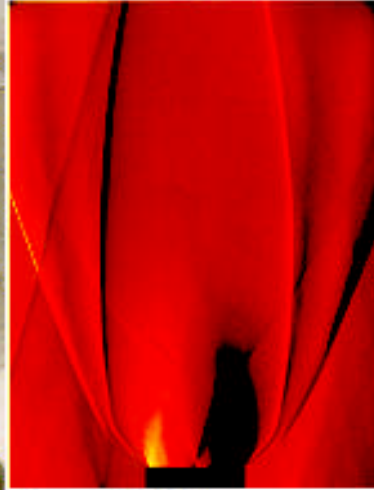


ONERA



Tiré à Part

Simulation numérique directe du sillage tourbillonnaire
derrière une maquette d'A300

O. Labbé, P. Sagaut

36^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF
Orléans (France), 20-22 mars 2000

Simulation numérique directe du sillage tourbillonnaire derrière une maquette d'A300

Numerical study of the vortex wake behind a A300 model

par

O. Labbé, P. Sagaut

36^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAUF
Orléans (France), 20-22 mars 2000

Simulation Numérique Directe du Sillage Tourbillonnaire derrière une Maquette d'A300

O. Labbé et P. Sagaut

*Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
29 av. de la Division Leclerc, 92322 CHÂTILLON Cedex, FRANCE*

Abstract

The development of the wake vortex behind a A300 Airbus model in high- lift configuration with slats and flaps is computed in solving Navier-Stokes equations for an incompressible fluid with a second-order accurate scheme in time and space. A first code validation is carried out with a comparison between the results of the near wake with those obtained in wind tunnel. The temporal wake vortex simulation allows us to compare the main vortex trajectory with data measured by laser tomography in the ONERA facility. A three-dimensional simulation over 30 spans shows the 2-D code efficiency insofar as the vortex trajectories are very close.

Résumé

Le développement du sillage tourbillonnaire d'une maquette d'AIRBUS A300 en configuration hyper sustentée avec bords de fuite et volets, est simulé en résolvant les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible avec un schéma du second ordre en temps et en espace. Une première validation du code est effectuée en comparant les résultats dans le champ proche avec ceux obtenus en soufflerie. La simulation temporelle de la nappe tourbillonnaire permet de comparer la trajectoire du tourbillon principal avec les données obtenues par tomographie laser à la catapulte de l'ONERA. Une simulation tridimensionnelle sur une trentaine d'envergures permet de montrer l'efficacité du code 2-D dans la mesure où les trajectoires des tourbillons sont très proches.

Introduction

Pour améliorer la sécurité du trafic aérien, il est nécessaire de mieux comprendre la formation, le développement et la disparition du sillage d'un avion de transport. La fréquence des décollages et atterrissages sur un aéroport est soumise à une contrainte portant sur la distance de séparation minimum entre deux avions consécutifs afin d'assurer la sécurité.

Les tourbillons de sillage peuvent provoquer de sérieux dommages si un avion suiveur les rencontre. Comme la probabilité d'une telle situation est plus grande sur un aéroport qu'en vol, l'espacement des avions sur les aéroports est dicté par les caractéristiques des tourbillons laissés sur les pistes. Les tourbillons de sillage sont des écoulements complexes, dont la structure est loin d'être comprise de façon complète. La connaissance de leur évolution doit être améliorée afin de fournir à l'industrie aéronautique des outils corrects afin d'une part d'évaluer le développement et la persistance du sillage tourbillonnaire dans le champ proche et lointain et aussi d'identifier les problèmes liés à leur rencontre. Spalart [1] par

exemple, fait une revue de l'ensemble des problèmes liés au sillage tourbillonnaire.

Plusieurs facteurs tels que la turbulence, la stratification, l'effet de sol et le vent ont une action sur la diminution, la stabilité et la trajectoire (rebond) du sillage tourbillonnaire.

Les premières études sur les instabilités de sillage sont dues à Crow [2,3]. Les mécanismes principaux étant l'appariement d'une paire de tourbillons ou l'éclatement d'un tourbillon isolé.

