

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université M'hamed BOUGARA Boumerdès



Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département : Maintenance Industrielle
Laboratoire : Dynamique des Moteurs et Vibroacoustique



Mémoire de Magister
Filière : Génie Mécanique
Option: Dynamique des Moteurs et Vibroacoustique

Thème

**Influence des caractéristiques cinématiques et géométriques sur les
éclatements tourbillonnaires à surface libre**

Présenté par : MESSARI Mohamed Akli

Email : bouhou10140@yahoo.fr

Soutenu le : 20/01/2010

Devant le jury composé de:

Mr. Said RECHAK	Professeur	ENP Alger	Président
Mr. Lahcène Bencheikh	Professeur	UFA Sétif	Examineur
Mr. Nouredine Zeraïbi	Professeur	UMBBoumerdes	Examineur
Mr. Mohand Kessal	Professeur	UMBBoumerdes	Examineur
Mr. Rachid SACI	Professeur	UMBBoumerdes	Directeur de mémoire

Année universitaire 2008 /2009

Remerciements

Ce travail a été accompli au laboratoire Dynamique des moteurs et vibro-acoustique de l'Université M'hamed Bougara de Boumerdès, Faculté des Sciences de l'Ingénieur (F.S.I.).

Je tiens tout d'abord à remercier en premier lieu Allah, le tout puissant, de m'avoir donné autant de courage, de patience et de volonté pour atteindre ce but.

Mes premiers remerciements vont naturellement à mon directeur de mémoire, le Professeur SACI Rachid pour ses conseils et le partage de ses compétences scientifiques. Ce fut un plaisir de travailler avec lui. J'ai également apprécié la grande liberté qu'il m'a accordée dans la gestion de mon mémoire ainsi que sa passion pour la recherche et sa bonne humeur toujours présente. Bref, merci de m'avoir supporté ces années et d'en avoir fait une période plus qu'agréable pour moi. Merci également au président du jury Le Professeur Saïd RECHAK d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de ce mémoire.

Je remercie vivement Le Professeur Lahcène BENCHEIKH. de l'université Ferhat Abbes de Sétif, le Professeur Nouredine ZERAIBI de l'université de Mohamed Bougara de Boumerdes et le Professeur Mohand KESSAL de l'université de M'hamed Bougara de Boumerdes d'avoir accepté de faire parti du jury d'évaluation de ce mémoire, et pour leur déplacement et le temps qu'ils ont consacré à l'étude de ce document.

Je remercie notre Responsable du Laboratoire le Professeur NOUR Abdelkader pour les efforts consentis et les facilités qu'il met en la disposition des étudiants.

Egalement, mes vives remerciements pour Mme Caroline NORE, Professeur à l'Université Paris-Sud 11, pour l'assistance et la documentation qu'elle a mise en ma disposition, ça ma fait un grand plaisir de lui présenter mes sincères remerciements.

Je tiens aussi à remercier tous les enseignants qui ont assuré notre formation au cours de l'année théorique. Un remerciement spécial aux chers frères Abdennour CHEMLI, qui par sa disponibilité permanente a permis à ce travail d'aboutir, tout en gardent une fidèle amitié durant plus de cinq ans.

Mes remerciements s'adressent également à tous les membres du laboratoire, qui durant ces années mon permis de travailler dans un cadre agréable. Merci à tous mes collègues étudiants, les anciens et ceux encore en activité.

J'adresse un grand merci à mes collègues en post-graduation : Toufik, Samir, Ahmed, Mourad, Malik, Hamid et Nadia.

Je tiens à remercier particulièrement, Hamid Boudjemaa, Azédine Messaoudi, Meziane M.C, et Hamid Chouane et Saïd Oulbani, pour beaucoup de choses,

A tous mes ami(e) s sans exception, ils sont nombreux, je ne peux tous les citer mais je ne peux les oublier.

Je remercie tous les gens de mon passage, que j 'ai connus ou rencontrés dans ma vie, sociale et universitaire, et à tous ceux que je n'ai pas cités avec toutes mes excuses.

Mes reconnaissances vont également à toutes les personnes des l'Université, M'hamed Bougara de Boumerdès,

Enfin, que toutes les personnes ayant contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail, soient chaleureusement remerciées.

Dédicaces

Avant tout propos, je tiens à rendre grâce à Allah qui m'a guidé sur la bonne voie.

Je tiens à rendre hommage à mon père, et à celle qui a su et avoir pu faire de moi l'homme que je suis, « à maman » pour son indéfectible assistance et son soutien tout le long de ma formation ; les mots ne peuvent exprimer mon entière gratitude et ma reconnaissance pour tous leurs sacrifices.

A mon frère Mounir et mes sœurs Nabila, Faiza, Kenza et Hakima.

A tous mes neveux, tantes, oncles et cousins ainsi que toutes leurs familles.

A la mémoire de ma tante Mamès, que dieu l'accueille dans son vaste paradis.

A Mes deux Grandes Mères Yaya Messaouda et Yaya Fatima.

A tous mes amis sans exception.

Je prie Allah de leurs accorder longue vie et bonne santé

M.A MESSARI

Titre : Influence des caractéristiques cinématiques et géométriques sur les éclatements tourbillonnaires à surface libre

Résumé :

Le travail présenté dans ce mémoire est consacré à l'analyse et au contrôle actif d'une classe de structures dynamiques tourbillonnaires qui prennent naissance au sein d'une cavité cylindrique ouverte. Sous l'hypothèse d'un model de surface libre plane, des zones dites éclatées ont été mises en évidence numériquement, au dessus d'un seuil donné des taux de rotation du disque inférieur. Contrairement au cas du model à surface rigide, les résultats révèlent la possibilité d'attachement des zones de recirculation à la surface. Par ailleurs, l'étude montre que la rotation de la paroi latérale seule, engendre un mouvement méridien rampant qui s'avère un moyen cinématique effectif pour contrôler l'évolution de l'éclatement. En effet, une rotation différentielle de la paroi cylindrique peut provoquer la suppression ou favoriser l'apparition des zones éclatées ; selon le taux et le sens de rotation.

