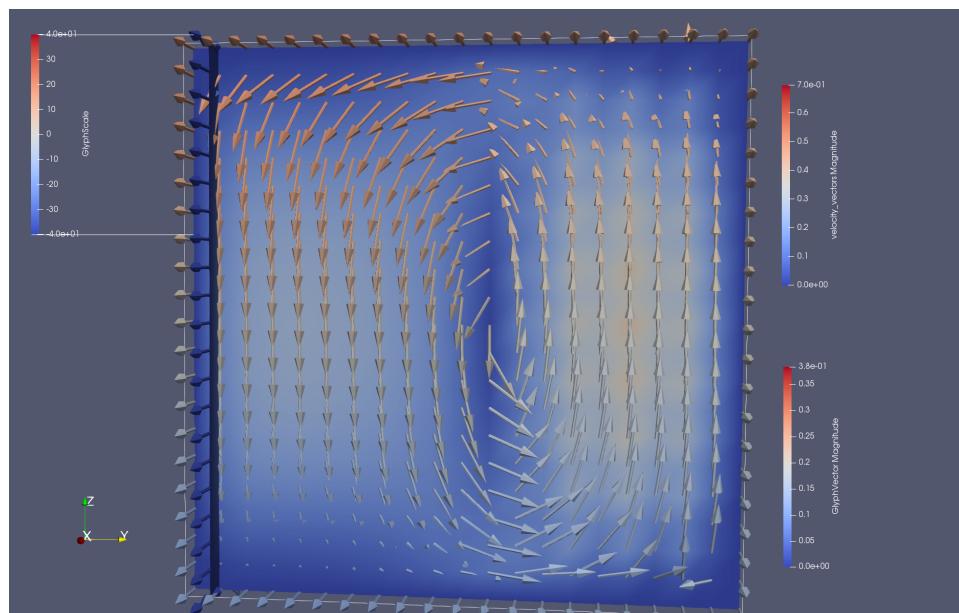


FIGURE 3.18 – coupe selon YZ, proche de l'aimant pour le champ de vitesse complet

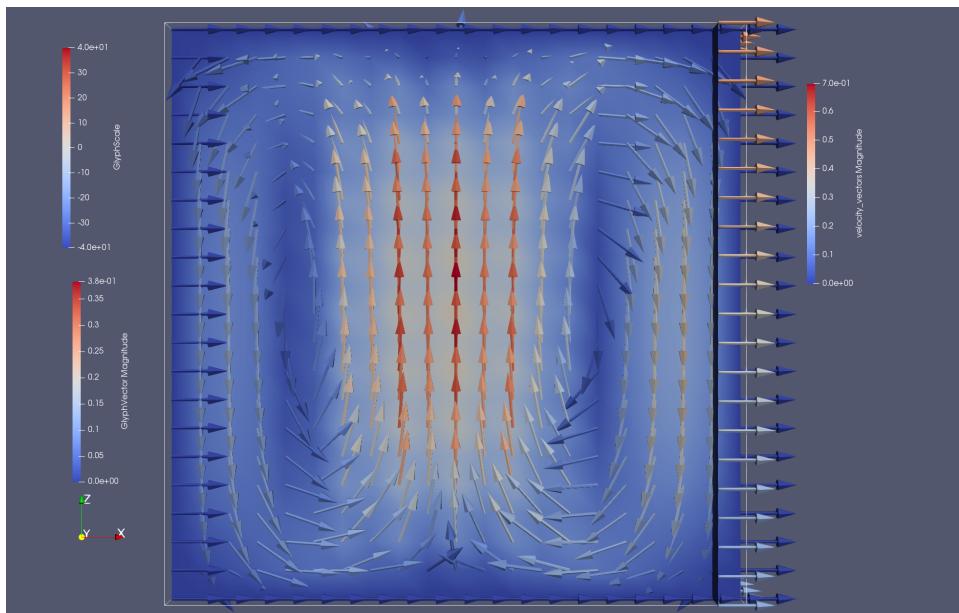


FIGURE 3.19 – coupe selon XZ, proche de l’aimant pour le champ de vitesse complet

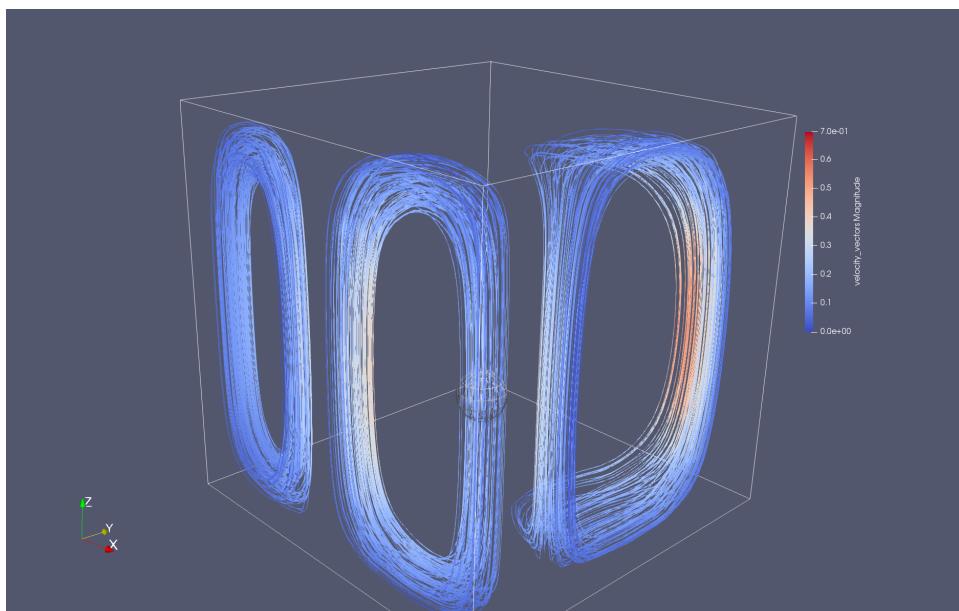


FIGURE 3.20 – trois flux de particules près des aimants pour le champ de vitesse total

3.0.9 Les sections de Poincaré

Pour caractériser les propriétés chaotiques des trajectoires associées à ce champ de vitesse, nous allons utiliser l'outil classique de la théorie des systèmes dynamiques qu'est la section de Poincaré, dont l'un des atouts est qu'elle permet de diminuer la complexité des problèmes par une réduction du nombre de dimensions.