Les tourbillons de sillage produits par un avion peuvent persister plusieurs kilomètres derrière l'avion. La difficulté majeure pour les modéliser est que la capacité actuelle des ordinateurs ne nous permet pas de simuler le développement spatio-temporel dans son intégralité. Plusieurs simulations numériques ont déjà été réalisées en 2-D [4,5,6,7] et en 3-D [8,9,10,11] dans différentes configurations et avec des comparaisons avec l'expérience.

Dans ce papier, on montre la capacité d'un code résolvant les équations de Navier-Stokes en deux dimensions de prédire le sillage du champ proche au champ lointain. L'avantage de cette méthode est de simuler un domaine de calcul restreint et donc d'obtenir des résultats dans de brefs délais. Les

simulations sont effectuées à partir de données expérimentales obtenues en soufflerie sur une maquette d' A300, une première comparaison est faite dans le sillage proche. Le calcul est poursuivi jusqu'à 90 envergures et permet de comparer la position du tourbillon principal avec l'expérience. Par ailleurs, une simulation tridimensionnelle par morceaux est réalisée afin de comparer la trajectoire des différents tourbillons en 2-D et 3-D.

Après la présentation des dispositifs expérimentaux, les outils numériques sont décrits et les résultats de la simulation sont comparés aux données expérimentales.

Dispositif et mesures expérimentales

L'ensemble des travaux réalisés sur cette configuration, ainsi que les dispositifs expérimentaux sont décrits dans [12].

Les expériences se déroulent en deux phases:

- la première consiste à mesurer dans la soufflerie F1 de l'ONERA (Fauga Mauzac) une maquette au 1/22 d'un AIRBUS A300 de manière à caractériser son sillage proche.
- la deuxième à catapulte au banc B10 de l'ONERA (IMFL LILLE) cette même maquette afin d'observer l'évolution de son sillage jusqu'à une centaine d'envergures.

Expérience dans la soufflerie F1

La maquette de l'A300 utilisée dans ces essais a une envergure b de 2m, elle est en configuration hyper sustentée, dite 15-15 (becs braqués à 15°, volets internes et externes braqués à 15°). Le point de vol correspond à un C_z de 1,2 et une incidence de 8,5°.

La caractérisation du champ proche se fait à l'aide de 2 sondes à 5 trous, à différentes positions derrière la maquette:

-station 1 0,15b

-station 2 1,10b

-station 3 1,85b.

Sur ces 3 stations, des cartes de vitesse (3 composantes) et de pression sont disponibles.

Nous utiliserons la station 2 pour initialiser la simulation numérique.

Expérience au banc B10

La maquette est catapultée et vole librement sur une longueur de 30 m, elle traverse un ensemencement de bulles de savon gonflées par un mélange air-hélium. Une technique de PIV de grande taille dans un champ transversal permet d'obtenir des cartes de vitesse instantanée .

Par ailleurs la tomoscopie laser dans un plan transversal permet de visualiser la structure du sillage dans ses phases de formation, d'évolution et de dégénérescence. Plusieurs tirs ont été effectués

montrant une dissymétrie gauche / droite dans la position du tourbillon principal.

Modèle mathématique

Les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible s'écrivent sous forme adimensionnée de la façon suivante:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (u \otimes u) = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 u$$

$$\nabla \cdot u = 0$$

où le nombre de Reynolds Re est calculé en utilisant la vitesse à l'infini et la demi envergure.

Une équation de Poisson pour la pression p est obtenue en appliquant l'opérateur divergence à l'équation de quantité de mouvement, conduisant à :

$$\nabla^2 p = -\nabla \cdot \nabla \cdot (u \otimes u)$$

L'intégration en temps est réalisée en utilisant une méthode semi-implicite du second ordre. Les termes convectifs sont traités à l'aide d'un schéma explicite du second ordre de type Adams-Bashforth, tandis qu'une formulation rétrograde implicite du second ordre est utilisée pour les termes de diffusion.