Mots clés : disque tournant/ surface libre/ éclatement tourbillonnaire/ contrôle cinématique

Title: Influence of kinematic and geometric characteristics on vortex breakdown with free surface.

Abstract:

The present work is concerned with the analysis and control of the vortex structure dynamics which occur in an open cylinder. Assuming a stressless free surface model, vortex breakdown has been evidenced, numerically, beyond threshold value of the lower disk rotation rate. Unlike the case of a rigid surface model, results revealed the attachment of the recirculation zones to the free surface. Besides, the study showed that the sidewall rotation may generate a creeping meridian circulation, sufficient to act as a kinematical means of vortex control. In fact, a differential rotation of the sidewall can cause either the suppression or the enhancement of the vortex structure ; depending the rate and direction of rotation.

Key words: rotating disks/ free surface/ vortex breakdown/ Kinematical control

ملخص

العمل المقترح في هذه المذكرة يتمثل في تحليل عددي و مراقبة حركية لسيلان سائل في أسطوانة مفتوحة . النتائج المحصل عليها بفرضية المساحة الحرة المستقيمة, أمكنتنا من ملاحظة مناطق رجوع السيلان التي تظهر على شكل فقاعات تتميز بتقاط ركود على محور الدوران و مناطق رجوع السيلان و أنه ابتداء من نسبة دوران معتبرة, الفقاعات أصبحت تتعلق بالمستوى الحر. الدراسة تقترح وسائل مراقبة تعتمد على تغيير في الشروط الحركية قبل و بعد خروج الفقاعات أو الانتفاخ، كما أن النتائج بينت أن هذه الشروط قد تزيل الفقاعات أو تفضل ظهورها ذلك يتعلق بنسبة و جهة الدوران.

الكلمات المفتاحية: سيلان مستمر، مراقبة الانتفاخ الدوراني، أفراس دورانية، المساحة الحرة.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Ecoulements externes avec éclatement	5
I.1.1 Ailes Delta	5
I.1.2 Traînée de véhicule	6
I.2 Ecoulements internes avec éclatement	8
I.2.1 Dans les chambres de combustion	8
I.2.2 Eclatement dans une cavité cylindrique fermée	9
I.2.3 Cas des cavités à surface libre	12
- Modélisation de la surface l.....	14
I.3 Modes d'éclatements tourbillonnaires	16
I.4 Principaux modèles théoriques	20
I.5 Conclusion	22

CHAPITRE II

MODÉLISATION GÉOMÉTRIQUE ET MATHÉMATIQUE DE L'ÉCOULEMENT

II.1 Model géométrique	23
II.2 Formulation	24
II.2.1 Equations du mouvement (cas non isotherme)	24
II.2.2 Model de surface adopté	25
II.2.2.1 Hypothèse sur la distorsion de la surface libre	26

II.2.2.2 Hypothèses sur les effets thermiques	26
II.2.3 Equations du mouvement (Cas isotherme) adimensionnés.....	28
II.3 Choix du formalisme	30
II.4 Conditions aux limites et initiales	32
II.4.1 Conditions aux limites et initiales en terme de $\vec{V} = (u, v, w)$	32
II.4.2 Conditions aux limites et initiales en terme de (ψ, Γ, ξ)	33
II.5 Conditions sur la composante tangentielle de la vorticité	34
II.6 Conclusion	35

CHAPITRE III

MODÉLISATION ET SIMULATION

III. 1 Introduction.....	36
III.2 Présentation du code de calcul Fluent	36
III.2.1 Conditions aux limites	36
III.2.2 Etapes de la résolution.....	37
III.2.2.1 Conception du maillage.....	37
III.2.2.2 Description du solveur de FLUENT	39
III.3 Présentation du code de calcul (2D)	41
III.4 Validation	41
III.5 Conclusion	41

CHAPITRE IV

ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE

DANS LES CAVITÉS A SURFACE LIBRE

IV.1 Introduction	47
IV.2 Ecoulement de base($S=0$).....	48
IV.3 Ecoulement et éclatement tourbillonnaire	52

IV.3.1 Mise en évidence d'un éclatement axial	52
IV.3.2 Mise en évidence d'un éclatement radial	54
IV.3.3 Cas d'une cavité allongée ($\Lambda_h > 1$).....	56
IV.4 : Critères qualitatifs d'apparition d'un Eclatement tourbillonnaire.....	58
IV.5 Caractérisation géométrique de l'éclatement.....	58
IV.6 Confrontation du modèle à surface libre au cas d'une surface rigide	61
I.7 Conclusion	65

CHAPITRE V

CONTRÔLE CINÉMATIQUE

DE L'ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE

V.1 Introduction	66
V.2 Ecoulements de base adoptés	67
E.T. Coin ($Re=600$)	67
E.T. Détaché ($Re=1250$)	69
V.3 Rôle de la paroi latérale cylindrique	71
V.4 Contrôle de l'éclatement tourbillonnaire.....	74
V.4.1 Influence d'une co-rotation de la paroi cylindrique ($S>0$)	74
V.4.2 Influence de contra rotation de la paroi cylindrique ($S<0$)	79
a- Cas d'une faible contra rotation	79
b- Cas des forts taux de contra rotation	85
V.5 Conclusion	88
Conclusions et perspectives	89
Références Bibliographiques	91
Annexes.....	98

NOMENCLATURE

- H Hauteur de la cavité cylindrique
- R Rayon du disque inférieur.
- S Rapport des taux de rotation du disque et de la paroi latérale.
- S_k Rapport des taux de rotation différentielle de la surface Σ_k
- Re_b Nombre de Reynolds
- Re_{pl} Nombre de Reynolds du mouvement de la paroi latérale
- r Coordonnée radiale adimensionnelle.
- z Coordonnée axiale adimensionnelle.
- t Temps adimensionnel.
- l Normale à la paroi.
- u, v, w Composantes radiale, azimuthale et axiale adimensionnelles du vecteur vitesse.