En mathématiques, particulièrement en système dynamique, une application de Poincaré est une application liée à une orbite périodique dans l'espace des états d'un système dynamique et un certain sous-espace de dimension moindre, appelé la section de Poincaré, transverse au flot système.

Plus précisément, on considère une orbite suffisamment proche d'une orbite périodique, avec une condition initiale sur la section de Poincaré, et on observe le point auquel cette orbite revient à la section pour la première fois, d'où son autre nom, application de récurrence.

En fait, les intersections successives avec S notées P_n d'une trajectoire donnée peuvent être vues comme les itérées d'une condition initiale P_0 par une application de S dans S :

$$f : P_n \in S \rightarrow P_{n+1} = f(P_n) \in S$$

Dans notre cas, les sections introduites sont des hyperplans, qui coupent l'espace selon les coupes de courant qui nous intéresse, pour déterminer si advection chaotique il y a.

En effet , l'équation d'évolution de la particule fluide est :

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{U}(\vec{x}),$$

où $\vec{x}(t)$ est la position de la particule fluide à l'instant t, et \vec{U} est le champ de la vitesse, qui est stationnaire (ne dépend pas du temps) , donc l'espace des phases correspond à l'espace physique.

On a deux cas :

-Sur la surface Σ apparaît une courbe régulière, qui correspond à un tore de fluide

, ou quelques points , qui correspondent à des orbites théorique. Étant donné qu'il y a reboulement des particules sur une même trajectoire, on qualifie la zone de semi-régulière, et n'est donc pas efficace pour le mélange.

-En revanche, si l'ensemble des des intersections entre les trajectoires et l'hyperplan Σ est disséminé sur une partie de la section Σ , on en conclut que la trajectoire a un comportement erratique, caractérisant une région chaotique, qui est du coup une région de bon mélange.

3.0.10 A la recherche d'un écoulement chaotique

En nous inspirant des travaux de Valérie Toussaint^[1] et du Travail accomplis l'année dernière sur le projet, nous allons reprendre le même principe et poser un rapport entre les deux forces magnétiques \vec{f}_1 donnant un tourbillon, et \vec{f}_2 donnant deux tourbillons. Le but est 'd'équilibrer' les deux forces pour avoir un mouvement d'advection chaotique à travers le paramètre de contrôle R tel que :

$$R = \frac{||\vec{f}_1||}{||\vec{f}_2||}$$

Nous allons donc exécuter au final le script *Resolution finale* suivant pour résoudre notre problème en faisant varier R de telle manière à ensuite observer sur Paraview des sections de Poincaré permettant d'identifier des advections chaotiques.

```
%   résolution dans la configuration aimant centre
[X2,Y2,Z2,Uxgd_centre,Uygd_centre,Uzgd_centre,Pgd_centre] = stokes_3D(true,R);

%   résolution dans la configuration aimant de cote
[X2,Y2,Z2,Uxgd_cote,Uygd_cote,Uzgd_cote,Pgd_cote] = stokes_3D(false,R);

%   transposition du champ pour l'aimant décentré
[Uxgd_cote_transp,Uygd_cote_transp,Uzgd_cote_transp] = transposition_champ(Uxgd_cote)
```

```

% prise en compte du rapport R, comme les équation sont linéaire cela revient à app
% coefficient sur la vitesse.

R_i = norm(Uxgd_centre(:)) / norm(Uxgd_cote_transp(:));
Uxgd_cote_transp = (R / R_i) .* Uxgd_cote_transp;
Uxgd_total = Uxgd_centre + Uxgd_cote_transp;
Uygd_total = Uygd_centre + Uygd_cote_transp;
Uzgd_total = Uzgd_centre + Uzgd_cote_transp;
Pgd_total = Pgд_centre + Pgд_cote;

% sauvegarde au format .vtk pour Paraview
filename2_vtk='champ_de_vitesse_total_pour_R.vtk';
fprintf(' - au format VTK (''VTK STRUCTURED_GRID'') : %s\n',filename2_vtk);
writevtk3D(X2,Y2,Z2,Uxgd_total,Uygd_total,Uzgd_total,Pgd_total,filename2_vtk);

```

Les sections de Poincaré que nous présentons se basent sur un maillage de la cuve en 21 points selon les trois directions de l'espace, et dans Paraview la simulation de la trajectoire de 100 000 particules (ce qui est le maximum compte-tenus de la RAM de la machine sur laquelle nous travaillons, nous pouvions éventuellement aller au-dessus mais le logiciel présentait alors des problèmes de stabilité), placée initialement dans une sphère centré sur la cuve de rayon 0.6 (qui occupe donc toute la cuve qui est un cube d'arête 1). Nous utilisons la méthode d'interpolation définie par défaut : Runge Kutta 4-5 dans les deux directions d'intégration et avec un *Maximum StreamLine Length* de 3.