La contrainte d'incompressibilité est imposée par l'utilisation d'une méthode de projection approchée. Le problème semi-discret en utilisant pour les inconnues la forme incrémentale:

$\Delta u^n = u^{n+1} - u^n$ s'écrit de la façon suivante:

$$\left[1 - \frac{2\Delta t}{3} \left(\frac{1}{Re} \right) \nabla^2 \right] \Delta u^n = \frac{1}{3} \Delta u^{n-1} +$$

$$\frac{2\Delta t}{3} \left\{ \left(\frac{1}{Re} \right) \nabla^2 u^n - \nabla p^n - (\nabla \cdot (u \otimes u))^* \right\}$$

où $*$ correspond à l'extrapolation du second ordre d'Adams-Bashforth:

$$\Phi^* \equiv \frac{3}{2} \Phi^n - \frac{1}{2} \Phi^{n-1}$$

Le terme de pression p^n est calculé en résolvant l'équation de Poisson semi-discrète suivante:

$$-\nabla^2 p = \nabla \cdot \nabla \cdot (u^n \otimes u^n) - \frac{2}{\Delta t} \nabla \cdot u^n + \frac{1}{2\Delta t} \nabla \cdot u^{n-1}$$

Les systèmes linéaires sont résolus avec un algorithme de type Bi-CGSTAB pour les équations

de quantité de mouvement et de type ORTHOCR pour la pression.

Les dérivées spatiales sont approchées en utilisant des schémas aux différences finies d'ordre 2. Le terme de convection est écrit à l'aide de la forme anti symétrique de manière à réduire les erreurs d'aliasing et augmenter la stabilité de la méthode.

La partie non conservative est discrétisée à l'aide d'un schéma décentré du troisième ordre [13].

Comme cela a déjà été établi, la turbulence a des effets négligeables sur les composantes de vitesse radiale et azimutale dans les tourbillons de sillage [14, 15]. La simulation étant bidimensionnelle, aucun modèle de turbulence n'est implanté et la composante longitudinale de la vitesse peut-être interprétée comme un scalaire passif. On attend des simulations numériques de retrouver la dynamique des grosses structures du sillage qui sont associées à l'enroulement de la nappe tourbillonnaire derrière l'aile, à l'appariement des tourbillons d'extrémité. Par ailleurs, un tel code n'est pas en mesure de reproduire un phénomène dit de errements [14, 16], associé à des mouvements instationnaires du tourbillon dans son ensemble.

De plus, la simulation n'étant pas capable de calculer la nappe à partir de l'aile, le calcul est dépendant de la précision des données expérimentales pour l'initialisation.

Cas de calcul

Cas bidimensionnel

Les mesures expérimentales du banc B10 fournissent la position du tourbillon principal jusqu'à 90 envergures, bien que le vol soit de 30 m, l'enregistrement du sillage continue avec une maquette déjà à l'arrêt. Numériquement, il est inenvisageable de simuler en tridimensionnel un tel domaine de calcul, le nombre de points nécessaire dépassant largement les capacités de nos ordinateurs. En revanche, en supposant qu'il n'y ait pas de gradients dans la direction principale de l'écoulement (x), on peut simuler le développement temporel de la nappe. Comme le code de calcul utilisé est tridimensionnel, le domaine de calcul contient 7 plans perpendiculaires à l'écoulement de manière à pouvoir appliquer le schéma numérique. Des conditions de périodicité dans cette direction permettent d'assurer le développement temporel du sillage. Le nombre de Reynolds utilisé dans la simulation est égal à celui de la soufflerie (500 000). Le domaine de calcul correspond à la moitié d'une section perpendiculaire de la soufflerie. Une condition de symétrie est appliquée sur le plan $y = 0$ qui coïncide avec la moitié du fuselage. Le domaine de calcul considéré a les dimensions suivantes en mètres : $[-3,8, 0]$ par $[0,9, 5,49]$, avec respectivement dans les directions y et z, 423 et 511 points de maillage uniformément répartis. Des

conditions d'extrapolation sont imposées sur les plans : $y = -3,8$ et $z = 0,9$, tandis qu'une condition de Dirichlet sur la vitesse est appliquée en $z = 5,49$. L'extrémité d'aile est localisée en $y = -1$ et $z = 4,3$ au début du vol libre de la maquette. Le pas de temps utilisé dans la simulation vaut 0,001.

Les mesures expérimentales (3 composantes de la vitesse) de la station 2 de la soufflerie F1 sont utilisées comme initialisation de la simulation.