Symboles grecques

- μ Viscosité dynamique du fluide.
- ρ Masse volumique.
- ν Viscosité cinématique du fluide.
- θ Coordonnée azimuthale d'espace.
- Γ Circulation (moment angulaire).
- ψ Fonction de courant.
- ξ_r, ξ_θ, ξ_z Composantes radiale, azimuthale et axiale adimensionnelles de la vortacité.
- Ω_b Vitesse angulaire du disque inférieur.
- Ω_{pl} Vitesse angulaire de la paroi latérale
- Λ_h Rapport d'aspect

Indices et exposants

- b Relatif au disque inférieur.
- pl Relatif à la paroi latérale.
- i Relatif à r .
- j Relatif à z .

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

L'étude des écoulements tourbillonnaires est motivée par le grand nombre et la diversité des applications, naturelles ou industrielles, dans lesquelles on les rencontre.

En géophysique, ils peuvent se manifester sous forme de tornades, par exemple, et interviennent en génie chimique dans les dispositifs et processus de mélange ou de séparation des constituants par centrifugation. En écoulements internes, ils interviennent dans une classe de système mécanique (turbomachines) impliquant l'interaction fluide-parois rigides en rotation indépendantes.

Cette catégorie d'écoulements tournants (vortex), caractérisés par un champ de vitesse tridimensionnel, constituent des systèmes instables et sont soumis à des modifications brutales de leur structure. Parmi ces dernières, on distingue le phénomène d'éclatement tourbillonnaire (vortex break down), identifié par un évasement des filets de courant en aval d'un point de stagnation ; comme s'il venait de buter sur un obstacle.

Dans la catégorie d'écoulements de type jets tournants, au dessus d'un seuil de rotation, on observe une structure secondaire où le noyau du jet passe d'un état cylindrique à un état « éclaté ». Cette transition se traduit par une chute d'amplitude des vitesses et une remontée de pression dans la zone de recirculation.

Ce phénomène a été observé pour la première fois en aérodynamique externe, dans le sillage des ailes delta ; qualifié alors de nuisible par son apparition et son évolution qui affectent la stabilité et la maniabilité des avions en provoquant une chute brutale de portance aux angles d'incidences élevés.

En géophysique, l'E.T qui apparaît dans les tornades est considéré comme bénéfique car il en accélère le déclin.

Par ailleurs, l'E.T est fréquemment utilisé comme accroche flamme dans les chambres à combustion et pour optimiser le mélange dans les injecteurs et stabiliser leur fonctionnement.

Cet état dynamique, résultant d'une augmentation de la rotation, a suscité l'intérêt de plusieurs chercheurs et, malgré les études abondantes menés depuis pratiquement cinq décennies (depuis 1957), aucun critère unifié (universel) n'a à ce jour été élaboré en raison des incertitudes liées aux mécanismes physique, fondamentaux liés à l'origine de son apparition.

Pour cette raison, ce phénomène est qualifié par la communauté scientifique de verrou théorique et technologique.

Dans un but de saisir les mécanismes physiques fondamentaux qui contrôlent l'apparition de cette classe de tourbillons, la communauté scientifique s'est penché sur sa mise en évidence dans une configuration simplifiée réduisant au minimum le nombre de paramètres de contrôle et facilitant sa modélisation théorique et surtout expérimentale. De ce fait, la configuration cylindrique a été adoptée, suite aux travaux de VOGEL (1968) qui ont pour la première fois mis en évidence des zones de recirculation communément assimilées au phénomène d'E.T. confiné. Cette configuration, d'apparence simple, peut être paradoxalement le siège de phénomènes très complexes.

Dans ce même contexte, la présente contribution est consacrée à la modélisation numérique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire partiellement confiné, en régime stationnaire, caractérisé par une zone d'écoulement inverse, précédée par un point de stagnation. La configuration géométrique adoptée pour sa mise en évidence, sa caractérisation et son évolution est une cavité cylindrique à surface libre ; laquelle est relativement peu explorée dans la littérature. A ce stade d'initiation à la recherche, un modèle de surface plane a été considéré et son effet sur la topologie de l'écoulement avec éclatement a été analysé par comparaison au cas du modèle à surface rigide (le plus fréquemment utilisé).

Un intérêt particulier a été consacré, dans ce travail, au contrôle actif de l'E.T axial ou attaché à la surface. En effet, nous avons exploré un moyen actif mais non intrusif de contrôle basé sur une modification des conditions aux

limites, qui traduisent une rotation différentielle de la paroi latérale. Les résultats issus de cette approche s'avèrent concluants.

Ce travail s'articule autour de cinq chapitres dont le premier est consacré à la revue bibliographique. La configuration géométrique, la formulation et le formalisme adoptés sont présentés dans le deuxième chapitre. Dans ce même chapitre, ont été discutées les hypothèses menant au choix d'un modèle de surface libre plane. La modélisation numérique est discutée au chapitre III. Celle-ci est basée sur un code en différences finies élaboré dans un travail antérieur mais modifié pour analyser l'effet de la surface libre. En outre, pour compléter les résultats, le code industriel Fluent a été utilisé. Le chapitre IV est consacré à la mise en évidence de l'E.T et à la caractérisation géométrique, en mettant en relief les différences de topologie résultant de l'effet de surface libre par comparaison au cas du modèle à surface rigide. Au chapitre V, sont présentées les techniques de contrôle de l'E.T.

Enfin, ce travail se termine par une conclusion synthétisant les principaux résultats, suivis de perspectives.

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans certaines applications industrielles, la nécessité d'améliorer le rendement des dispositifs impliquant un fluide interagissant avec un ensemble de parois en rotation indépendante, a suscité l'intérêt à mieux comprendre les mécanismes physiques fondamentaux qui contrôlent la dynamique des structures secondaires qui se développent.

On cite, à titre d'exemples les plus fréquents : les turbomachines, les bioréacteurs utilisés pour l'enrichissement cellulaire en biomécanique [1], les chambres à combustion dotées de « swirlers » pour induire des zones de recirculation jouant le rôle d'accroches flammes et de régulateurs des injecteurs.[2],[3],[4].