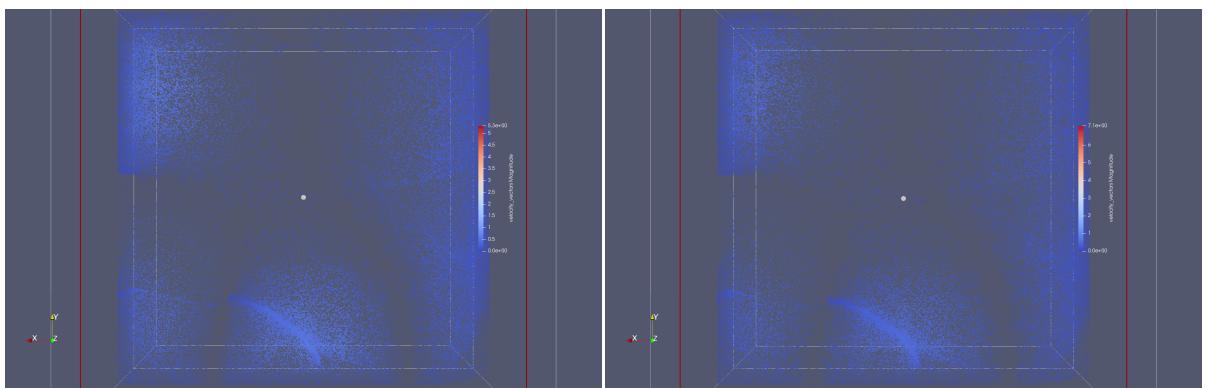


FIGURE 3.21 – R = 15

FIGURE 3.22 – R = 20

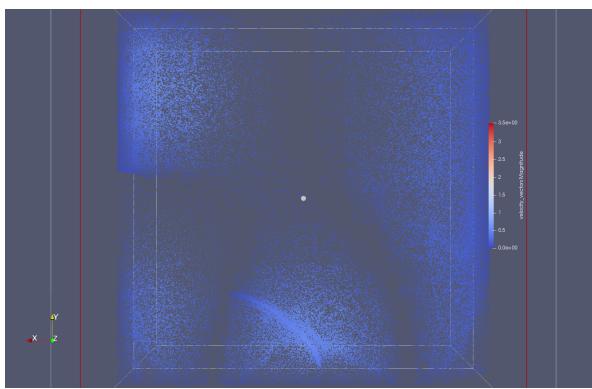


FIGURE 3.23 – $R = 10$

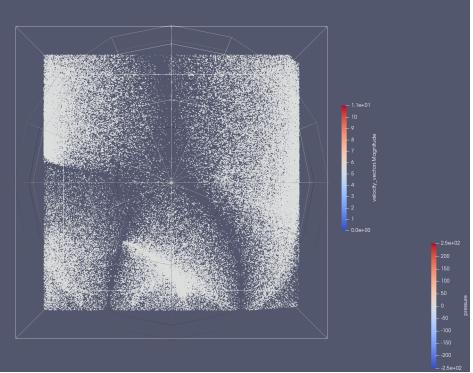


FIGURE 3.24 – $R = 8$

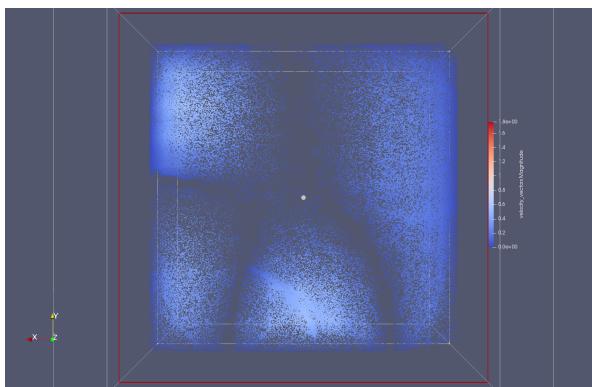


FIGURE 3.25 – $R = 5$

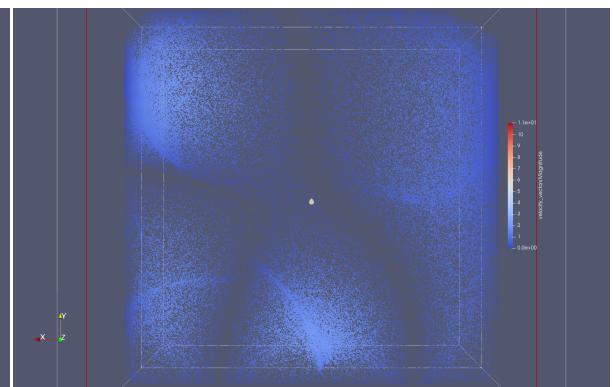


FIGURE 3.26 – $R = 2$

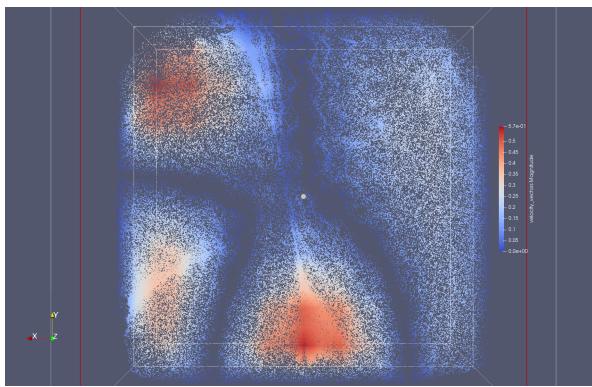


FIGURE 3.27 – $R = 0.1$

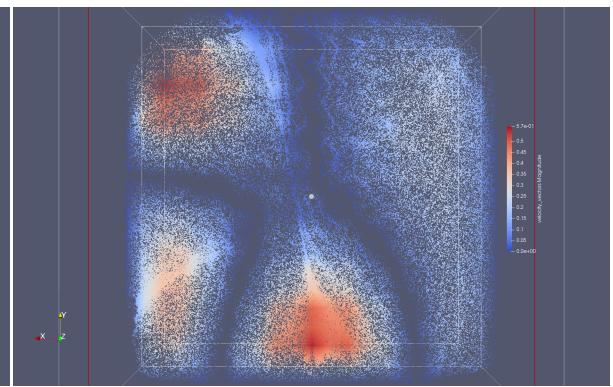


FIGURE 3.28 – $R = 0.5$

On voit en comparant aux sections de Poincaré réalisées l'année dernière que les zones sombres correspondants à des points dispersés, c'est à dire des zones