Cas tridimensionnel

Afin de valider les résultats du code bidimensionnel, une simulation tridimensionnelle par blocs a été réalisée de la façon suivante. La grille bidimensionnelle précédente est conservée, en revanche dans la direction de l'écoulement un maximum de points de manière à utiliser toute la mémoire possible du NEC(SX5). Ainsi avec 71 points dans la direction principale, le domaine de calcul comporte 15,3 millions de nœuds et simule un écoulement sur une distance de 3,5 envergures. Après convergence de ce calcul, le bloc suivant est initialisé avec les résultats du dernier plan du bloc précédent. Le calcul d'un bloc coûte environ 35h CPU et 23 blocs seraient nécessaires pour couvrir l'ensemble du sillage mesuré à la catapulte. A la place de la condition de périodicité du cas précédent, des conditions d'entrée-sortie sont utilisées dans la direction principale. Les résultats présentés dans ce papier couvrent 8 blocs de calcul donc une trentaine d'envergures.

Résultats 2-D

Champ proche

La distribution de la vitesse longitudinale donnée par la station 2 des mesures expérimentales au banc F1 est tracée sur la figure 1. Celle-ci met en évidence la nappe tourbillonnaire engendrée par l'extrémité d'aile et les deux volets.

Le tourbillon le plus intense correspondant à l'extrémité d'aile ainsi que la partie externe du volet extérieur sont des tourbillons co-rotatifs et décrivent un mouvement giratoire autour de leur centre de gravité, jusqu'à leur fusion. A droite de la figure 1, sont visibles la trace du fuselage ayant fusionné avec la partie interne du volet intérieur, le tourbillon correspondant à la partie externe du volet interne ainsi que celui issu de la partie interne du volet externe.

La figure 2 permet de comparer la vitesse longitudinale à la station 3 ($x=1,85b$). On constate que la simulation reproduit bien la position des différents tourbillons.

La figure 3 montre un bon accord sur la circulation calculée autour du centre du tourbillon d'extrémité d'aile, entre le calcul et l'expérience correspondant à la station 3.

Champ lointain

Dans les deux figures suivantes, on montre les trajectoires des différents tourbillons. La figure 4 décrit la trajectoire en envergure, c'est-à-dire dans la direction y, la figure 5 dans la direction verticale z.

Trois vols à la catapulte sont tracés (IMFL VOL09, VOL10 et VOL36). Pour la simulation, tous les tourbillons sont suivis jusqu'à plus de 80 envergures. Avant 3 envergures, les tourbillons de bout d'aile et d'extrémité de volet externe sont appariés. On suit ensuite ce tourbillon , qui est le plus intense, sa trajectoire jusqu'à 30 envergures est en bon accord avec l'expérience dans la direction y, mais montre un déficit de vitesse verticale (figure 5). Le tourbillon d'empennage et l'interne du volet externe sont co-rotatifs. Ce dernier va migrer vers le tourbillon principal et tourner autour de lui. Quant à la partie externe du volet interne, après une forte descente , il amorce un mouvement de rotation autour du tourbillon principal.

Les figures 6, 7, 8 et 9 montrent l'appariement des tourbillons d'extrémité de voilure et d'extrémité de volet externe en traçant la vorticité longitudinale. Les deux tourbillons tournent l'un autour de l'autre, le premier étant le plus intense, il absorbe l'autre.

Les figures 10, 11, 12 et 13 décrivent l'évolution spatio-temporelle de la nappe tourbillonnaire. Ces figures correspondent respectivement à des distances $x = 2,1 \ 21,1 \ 41,1$ et $86,1$ envergures.

La vitesse longitudinale est tracée et montre une expansion de la nappe avec une baisse de l'intensité. Les mouvements des différents tourbillons sont bien visualisés.

Résultats 3-D

Les figures 14 et 15 comparent respectivement dans les directions y et z, la trajectoire des différents tourbillons en 2-D et en 3-D. Les tracés montrent de très faibles différences qui justifient l'intérêt de l'utilisation du code bidimensionnel.

Conclusions

A partir de données expérimentales de la soufflerie F1 de Toulouse, une simulation numérique directe bidimensionnelle de la nappe tourbillonnaire derrière une maquette d' A300 a permis de montrer un bon accord calcul/expérience dans le champ proche. En continuant cette simulation, on compare la trajectoire du tourbillon principal obtenue en faisant voler cette même maquette à la catapulte de l'ONERA (LILLE). Un assez bon accord est retrouvé sur une trentaine d'envergures, mais l'ensemble tourbillonnaire de la simulation ne semble pas descendre aussi vite que ne le prévoient

les essais. Par ailleurs, le calcul numérique permet de suivre l'ensemble des différents tourbillons de sillage alors que les mesures expérimentales ne fournissent des données que sur le tourbillon principal. Apparemment le calcul tridimensionnel n'améliore pas la position du tourbillon principal. Le déficit de vitesse verticale est peut-être à chercher dans l'imposition des conditions aux limites.