La présente étude est consacrée à la catégorie d'écoulements secondaires possédant, en plus d'une composante de rotation, une composante axiale (longitudinale) type jet tournant. Cette classe d'écoulements constitue un système instable pouvant être le siège de modifications brutales de la topologie [5], [Sarpkaya]. Parmi les diverses structures pouvant se manifester, on s'intéresse en particulier au phénomène d'éclatement tourbillonnaire, communément identifié par une brisure brutale du noyau (corps) central cylindrique provoquant un évasement à l'aval d'un point d'arrêt avec ou sans zone de recirculation, [6],[7],[8]. Cette configuration est analogue à celle d'un jet tournant qui bute sur un obstacle [9], [10], [11]. Cette transition du jet d'un état cylindrique vers un état dit éclaté est traduite par une chute de l'amplitude de la vitesse et d'une remontée de pression vers la zone de recirculation. Le phénomène d'E.T peut se manifester dans les vortex atmosphériques telles que les tornades.

Dans ce qui suit, on passera en revue ce phénomène en milieu externe d'abord où il a été pour la première fois observé [5], puis en milieux partiellement ou totalement confinés qui nous intéresse en particulier.

En outre, on présente quelques aspects liés aux modèles théoriques des éclatements tourbillonnaires.

I.1 Ecoulements externes avec éclatement

I.1.1 Ailes Delta

En écoulements externes, l'E.T a été mis en évidence et reproduit pour la première fois en 1957 par Peckham & Atkinson sur des maquettes d'ailes Delta en soufflerie. Ils ont mis en évidence, l'apparition de deux tourbillons sur la partie amont du bord d'attaque de l'aile Delta. Ces structures se développent sur l'extrados de part et d'autre du plan symétrie de l'aile. L'écoulement non contrôlé de l'un des tourbillons peut provoquer un éclatement qui affecte la stabilité de l'aile.

Récemment, dans les années quatre vingt dix, l'ET d'aile Delta a été étudié dans le cadre de contrôle de stabilité des avions de type « chasseur ». Des techniques de contrôle de la position de l'éclatement par soufflage et/ou aspiration ont été employées. Des résultats significatifs ont été obtenus qui contribuent à améliorer la manoeuvrabilité de l'aile [13], [14], [15], [16],[17]

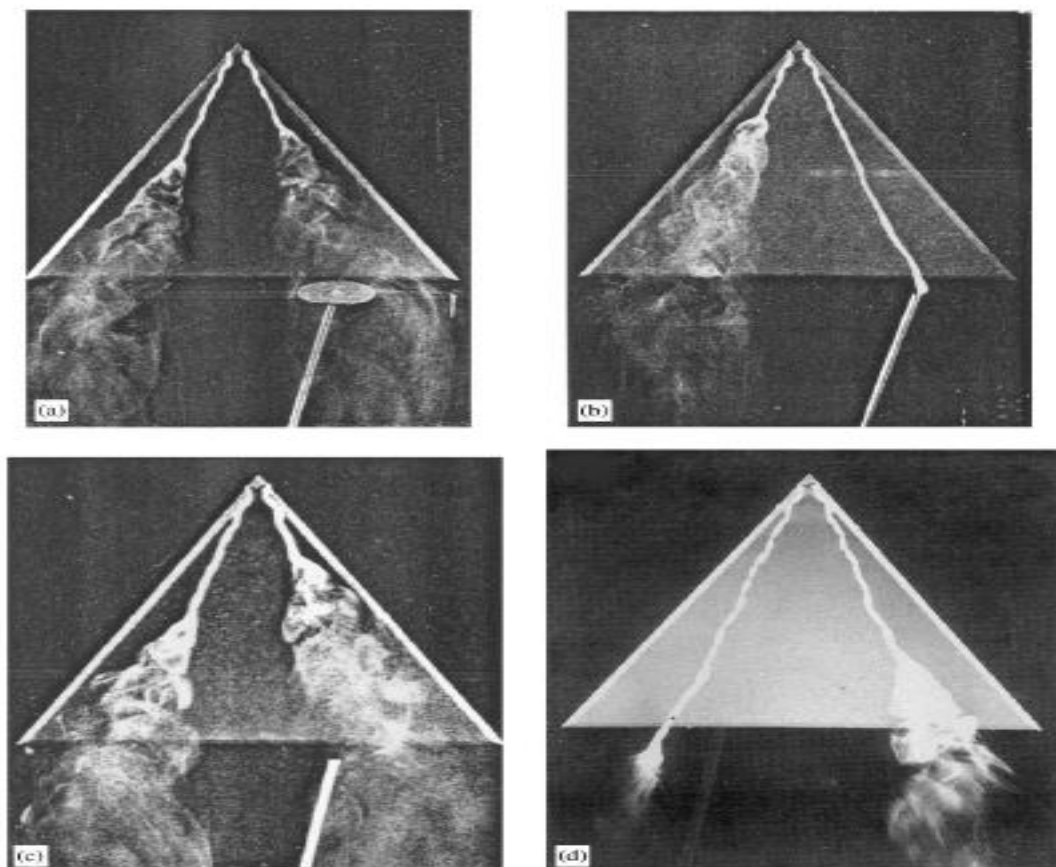


FIGURE I.1 Visualisation des tourbillons d'aile DELTA [17]

I.1.2 Traînée de véhicule

L'éclatement d'une structure tourbillonnaire longitudinale, issue d'un dièdre plan de faible allongement est provoqué dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique de géométries à culot incliné (fig I.2). L'éclatement tourbillonnaire est obtenu à l'aide d'un soufflage continu et uniforme distribué sur la ligne de séparation associée à la formation et à l'entretien de la structure tourbillonnaire [14], [16], [18], [19], [20]. L'éclatement est caractérisé par une déstructuration brusque du tourbillon et l'apparition d'une zone de recirculation. Les résultats de simulations numériques obtenus avec et sans soufflage mettent en évidence l'influence du nombre de Swirl ; qui est caractérisé par le rapport entre la vitesse locale de rotation et celle d'advection ou longitudinale sur l'éclatement tourbillonnaire.