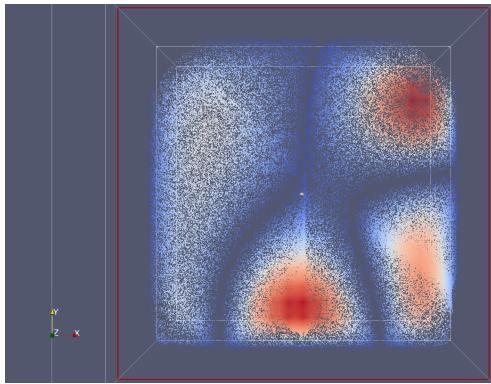


FIGURE 3.29 – $R = 0.01$

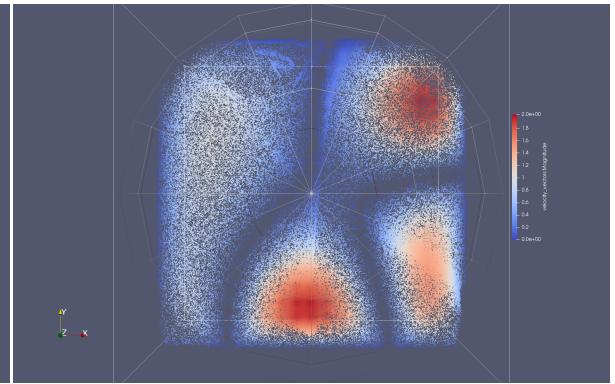


FIGURE 3.30 – $R = 0.05$

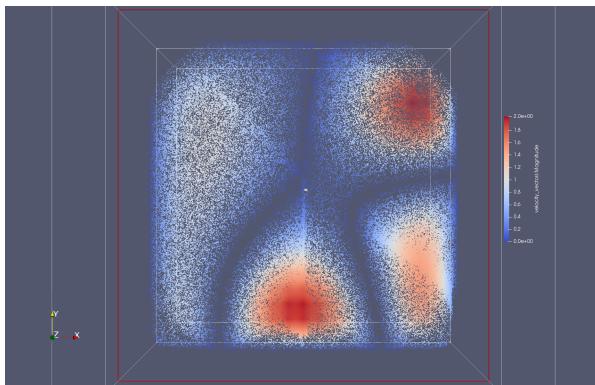


FIGURE 3.31 – $R = 0.005$

chaotiques, ont tendance à être courbées alors qu'elles avaient tendance à être droites dans l'hypothèse du champ magnétique uniforme sur une partie de la cuve et nul ailleurs. Nous n'observons pas cette "plage du chaos" correspondant à un élargissement de ces zones sombre en fonction de la valeur du coefficient R . Malheureusement, malgré notre tâtonnement sur la valeur de R nous ne sommes pas arrivé à cerner la plage de valeurs pour laquelle l'écoulement est chaotique, malgré également que nous ayant divisé par deux le pas de maillage. Cela nécessite sans aucun doute des simulations plus poussées mais nous avons malheureusement tardé à avoir ces résultats ce qui ne nous a pas permis d'avoir le temps de lancer une série de simulations plus complètes déjà que les simulations actuelles entre la résolution du système linéaire et l'interpolation sous Paraview peuvent prendre un temps non négligeable. Ce que nous aurions du notamment faire est de prendre un paramètre

Maximum StreamLine Length beaucoup plus important comme l'année dernière. De manière générales les simulations réalisé l'année dernière en terme de pas de pas de maillage, de nombre de point, et de *Maximum StreamLine Length* sont beaucoup plus poussées que celle que nous avons réalisés. Nous avons tenté des simulations sous Paraview avec le même paramétrage que l'année dernière mais nous nous confrontons à un problème de stabilité du logiciel. Nous réesayerons néanmoins d'ici la soutenance d'arriver à faire tourner une simulation plus fine qui pourrait être intéressante.

Conclusion :

L'objectif de ce projet a été, en partant de la thèse de Valérie Toussaint^[1], de pousser l'étude des écoulement chaotiques avec un dispositif expérimental à 3 tourbillons.

La valeur ajouté que nous devions apporter est une simulation se rapprochant plus du réel en ne supposant pas le champ magnétique uniforme sur une moitié de la cuve. Nous avons put voir des modifications intéressantes sur les tourbillons en supprimant cette hypothèse.

Cependant en utilisant les sections de Poincaré de manière empirique nous n'avons pas identifié "la plage du chaos" qui permet en modulant selon un rapport R les forces des deux aimant d'arriver à un écoulement chaotique sur une portion majoritaire du fluide.

Un autre objectif de ce projet était la caractérisation mathématique de l'advection chaotique en calculant les exposants de Lyapunov et en étudiant l'évolution de la distance entre deux particules se trouvant à une distance δx l'une de l'autre à l'instant initial. Le but de cette étude mathématique aurait été la recherche plus précise du rapport R optimal pour générer le chaos face à l'approche des sections de Poincaré qui est empirique.

Annexe A

Calcul de la matrice de rigidité

La matrice Jacobienne de la transformation est définie par

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \hat{x}_1} & \frac{\partial \varphi_2}{\partial \hat{x}_1} & \frac{\partial \varphi_3}{\partial \hat{x}_1} \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial \hat{x}_2} & \frac{\partial \varphi_2}{\partial \hat{x}_2} & \frac{\partial \varphi_3}{\partial \hat{x}_2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_1 & y_1 \\ x_2 & y_2 \\ x_3 & y_3 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \hat{x}_1}(\hat{x}) = \frac{\partial}{\partial \hat{x}_1}(\varphi(F(\hat{x}))) = \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}(x) \frac{\partial F_1}{\partial \hat{x}_1}(\hat{x}) + \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}(x) \frac{\partial F_2}{\partial \hat{x}_1}(\hat{x})$$

Donc

$$\nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial \hat{x}_1} & \frac{\partial F_2}{\partial \hat{x}_1} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}(x) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}(x) \end{pmatrix} = J^T \times \nabla_x \varphi$$

Calculons $\nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}$ sur le triangle de référence \hat{T} :

$$\begin{cases} \hat{\varphi}_1 = -\hat{x}_1 + 1 - \hat{x}_2 \\ \hat{\varphi}_2 = \hat{x}_1 \\ \hat{\varphi}_3 = \hat{x}_2 \end{cases}$$

En effet $\hat{\varphi}_1$ vaut 1 sur le sommet 1 et 0 sur les autres sommets (Figure 3). Ainsi

$$\nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_1 = \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_2 = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

et donc

$$\nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}(\hat{x}) = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$J = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_1 & y_1 \\ x_2 & y_2 \\ x_3 & y_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_2 - x_1 & y_2 - y_1 \\ x_3 - x_1 & y_3 - y_1 \end{pmatrix}$$

Finalement,

$$|J| = (x_2 - x_1) \times (y_3 - y_1) - (x_3 - x_1) \times (y_2 - y_1) = 2 \times \text{Aire}(T)$$

où $|J|$ est le déterminant de la matrice J et ainsi

$$\nabla_x \varphi = (J^{-1})^T \times \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}$$

avec

$$J^{-1} = \frac{1}{|J|} \begin{pmatrix} J_{22} & -J_{12} \\ -J_{21} & J_{11} \end{pmatrix}$$

d'où

$$(J^{-1})^T = \frac{1}{|J|} \begin{pmatrix} J_{22} & -J_{21} \\ -J_{12} & J_{11} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2 \times \text{aire}(T)} \begin{pmatrix} J_{22} & -J_{21} \\ -J_{12} & J_{11} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{|J|} \begin{pmatrix} y_3 - y_1 & x_1 - x_3 \\ y_1 - y_2 & x_2 - x_1 \end{pmatrix}$$

Et le calcul du terme A_{ij} de la matrice de rigidité, on obtient ainsi avec le changement de variable vers le triangle de référence.

$$A_{ij} = \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i) \times \text{Supp}(\varphi_j)} \iint_{(i,j) \in T} \nabla_x \varphi_i \cdot \nabla_x \varphi_j$$

$$= \sum_{T \in \text{Supp}(\varphi_i) \times \text{Supp}(\varphi_j)} \iint_{(i,j) \in T} |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_i \cdot |J|(J^{-1})^T \cdot \nabla_{\hat{x}} \hat{\varphi}_j$$