Références

- [1] Spalart, Ph.,R., "Airplane trailing vortices ", Ann. Rev. Fluid Mech. (Palo Alto, Ca) 1998.
- [2] Crow, S., "Stability theory for a pair of trailing vortices", AIAA JOURNAL, Vol. 8, No. 12, 1970
- [3] Crow, S., Bate, E. J., "Lifespan of trailing vortices in a turbulent atmosphere", J. Aircraft, Vol.13, No. 7,1976, pp. 476-482.
- [4] de Bruin, A. C., Hegen, G.,H. , Rohne, P.,B. Spalart, PH., R., "Flow field survey in trailing vortex system behind a civil aircraft model at high lift ", NLR TP 96284 U, 1996
- [5] Corjon, A., Darracq, D., Venzac, P., Bougeault, P. , "Three-dimensional Large Eddy Simulation of Wake Vortices. Comparison with field measurements ", AIAA Paper 97-2309, 1997
- [6] Holzapfel, F. , Gerz, T., "Two-dimensional wake vortex simulations in the stably stratified atmosphere" , AIAA Paper 98-2857, 1998
- [7] Proctor, F.H., "Numerical simulation of wake vortices measured during the Idaho Falls and Memphis Field programs", AIAA Paper 96-2496, 1996
- [8] Lewellen D.C., Lewellen, W.S. , "Large-Eddy Simulation of the Vortex-pair breakup in aircraft wakes", AIAA Journal, vol. 34, No. 11, 1996, pp. 2337-2345
- [9] Lewellen D.C., Lewellen, W.S., Poole, L.R., DeCoursey, R.J., Hansen, G.M., Hostelter, C.A., Kent, G.S., "Large-Eddy Simulations and Lidar measurements of vortex-pair breakup in aircraft wakes", AIAA Journal, vol. 36, No. 8, 1998, pp. 1439-1445
- [10] Gerz, T., Holzapfel, F. , "Wingtip vortices, turbulence, and the distribution of emissions", AIAA Paper 98-2856, 1998

[11] Shen, S., Ding, F., et al. , "Numerical modeling studies of wake vortices : real case simulations", AIAA Paper 99-0755, 1999

[12] Moens, F. Coton, P. , "Investigation of the configuration impact on the wake vortex formation and evolution", Technical Report RT 62/1736, ONERA, 1998.

[13] Kawamura, T. and Kuwahara, K., "Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness", AIAA Paper 84-0340, 1984

[14] Sipp, D., Coppens, F., Jacquin, L., "Theoretical and numerical analysis of vortex wakes", Third International Workshop on "Vortex Flows and related Numerical Methods ", Toulouse, juin 1998

[15] Ragab, S., Sreedhar, M., "Numerical simulation of vortices with axial velocity deficit", Phys. Fluids 7 (3), 1995, pp. 549-558

[16] Davenport, W., Rife, M.C., Liapis, S.I., Follin, G.J., "The structure and development of a wing tip vortex", J. Fluid Mech. 312, 1996, pp.67-106

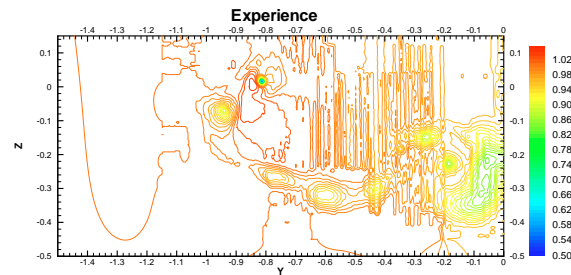


Figure 1: Mesures expérimentales, vitesse longitudinale, station 2.