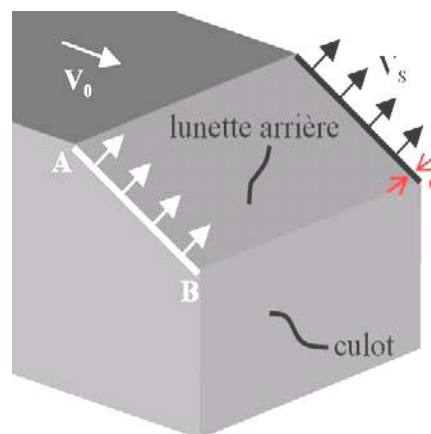


Figure I.2 : Localisation du soufflage au niveau des arêtes latérales de lunette arrière d'un véhicule automobile. [14].

Les vitesses sont relevées dans le plan de sortie des jets tournants et l'éclatement tourbillonnaire s'observe pour des valeurs du nombre de swirl (S) supérieures à 1,5 [14], [19]. Le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire s'obtient alors par introduction de quantité de mouvement dans la direction de l'axe tourbillonnaire.

Deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives (structures en cornet) prennent naissance au niveau des arêtes latérales de lunette arrière, se développent et sont transportées puis dissipées dans le sillage.

Le soufflage latéral permet d'accroître la valeur du nombre de swirl et de faire éclater les structures tourbillonnaires longitudinales. L'éclatement modifie la distribution des pressions pariétales sur la lunette arrière et une réduction de traînée est ainsi obtenue [14], [18]. L'éclatement des tourbillons apparaît alors comme un nouveau moyen de réduire la consommation des véhicules automobiles.

Les résultats obtenus [14], [18] sans soufflage reportés sur la Figure (I.3-a), montrent que le rapport $U\theta/U_x$; ($U\theta$: est la vitesse angulaire, U_x : est la vitesse longitudinale) est proche de 1, à la distance $d = 0,036l$ de l'axe tourbillonnaire alors qu'il est proche à 1.9 et à une distance de $d'=0.045l$ de l'axe tourbillonnaire dans le cas avec soufflage (fig.I.3-b). Au centre de la structure, la vitesse azimutale et la valeur des rapports $U\theta/U_x$ tendent vers zéro. Cela signifie une augmentation des vitesses azimutales au voisinage de l'axe tourbillonnaire.

Aussi, pour les distributions surfaciques des pressions statiques on constate qu'elles sont importantes avant soufflage.

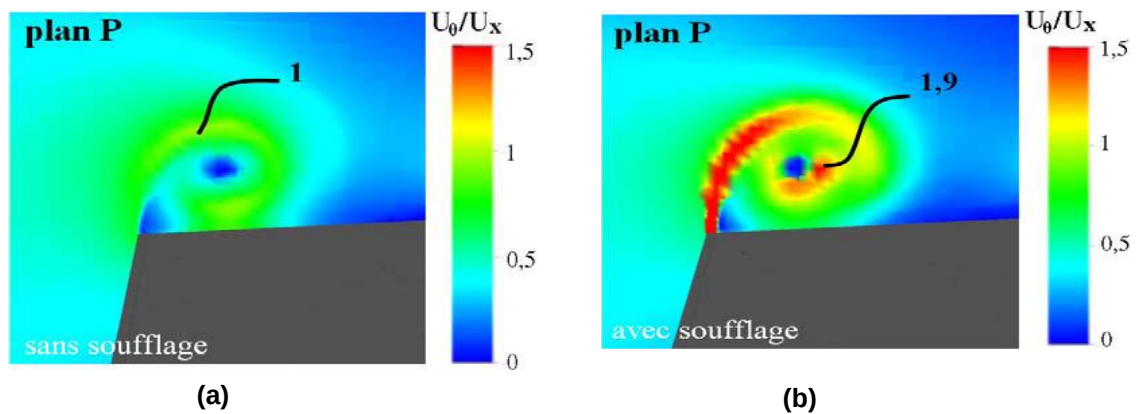


Figure I.3 Les rapports des vitesses de rotation et d'advection [14] (a) Sans soufflage (b) Avec soufflage

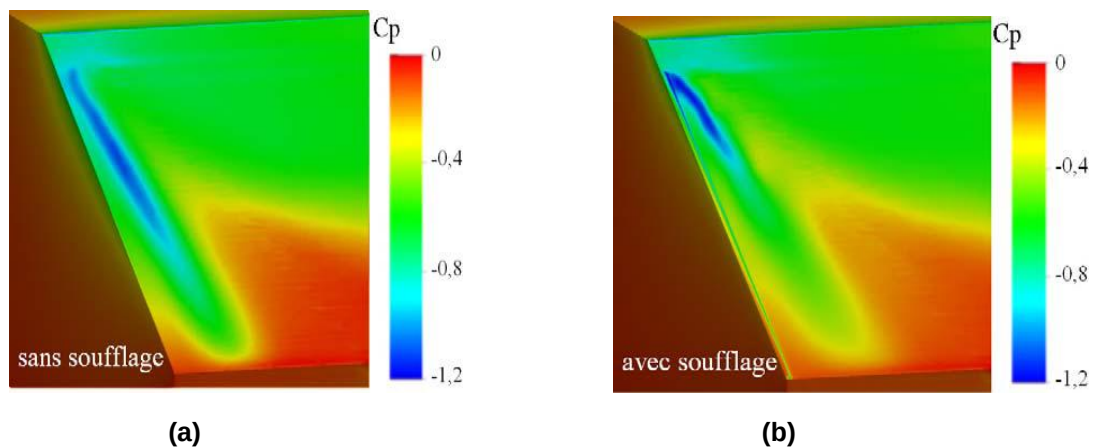


Figure I.4 Coefficients pariétaux de perte de pression statique [14]. (a) Sans soufflage (b) Avec soufflage

I.2 Ecoulements internes avec éclatement :

I.2.1 Dans les chambres à combustion

L'exemple le plus fréquemment cité est celui de l'E.T dans les chambres à combustion où il favorise le mélange du fuel avec l'air (fig I-4). Le fuel est injecté axialement dans la chambre de combustion alors que l'air est injecté tangentiellement.