Annexe B

Codes Matlab

B.0.1 Modélisation du champ magnétique

```
%=====
%      Calcul (exact) des matrices P1 de masse et de rigidite
%=====

function [A, M, nn, ibint, ic2] = matrixP1final(vz,tz,fnum,node1,edge1,node2,edge2)
%----- initialisation -----
nt = size(tz,1);                      %nombre de triangle
nn = size(vz,1);                      %nombre de noeuds
v1 = [vz findedge(vz,node1,edge1,0.001)];%calcul label des noeuds,
% si il sont sur un bord
%matrices elementaire des gradients dans le triangle de reference
grad_elem = [-1 1 0;
              -1 0 1];
ind_ligne = 1;                         %initialisation premiere ligne
%----- boucle -----
for k = 1:nt % on boucle sur les triangles du maillage
    Tk = tz(k,1:3);      %on recupere les noeuds definisant le triangle k [n1 n2 n3]
%
%                               calcul du terme source M
%
    if fnum(k) == 1      %on teste si le triangle est sur le maillage de l'aimant
        l = v1(Tk,3);    %l regroupe les valeurs des labels
```

```

vN1 = v1(Tk,1:3); %coordonees des noeuds du triangle
if (size(l(ismember(l,0))) == [1 1]) | (size(l(ismember(l,0))) == [0 1])
    compter = sum(l == 1');
    z = vN1(:,3) ~= 1(compter == 1);
if size(z(ismember(z,0))) == [1 1]           %on elimine le cas d'un
%triangle bizarre a cheval sur 2 bords
    Nb = vN1(z,1:2);   %on recupere les coordonnees des noeuds du
%triangles qui sont sur le bord
    NNb = Tk(z);      %on recupere les numeros des triangles sur le bord
    Ni = vN1(vN1(:,3)==l(compter==1),1:2);  %noeuds interieurs
    %on calcule la norme de l'arête
    n_normal = [Nb(2,2)-Nb(1,2); Nb(1,1)-Nb(2,1)];  %vecteur normal a l'arete
    n_test = [Ni(1,1)-Nb(1,1); Ni(1,2)-Nb(1,2)];
    if n_normal'*n_test < 0          %on teste si le vecteur normal
        %que l'on a calcule est dans le bon sens
        n_normal = -n_normal;        %dans ce cas on le prend dans
        %l'autre sens pour qu'il soit sortant
    end
    M_inter = (1 / 2).*[0 ; 1]'*n_normal;%[0;1] correspond au vecteur ey
    M(NNb,:) = M(NNb,:)+M_inter;  %on place la valeur corespondant
    % a l'arete dans la matrice du terme source
end
end
end
end
%-----
%                                matrice de rigidite
%-----
```

pk = vz(Tk,1:2); %3*2 coordonnees des noeuds triangle k
indice=Tk'*ones(1,3);%3*3 chaque colonne [n1 n1 n1 ;n2 n2 n2;n3 n3 n3]
%noeuds du triangle i
ligne(ind_ligne:ind_ligne+8) = indice(:); %on stocke sous la forme de colonne
indice=indice';
colonne(ind_ligne:ind_ligne+8) = indice(:); %[n1;n1;n1;n2;n2;n3;n3;n3]

```

%implementation de A
A_inter matrice elementaire 3*3 des gradients dans le triangle k
terme_jacobien = (airek^2)/4 .* ([pk(3,2)-pk(2,1) pk(1,1)-pk(3,1) ;...
pk(2,1)-pk(2,2) pk(2,1)-pk(1,1)]^2);
A_inter = zeros(3,3);
A_inter(1,1) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,1)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,1);
A_inter(2,2) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,2)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,2);
A_inter(3,3) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,3)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,3);
A_inter(1,2) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,1)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,2);
A_inter(1,3) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,1)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,3);
A_inter(2,3) = (terme_jacobien.*grad_elem(:,2)').* terme_jacobien .* grad_elem(:,3);
A_inter(2,1) = A_inter(1,2);
A_inter(3,1) = A_inter(1,3);
A_inter(3,2) = A_inter(2,3);
A_inter = A_inter(:);
A_val(ind_ligne:ind_ligne + 8) = A_inter;

ind_ligne = ind_ligne + 9;      %iteration
end
%on place les valeurs calcules avec les valeurs des noeuds
A = sparse(ligne,colonne,A_val);    %on place les valeurs calcules
%avec les valeurs des noeuds
----- On ne retient que les noeuds interieurs -----
ic2 = (1:nn)';
ibint = v2(:,3) ~= 0;  %noeuds du bord de la face 2_exterieure
ic2(ibint) = [];      %liste des noeuds interieur au maillage total
A = A(ic2,ic2);      %on ne garde que les noeuds interieurs
M = ones(nn,1);
end
=====
%                      Calcul du gradient du potentiel U
=====
function [B] = gradient(u,v,t);
%          retourne B matrice n*2 [B_x B_y]
%          u matrice colonne des potentiels u

```

```

%           v matrice colonne des coordonées des noeuds
%           t table de connectivité
%----- initialisation -----
nt = size(t,1);    %nombre de triangle
nn = size(v,1);    %nombre de noeuds
grad_elem_ref = [-1 1 0;    %gradients sur le triangle de référence
                  -1 0 1];
ind_ligne = 1;    %initialisation premiere ligne
M_elem = [ 2 1 1;      %matrice de masse elementaire
            1 2 1;
            1 1 2]/12;
M_elem = M_elem(:);
M_val = zeros(nt*9,1);
%----- boucle sur les triangles -----
for k = 1:nt
Tk = t(k,1:3);  %on recupere les noeuds definisant le triangle k  [n1 n2 n3]
vk = v(Tk,1:2); %coordonnées des noeuds du triangle k
airek = t(k,5); %aire du triangle k
%on recupere les indices des neuds pour ensuite placer les 9
%contributions du triangle k dans la matrice C
indice=Tk'*ones(1,3); %3*3 chaque colonne [n1 n1 n1 ;n2 n2 n2;n3 n3 n3]
ligne(ind_ligne:ind_ligne+8)=indice(:); %on stocke sous la forme de colonne
indice=indice';
colonne(ind_ligne:ind_ligne+8)=indice(:);  %[n1;n1;n1;n2;n2;n2;n3;n3;n3]
%----- Calcul matrice C -----
%Jacobien
Jk = [vk(3,2)-vk(1,2)  vk(1,1)-vk(3,1);  vk(1,2)-vk(2,2)  vk(2,1)-vk(1,1)];
grad_elem = Jk' * grad_elem_ref;  %Calcule le gradient dans triangle a
%partir triangle de reference
C_elem_x1 = (1/6) * [ grad_elem(1,1)*ones(1,3);
                        grad_elem(1,2)*ones(1,3);
                        grad_elem(1,3)*ones(1,3)];
C_elem_x1 = C_elem_x1(:);
C_val_x1(ind_ligne:ind_ligne + 8) = C_elem_x1;
C_elem_x2 = (1/6) * [ grad_elem(2,1)*ones(1,3);