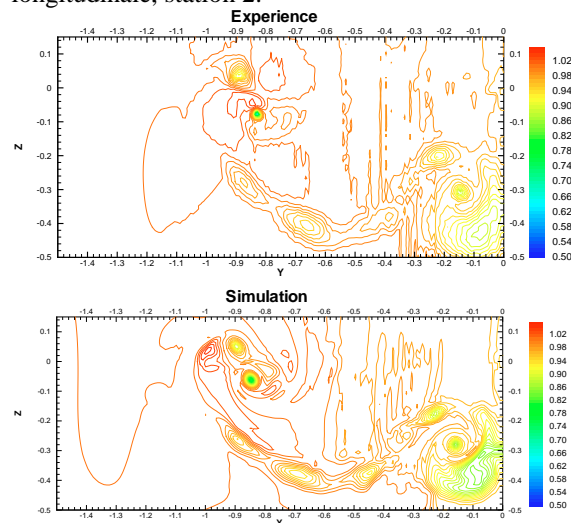


Figure 2 : Comparaison calcul / expérience sur la vitesse longitudinale, station 3.

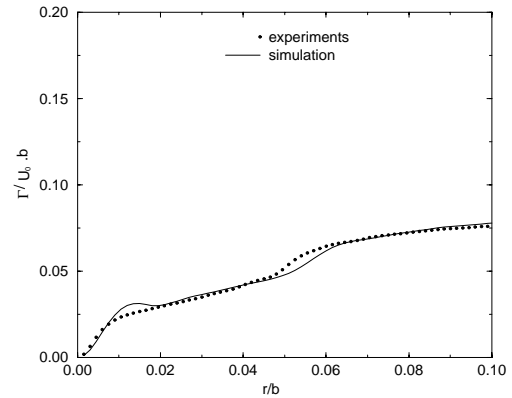


Figure 3 : Comparaison calcul / expérience sur la circulation , station 3.

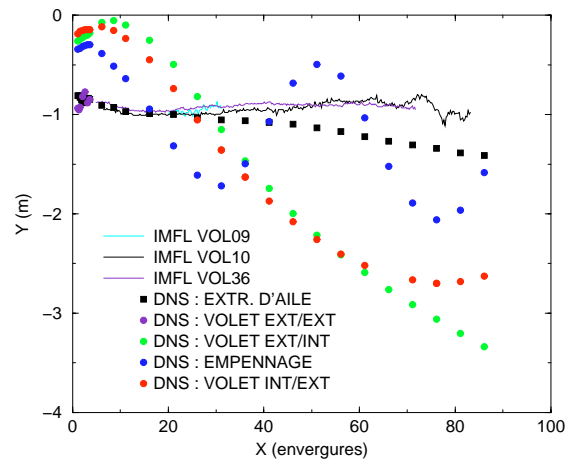


Figure 4 : Trajectoire en envergure des tourbillons.

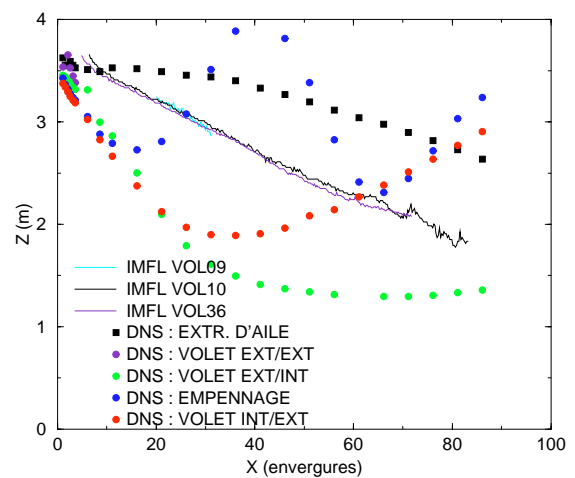


Figure 5 : Trajectoire verticale des tourbillons.

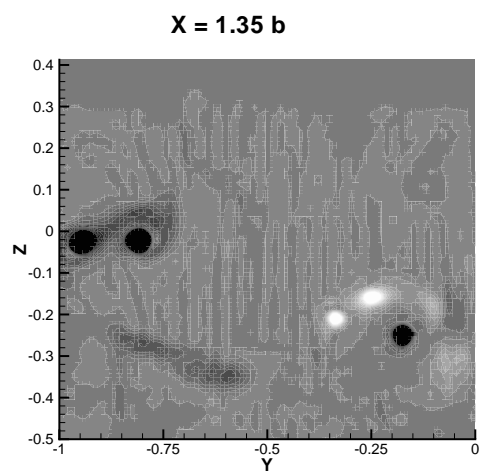


Figure 6 : Vorticité longitudinale à $x = 1.35 b$.