Le mélange gazeux ainsi formé est très riche. Le processus de mixture se forme dans la zone de recirculation de l'écoulement ou il est estimé à cinq fois plus que le mélange effectué dans un jet simple sans éclatement [11], [21],

[22]. Dans ce cas ; l'éclatement sert d'accroche flamme (forme de la flamme) [26] et comme régulateur des injecteurs.

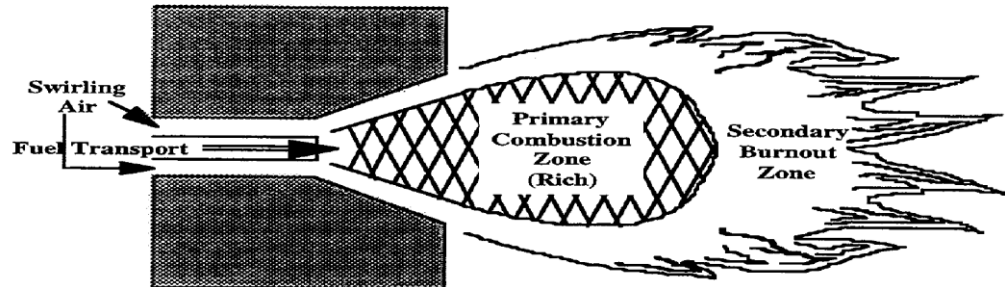


Figure I.4 : E.T dans une chambre à combustion [26]

I.2.2 Eclatement dans une cavité cylindrique fermée

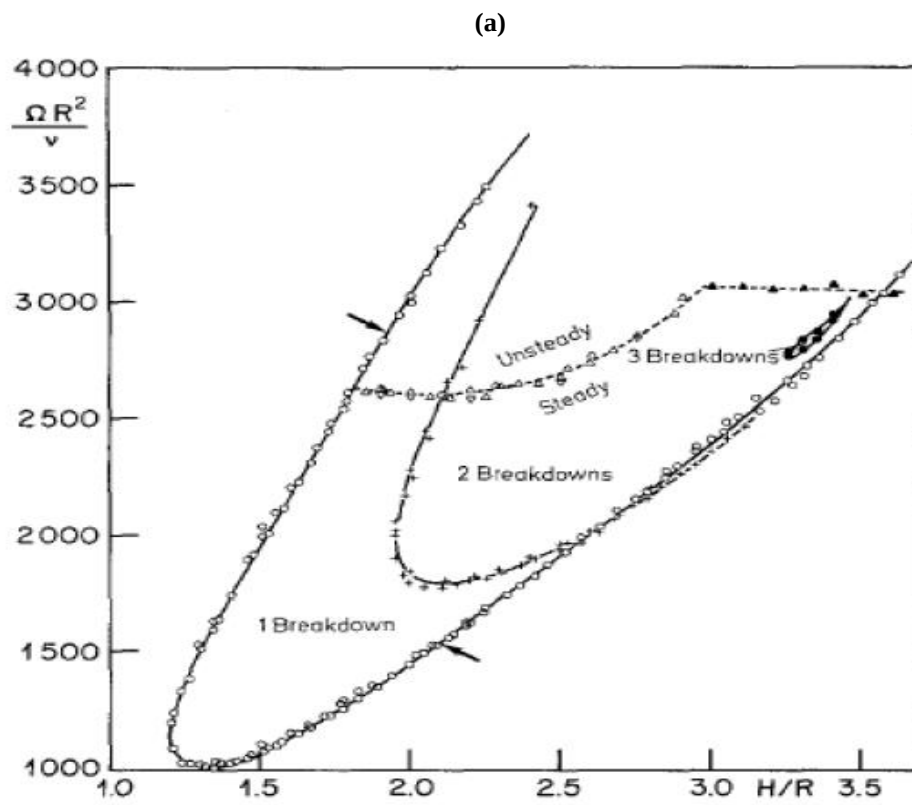
De la littérature que nous avons recensé, la première visualisation expérimentale des zones de recirculation axiales dans une cavité cylindrique fermée a été rapportée par VOGEL en 1968 [12]. Ces zones ont été ultérieurement assimilées au phénomène communément appelé « éclatement tourbillonnaire » [5], [6], [7], [24].

Parmi les travaux qui ont suivi, nous avons sélectionné un travail de référence fréquemment cité, relatif à une série d'expériences systématiques remarquables, explorée par M.P. Escudier [25].

Escudier a remarquablement constitué un diagramme basé sur les couples (Re, Λ_h) , où ont été cartographiées les différentes zones d'apparition d'un, deux ou trois éclatements, délimitées par des courbes dites de frontières. En outre, Escudier a précisé les régimes d'écoulements résultants de la variation du couple (Re, Λ_h) , en distinguant les zones stationnaires et instationnaires par les courbes paramétrées. Le diagramme est représenté par la figure I.5. Les résultats expérimentaux d'Escudier ont révélé que l'écoulement dans une large gamme de couples (Re, Λ_h) est essentiellement bidimensionnel. Ce résultat a motivé plusieurs investigations numériques [27],[28],[29],[7],[30],[31] avec model de surface rigide dans la configuration de

type rotor/stator (un seul disque tourne et le reste des paroi demeure fixe). Les simulations numériques ont confirmé les conclusions d'Escudier pour une gamme de paramètres (Re, Λ_n) donnés. Les simulations numériques de Lopez [7], [38] ont par ailleurs menés à l'établissement d'un critère nécessaire d'apparition de l'E.T, basé sur la production d'une vorticité négative au voisinage de l'axe. Ce critère sera repris au chapitre IV.