```

```

        grad_elem(2,2)*ones(1,3);
        grad_elem(2,3)*ones(1,3]);
C_elem_x2 = C_elem_x2(:);
C_val_x2(ind_ligne:ind_ligne + 8) = C_elem_x2;
%----- Calcul matrice M -----
M_val(ind_ligne:ind_ligne+8) = airek*M_elem;
ind_ligne = ind_ligne + 9;      %itération
end
C_x1 = sparse(ligne,colonne,C_val_x1);      %on place les valeurs avec les nums des noeuds
C_x2 = sparse(ligne,colonne,C_val_x2);
M = sparse(ligne,colonne,M_val);
%----- Resolution du systeme lineaire-----
B_x1 = M\ (C_x1'*u);
B_x2 = M\ (C_x2'*u);
B = [B_x1 B_x2];
end
%=====
% Résolution champ magnétique avec éléments finis P1
%=====
%----- élaboration du maillage -----
a = 1; %taille de l'aimant carre de taille a
%taille de la cuve
L = 5; %longueur
H = 5; %hauteur
node1 = [-a,-a; a,-a; a,a; -a, a];    %liste des noeuds intérieurs
node2 = [-L,-H; L,-H; L,H; -L, H];    %liste des noeuds extérieurs
edge1 = [(1:size(node1,1))',[ (2:size(node1,1))'; 1]]; %liste des arêtes intérieures
edge2 = [1,2; 2,3; 3,4; 4,1];           %liste des arêtes extérieures
edge = [edge1; edge2+size(node1,1)];    %liste de toutes les arêtes mises dans l'ordre
node = [node1; node2];                  %liste de tous les noeuds mises dans l'ordre
pas_h=0.2;                            %pas maximal du maillage
hdata = [];
hdata.hmax = pas_h;
face{1} = 1:size(edge1,1);             %face de maillage interieure
face{2} = 1:size(edge,1);              %face de maillage exterieure

```

```

[v,t,fnum] = meshfaces(node,edge,face,hdata); %construction du maillage
;
%----- calcul matrices -----
[A, M, nn, ibint, ic2] = matrixP1final(v,t,fnum,node1,edge1,node2,edge2);
%----- résolution du systeme lineaire -----
A = A(ic2,ic2); %on ne resout que sur les noeuds interieurs
sol = A\ M;
u = zeros(nn,1);
u(ic2) = sol;
u(ibint) = 0;
B = gradient(u,v,t);
B_X = B(:,1);
B_Y = B(:,2);
%on recupere les coordonnées de chaque point du maillage
X = v(:,1);
Y = v(:,2);
end

```

B.0.2 Résolution des équations de Stokes

```

%=====
% Résolution finale avec superposition des deux tourbillons
%=====
%----- initialisation -----
% rapport R entre les forces magnetique
R = 0.005;

%----- resolution dans la configuration aimant centre -----
[X2,Y2,Z2,Uxgd_centre,Uygd_centre,Uzgd_centre,Pgd_centre] = stokes_3D(true,R);

%----- resolution dans la configuration aimant de cote -----
[X2,Y2,Z2,Uxgd_cote,Uygd_cote,Uzgd_cote,Pgd_cote] = stokes_3D(false,R);

%----- transposition du champ de vitesse et somme -----

```

```

[Uxgd_cote_transp,Uygd_cote_transp,Uzgd_cote_transp] =
transposition_champ(Uxgd_cote,Uygd_cote,Uzgd_cote);
% prise en compte du rapport R
R_i = norm(Uxgd_centre(:)) / norm(Uxgd_cote_transp(:));
Uxgd_cote_transp = (R / R_i) .* Uxgd_cote_transp;
Uxgd_total = Uxgd_centre + Uxgd_cote_transp;
Uygd_total = Uygd_centre + Uygd_cote_transp;
Uzgd_total = Uzgd_centre + Uzgd_cote_transp;

%=====
%   Résolution Equations de Stokes 3D dans le cube [0,Lx]x[0,Ly]x[0,Lz]
%   Elements Finis Q2/Q1
%=====

function [X2,Y2,Z2,Uxgd,Uygd,Uzgd,Pgd] = Stokes3D(aimant_centre,R)
% si aimant _centre = true l'aimant est centre, sinon non
%----- initialisation -----
global Lx Ly Lz %dimensions cuve
Lx=1; % largeur
Ly=1; % profondeur
Lz=1; % hauteur
nu=1; % viscosité
% Nombres de points dans les directions x, y et z
Nx=21;
Ny=21;
Nz=21;
%----- génération mailleur 3D -----
[v,t,nv1,nv2,nbquad,X,Y,Z] = mesh_3D(Lx,Ly,Lz,Nx,Ny,Nz);
% Recherche des points du bord pour le traitement des conditions aux
% limites de Dirichlet
ind_bd=find(v(:,1)==0|v(:,1)==Lx|v(:,2)==0|v(:,2)==Ly|v(:,3)==0|v(:,3)==Lz);
ind_bd=unique(ind_bd);
%-----
% Construction des matrices de Stokes
%   A = [ a   b
%         b'  0]
%   Masse : matrice de masse