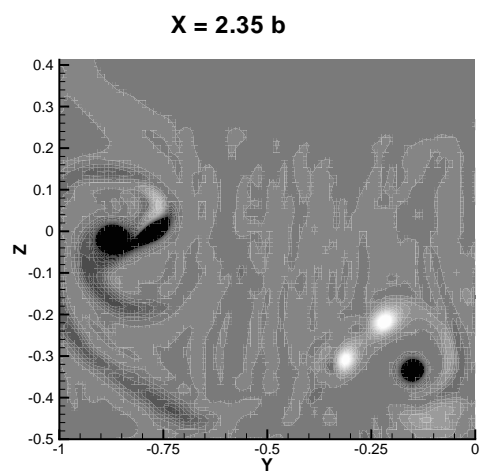


Figure 8 : Vorticité longitudinale à $x = 2.35 b$.

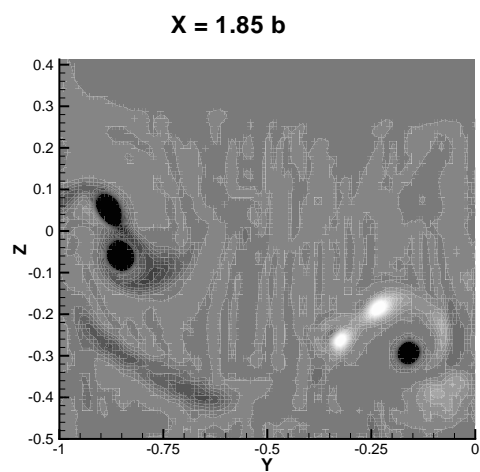


Figure 7 : Vorticité longitudinale à $x = 1.85 b$.

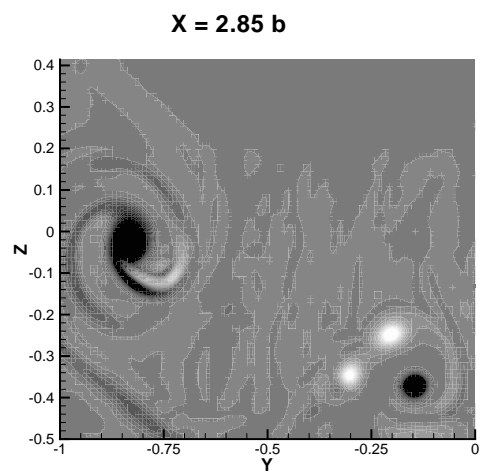


Figure 9 : Vorticité longitudinale à $x = 2.85 b$

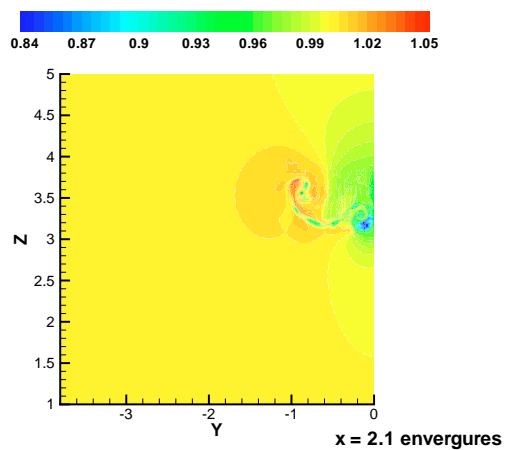


Figure 10 : Vitesse longitudinale à $x = 2,1$ b.

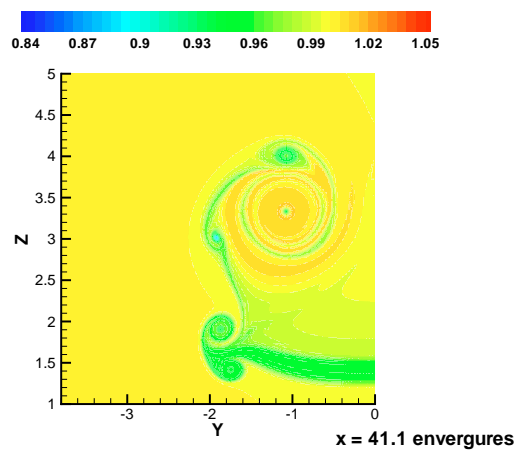


Figure 12 : Vitesse longitudinale à $x = 41,1$ b.