Une succession de travaux a suivi dans un but d'étudier la stabilité de ces structures secondaires en cavité cylindrique fermée, en régime instationnaires [32], [33], [34], [35]. Pratiquement les quinze dernières années ont été consacrées au développement de codes numériques de haute précision (spectrale) pour modéliser la nature fondamentale de l'éclatement tourbillonnaire dans des régimes d'écoulements tridimensionnels, instationnaires et instables [36], [37], [39].



(b)

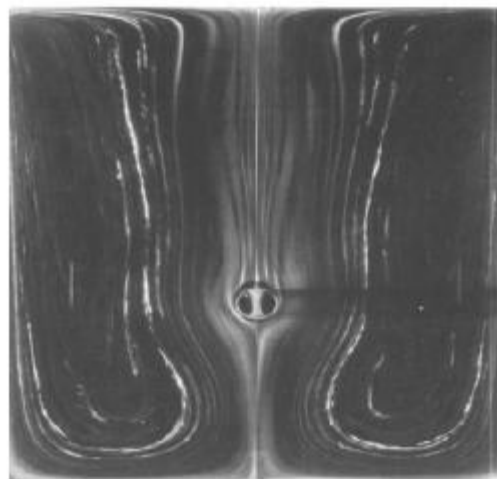


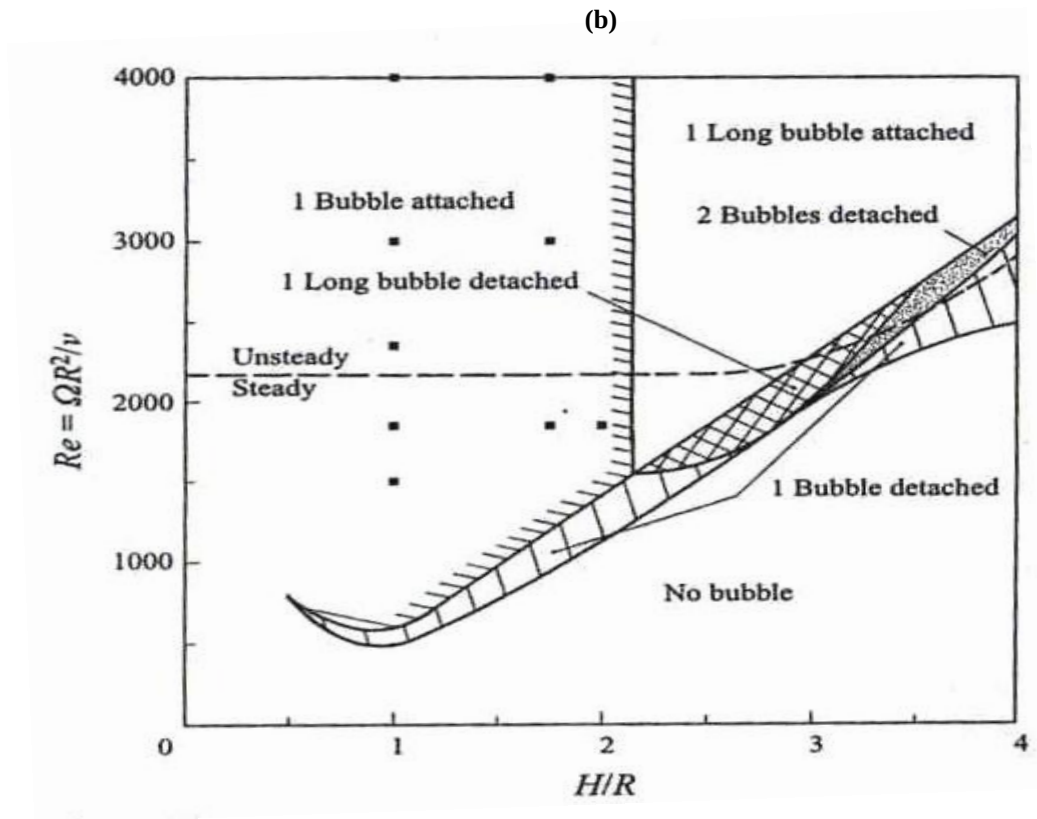
Figure I.5 : (a) : Courbe caractéristique d'ESCUDIER 1984 ; [25]
 (b): Visualisation expérimentale de l'E.T dans l'écoulement confiné

I.2.3 Ecoulements à surface libre

Relativement très peu de travaux ont été consacrés à l'étude de l'E.T en surface libre ; probablement en raison des difficultés expérimentales de réaliser un model de surface libre idéale sans que celle-ci ne sera contaminée par les bruits du milieu ambiant.

A. Spohn [40] apparaît dans la littérature comme le premier à rapporter la topologie de l'écoulement avec éclatement dans une cavité cylindrique à surface libre. Les expériences de Spohn [41] ont été reprises par Spohn & Hopfinger [42] pour établir une étude comparative avec les travaux d'Escudier [25]. Il ressort des expériences de Spohn, par analogie avec les travaux d'Escudier, un diagramme (Re, Λ_h) indiquant les limites et seuils d'apparition de l'E.T ainsi que les zones des différents régimes d'écoulement. Ce diagramme est donné en figure (I.6).

Dans la présente étude, les diagrammes d'Escudier et de Spohn ont fait l'objet d'une étude comparative mettant en relief les principales différences de la topologie de l'écoulement résultant des deux models de surface (voir Chapitre IV). Les travaux basés sur la modélisation numérique de l'éclatement tourbillonnaire en model de surface libre [43], [44], [35], [45], [46] sont beaucoup moins nombreux que ceux relatifs au model de surface rigide. Dans la section suivante on décrit une sélection de travaux ayant adopté de négliger la déformation de la surface en se basant sur un paramètre déterminant : le nombre de Froude.



(a)



Figure I.6 a : Courbe caractéristique de Spohn 1993 [41],

b : E.T dans une cavité à surface libre $Re=1350$, $\Lambda_h = 1$ [47]

- Modélisation de la surface

Le profil axial de la surface libre dépend des paramètres géométriques et cinématiques de la configuration: (H, r, Ω) [43], [48], [49]. Ou H, r et Ω désignent la hauteur, la hauteur et la vitesse angulaire.