```

```

%-----
[DxDx,DyDy,DzDz,DxDy,DxDz,DyDz,DxW,DyW,DzW,Masse]=matrix_3D(v,t);
A=[nu*(2*DxDx+DyDy+DzDz), nu*DxDy',
   nu*DxDy, nu*(DxDx+2*DyDy+DzDz),
   nu*DxDz, nu*DyDz,
   -DxW', -DyW',
   nu*DxDz', - DxW;
   nu*DyDz', -DyW;
   nu*(DxDx+DyDy+2*DzDz), -DzW;
   -DzW', sparse(nv1,nv1)];

% Construction du second membre
[fx, fy, fz, fxgd, fygd,fzgd,fxy] =
f2Dto3D_2(v,t,nv1,nv2,nbquad,X,Y,Z,Nx,Ny,Nz,aimant_centre);
% fx, fy, fz sont les forces dans des vecteurs colonnes 1*size(v,1)
% fxgd, fygd, fzgd sont les forces dans des matrices Nx*Ny*Ny pour
% affichage
F=[fx; fy; fz; sparse(nv1,1)];
% Traitement de la pression a moyenne nulle par multiplicateur de Lagrange.
[A,F,nv1] = tmtpressure(Nx,Ny,Nz,nv1,nv2,t,A,F);
% Traitement des CL
ibT=[ind_bd;ind_bd+nv2;ind_bd+2*nv2];
icT=(1:3*nv2+nv1);
icT(ibT)=[];
F(ibT)=[];
A = A(icT,icT);
%----- Resolution du systeme lineaire Ax=F -----
[sol,residu,iter]=linsolver(A,F,nv1,nv2-length(ind_bd));
UP=zeros(3*nv2+nv1-1,1);
UP(icT)=sol;
% Vitesse
Ux=UP(1:nv2); Uy=UP(nv2+1:2*nv2); Uz=UP(2*nv2+1:3*nv2);
% Pression
Pr=UP((3*nv2+1):end);
% Interpolation de la pression sur le maillage Q2
nt1= (Nx-1)*(Ny-1)*(Nz-1); % nb de cubes Q1

```

```

Pr2 = build_Q2Pressure(t(1:nt1,:),Pr,nv2);

% Construction du maillage Q1-isoQ2
tQ1isoQ2 = meshQ1isoQ2(t);
[X2,Y2,Z2,Uxgd,Uygd,Uzgd,Pgd] = gridformat(Lx,Ly,Lz,Nx,Ny,Nz,v,Ux,Uy,Uz,Pr2);
end

%=====
%      a partir d'un maillage donne f2Dto3D82 renvoit
%      le terme source f de l'equation de navier-stokes
%=====

function [fx, fy, fz, fxgd, fygd,fzgd,fxy] =
f2Dto3D_2(v,t,nv1,nv2,nbquad,X,Y,Z,Nx,Ny,Nz,aimant_centre)
%   fx, fy, fz sont les forces dans des vecteurs colonnes 1*size(v,1)
%   fxgd, fygd, fzgd sont les forces dans des matrices Nx*Ny*Ny pour
%   affichage
%----- extraction d'une couche 2d et triangulation -----
lz = 0;                                % niveau z=0
indz = find(v(:,3) == lz);
xz = v(indz,1); yz = v(indz,2); vz = [xz, yz];
tz = delaunay(xz,yz);                  % triangulation de Delaunay des points du plan

figure();
triplot(tz,xz,yz);    % affichage
title('couche 2D extraite du maillage 3D de la cuve')
%on voit que les point dans v ne sont pas dans l'ordre avec triplot
%----- coordonnées des differents maillage -----
node_ensemble = [0,0 ; 10 0; 10 10; 0 10]; % maillage total
node_select = [4.5 4.5;5.5 4.5; 5.5 5.5; 4.5 5.5]; % mailage cuve
%----- configuration aimant -----
if aimant_centre == true
    node_aimant = [4.75 3.5; 5.25 3.5; 5.25 4.5; 4.75 4.5];
end
if aimant_centre == false
    node_aimant = [5.1 3.5;5.6 3.5;5.6 4.5;5.1 4.5];
end

```

```

edge_aimant = [(1:size(node_aimant,1))',[2:size(node_aimant,1)); 1]];
edge_ensemble = [1,2; 2,3; 3,4; 4,1];
edge_total = [edge_aimant; edge_ensemble+size(node_aimant,1)];
node_total = [node_aimant; node_ensemble];
%----- generation maillage total de resolution du probleme 2D -----
L_total = 10;
H_total = 10;
x_2D = linspace(0,L_total,2*10*(Nx-1) + 1)';
y_2D = linspace(0,H_total,2*10*(Ny-1) + 1 )';
[X_total_2D,Y_total_2D] = meshgrid(x_2D,y_2D);
v_total_2D_x = X_total_2D';
v_total_2D_x = v_total_2D_x(:);
v_total_2D_y = Y_total_2D';
v_total_2D_y = v_total_2D_y(:);
v_total_2D = [v_total_2D_x(:) v_total_2D_y(:)];
t_total_2D = delaunay(v_total_2D(:,1),v_total_2D(:,2));
%----- calcul du champ magnétique sur la couche z=0 -----
[B_X,B_Y] = champ_magnetique_fct_Tancrede_1(v_total_2D,t_total_2D, ...
node_aimant,edge_aimant,node_ensemble,edge_ensemble,aimant_centre);
f0 = B_Y; %calcul du second membre sur le plan z=0
%----- placement du second membre dans le maillage 3D -----
%----- ne marche pas -----
% l'idée est de recuperer les coordonnées au-dessus de chaque noeuds pour
% assigner les même valeurs que la couche z=0
% for k=1:size(f0,1)
%     iz = find(abs((v(:,1) - vz(k,1)))<0.01 & abs((v(:,2) - vz(k,2)))<0.01);
%     if size(iz,1) ~= 21
%         lk = 1;
%     end
%     fz(iz,:) = f0(k);
% end
%----- test table de connectivite -----
% test_connectivite = true;
% for ti = 1:size(t,1)
%     a = (fz(t(ti,1))==fz(t(ti,13))) && (fz(t(ti,1))==fz(t(ti,5))) && ...

```

```

%           (fz(t(ti,3))==fz(t(ti,15))) && (fz(t(ti,3))==fz(t(ti,7))) && ....
%           (fz(t(ti,9))==fz(t(ti,22))) && (fz(t(ti,9))==fz(t(ti,17))) && ...
%           (fz(t(ti,21))==fz(t(ti,27))) && (fz(t(ti,21))==fz(t(ti,26)));
%
%       if a == false
%
%           test_connectivite = false
%
%       end
%
%   end
%
%   les test montre que les valeur ne suivent pas les tables connectivite
%----- placement des valuers de f0 dans une matrice 3D -----
%
%   placement des valuers sur une matrice Nx*Ny*Nz
%
%   d'abord placement de f0 sur une matrice Nx*Ny comme les valeurs sont
%   les meme sur chaque plan du maillage selon z
fxy = zeros(2*Ny-1,2*Nx-1);
for yi = 1:2*Ny-1      % selon l'axe y
    for xj = 1:2*Nx-1      % selon l'axe x
        m = (2*Nx-1)*(yi-1)+xj ;
        fxy(yi,xj) = f0(m);
    end
end
fxgd=zeros(2*Ny-1,2*Nx-1,2*Nz-1);
fygd=zeros(2*Ny-1,2*Nx-1,2*Nz-1);
fzgd=zeros(2*Ny-1,2*Nx-1,2*Nz-1);
%
% comme la valeur selon z est l seule non-nulle on ne touche pas aux autres
% composante ce qui serait des calculs inutiles
for p=1:(2*Nz-1)
    fzgd(:,:,p)=fxy;
end
%---constitution de fz a partir de fzgd en respectant la structure de v --%
hx=1/(2*(Nx-1)); hy=1/(2*(Ny-1)); hz=1/(2*(Nz-1));
%fzgd=zeros(2*Ny-1,2*Nx-1,2*Nz-1);
for m = 1:size(fz,1)
    ind = round(v(m,:)/[hx, hy, hz])+1;
    fz(m,:) = fzgd(ind(2),ind(1),ind(3));
end
%----- mise ne forme matrice 3D pour affichage avec quiver -----