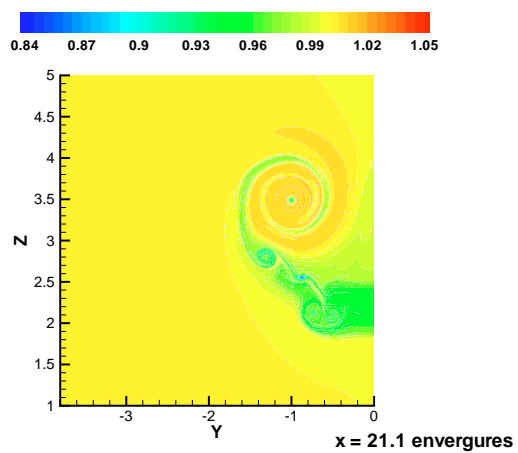


Figure 11 : Vitesse longitudinale à $x = 21,1$ b.

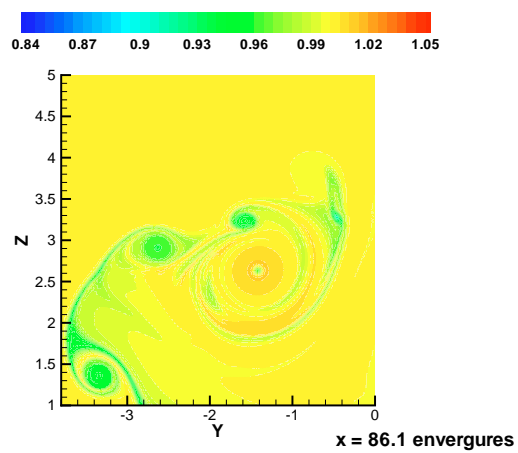


Figure 13 : Vitesse longitudinale à $x = 86,1$ b

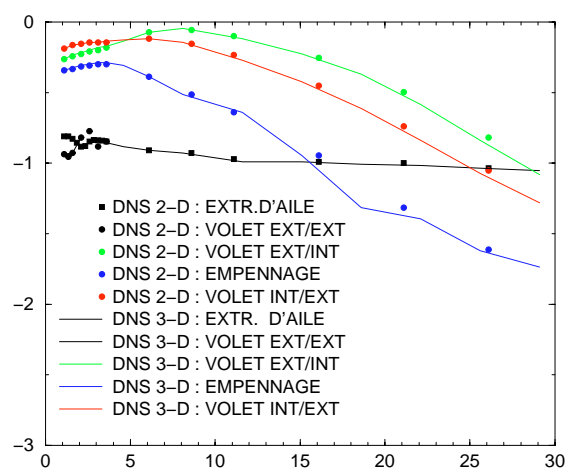


Figure 14 : Comparaison entre 2-D et 3-D sur la trajectoire en envergure des tourbillons.

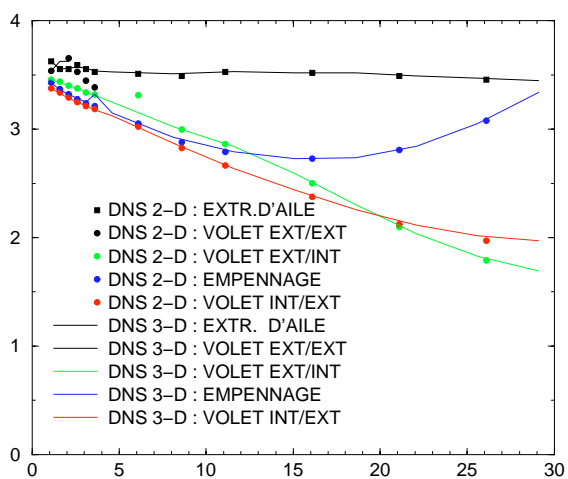


Figure 15 : Comparaison entre 2-D et 3-D sur la trajectoire verticale des tourbillons.