```

```

% ainsi on verifie le bon placement des donnees
% cela necessite le rearrangement des donnees dans une matrice 3D
hx = 1/(2*(Nx-1)); hy = 1/(2*(Ny-1)); hz = 1/(2*(Nz-1));
for m = 1:size(fz,1)
    ind = round(v(m,:)./[hx, hy, hz])+1;
    fzgd(ind(2),ind(1),ind(3)) = fz(m);
end

end
=====
% adaptation du code de résolution du champ magnétique précédent
% champ_magnetique_fct_Tancrede_1 renvoie le champ
% magnétique pour lmes données du maillage
=====
function [B_cuve_X, B_cuve_Y] = champ_magnetique_fct_Tancrede_1(v_total_2D, ...
t_total_2D,node_aimant,edge_aimant,node_ensemble,edge_ensemble,aimant_centre)
----- définition de fnum pour situer pour chaque triangle du maillage -----
% face 1 = aimant
% face 2 = cuve
% face 3 = le reste avec le maillage de résolution total
fnum = 3 * ones(size(t_total_2D,1),1); %fnum a 3 de base apres on cherche la cuve et l'aimant
if aimant_centre == true %si l'aimant est en position centree
    int_aimant = find(v_total_2D(:,1) >= 4.75 & v_total_2D(:,1) <= 5.25 &...
v_total_2D(:,2) >= 3.5 & v_total_2D(:,2) <= 4.5);
end
if aimant_centre == false %si l'aimant est sur le coté
    int_aimant = find(v_total_2D(:,1) >= 5.1 & v_total_2D(:,1) <= 5.6 &...
v_total_2D(:,2) >= 3.5 & v_total_2D(:,2) <= 4.5);
end
int_cuve = find(v_total_2D(:,1) >= 4.5 & v_total_2D(:,1) <= 5.5 &...
v_total_2D(:,2) >= 4.5 & v_total_2D(:,2) <= 5.5);
for k = 1:nt
if ismember(t_total_2D(k,1),int_aimant) && ismember(t_total_2D(k,2),int_aimant) &&...
ismember(t_total_2D(k,3),int_aimant);
    fnum(k) = 1; %aimant
end
end

```

```

    end
    if ismember(t_total_2D(k,1),int_cuve) && ismember(t_total_2D(k,2),int_cuve) &&...
ismember(t_total_2D(k,3),int_cuve);
        fnum(k) = 2; %cuve
    end
end
%----- Calcul des matrices -----
%même code que précédemment

%----- récupération de la solution sur la cuve -----
j = 1;
for k = 1:nt
if fnum(k) == 2
t_cuve(j,:) = t_total_2D(k,1:3);
        j = j + 1;
    end
end
numeros_noeuds_cuve = unique(sort(t_cuve(:)));
v_cuve = v_total_2D(numeros_noeuds_cuve,:);
u_cuve = u(numeros_noeuds_cuve,:);
B_cuve = B(numeros_noeuds_cuve,:);
B_cuve_X = B_cuve(:,1);
B_cuve_Y = B_cuve(:,2);
X_cuve_2D = v_cuve(:,1);
Y_cuve_2D = v_cuve(:,2);
X_total_2D = v_total_2D(:,1);
Y_total_2D = v_total_2D(:,2);
end
%=====
%      transpose le champ par couche de telles manière
%      a pouvoir sommer les champs de vitesses
%=====
function [Ux_transp,Uy_transp,Uz_transp] = transposition_champ(Ux,Uy,Uz)
% prend en argument les champs sous forme de matrice de taille Nx * Ny * Nz
%----- initialisation -----

```

```

Ux_transp = zeros(size(Ux));
Uy_transp = zeros(size(Uy));
Uz_transp = zeros(size(Uz));
%----- pour Uz -----
for z = 1:size(Uz,3)
    for x = 1:size(Uz,1)
        Uz_transp(:,size(Uz,1) + 1 - x,z) = Uz(x,:,:)' ;
    end
end
%----- pour Ux -----
for z = 1:size(Ux,3)
    for x = 1:size(Uz,1)
        Ux_transp(:,size(Uz,1) + 1 - x,z) = - Uy(x,:,:)' ;
    end
end
%----- pour Uy -----
for z = 1:size(Uy,3)
    for x = 1:size(Uz,1)
        Uy_transp(:,size(Uz,1) + 1 - x,z) = Ux(x,:,:)' ;
    end
end

```

Nous n'explicitons pas les fonctions fournis par les tuteurs que nous n'avons pas modifiés.

Bibliographie

[1] V.Toussaint, 1997, *Études des phénomènes de mélange dans des écoulements laminaires chaotiques en configuration tridimensionnelle*, thèse de doctorat, Mécanique. Lyon : l'école Centrale de Lyon.

[2] *Maillage par mesh2d – GNU GPL - Copyright (C) 2007 Darren Engwirda*

Introduction à l'analyse numérique (1998), de Jacque Rappaz et Marco Picasso, publié par les Presses polytechniques et universitaires romandes.

Méthode des éléments finis : élasticité plane par Yves Dabard, Institut Universitaire de Technologie du Mans Département Génie Mécanique et Productique , <http://iut.univ-lemans.fr/ydlogi/index.html>, 24 mars 2006 – 29 mars 2011

Analyse numérique des équations de Navier-Stokes, Jean-François Scheid, Cours de Master 2 Mathématiques (Recherche) - Université de Lorraine, Nancy.

Projet de deuxième Année : Génération de maillages 2D avec Matlab de Jean-Philippe LEBOUCHER Benjamin PACCOU avec comme chef de Projet Jonas KOKO, Institut Supérieur d'Informatique, de Modélisation et de leurs Applications