Hyun (1985) [43], dans une étude expérimentale, a utilisé un cas dans lequel l'accélération centrifuge est largement petite par rapport à la force de pesanteur du fluide dans la cavité. Ceci se traduit par la condition basée sur le

nombre de Froude, $Fr \ll 1$, $\left(\frac{\Omega R^2}{g.h}\right) \ll 1$. Dans ce cas, la déflexion de la surface

libre est négligée et simulée à une surface plane avec des contraintes tangentielles et radiales nulles.

La relation $Fr \ll 1$ peut être satisfaite dans plusieurs problèmes géophysiques pour des larges valeurs de Reynolds [43], [34], [47], [41],[42].

La comparaison des écoulements tourbillonnaires observés selon que la couche fluide adhère à un couvercle à sa frontière supérieure (disque immobile), ou à la surface libre, a mis en évidence, pour des couples donnés (Λ_h , Re) identiques, une grande différence des comportements associés à la modification des conditions aux limites. Ces dernières, modélisées en présence d'un couvercle par la condition d'adhésion du fluide à la paroi, peuvent dans le cas d'une surface libre varier considérablement en fonction de la composition chimique particulière du fluide à l'interface [49], [48]

Différents auteurs (SCOTT (1982), BERNAL (1989)) ont mis en évidence l'existence de contraintes à la surface libre qui peuvent, dans certains cas, atteindre une intensité similaire à celle des contraintes exercées par une paroi rigide. Ces comportements se distinguent donc de ceux d'une surface idéale, exclusivement composée de molécules du liquide, pour laquelle aucune contrainte tangentielle ne s'exerce sur le fluide [50], [51], [52], [53].

Expérimentalement, pour se placer dans les conditions d'une surface idéale, il est nécessaire de produire et maintenir la composition chimique de la couche superficielle dans un état pur, à l'abri de toute contamination par des agents de surface. Ceci exige la mise en œuvre des techniques très délicates et prohibe tout emploi des colorants qui peuvent nuire à l'état pur de la surface libre. [42], [47].

A la surface libre, la pression atmosphérique peut être supposée constante. Ceci impose de garder explicitement la force de gravité dans l'équation du mouvement, pour la composante axiale de la vitesse W selon la gravité. [41]. Il est possible de déterminer la dénivellation de la surface libre $h(r)$ si la surface libre est soumise à : des forces de gravité, à la pression et aux forces de viscosité.

En équilibrant les forces normales à la surface libre nous aurons [48], [43]:

$$\frac{h}{Fr} - p + \frac{2}{Re} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Où

- P : est la pression à la surface libre et ;
- $Fr = \frac{\Omega^2 R^2}{H.g}$: Est le nombre de Froude qui représente le rapport entre les forces d'inertie et la force de gravité.

La pression est considérée constante sur la surface libre. Cette dernière se déforme sous l'action d'un gradient de pression forcé pour équilibrer la force centrifuge.

La figure (I.8) représente la déflexion de la surface libre calculée numériquement par Piva & Meiburg (2005) [48] pour une cavité de rapport d'aspect $\Lambda_h = 1$ et $Re = 900$. Il est clairement visible que la déflexion de la surface libre est négligeable par rapport à la hauteur de la cavité cylindrique.

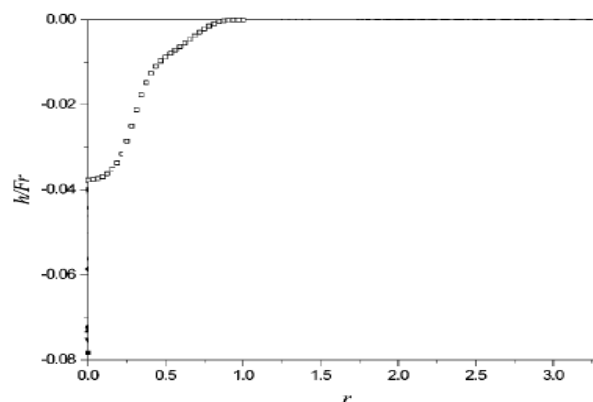


Figure I.8 : Profil d'une surface libre dans une cavité à surface libre réf : [48]

Certains auteurs ont exploré l'étude de la stabilité linéaire des problèmes axisymétriques, et le rôle de la déflexion de la surface libre sur l'apparition des éclatements tourbillonnaires. Valentine et Janke en (1994) [44], Lopez (1995) [35] et Brons et Al (2001) [45]. Ces études ont identifié l'instabilité axisymétrique avec ou sans déflexion de la surface, caractérisée par une bifurcation à des nombres de Reynolds importants.

Lopez & al (2004) [31] et Lopez & Marques (2004) [36] ont exploré l'écoulement dans ces configurations, qui devient instable pour des valeurs du nombre de Reynolds qui varient entre 1500 pour des enceintes à un rapport d'aspect (H/R) <1 et 1900 pour des enceintes à un rapport d'aspect (H/R) >1 , Hirsa & al (2002)[46] et Miraghaie & al (2003) [52]. Pour les enceintes à (H/R) >1 , l'instabilité est créée par une couche limite orientée vers la paroi latérale, laquelle est générée par le disque inférieur. Pour les enceintes à (H/R) <1 , l'effet de la surface crée un potentiel dans l'axe de rotation qui pousse le fluide à aller vers la surface latérale.

I.3 Modes d'éclatements tourbillonnaires

Sarpkaya [5] a analysé les effets des taux de rotation, ainsi que l'inclinaison des paroi d'un tube axial et observé trois types d'éclatements distincts : double hélice, Spiral, et axisymétrique (bulbe). Récemment, une mode S été mis en évidence numériquement par les études 2D d'Erric Serre & P. Bontoux 2002 [32] et 2003 [33] et confirmé par les études expérimentales de T.T.LIM 2005 [54].

Type 1 : Mode axisymétrique de l'éclatement tourbillonnaire (bulbe)

Il est caractérisé par un point de stagnation situé sur l'axe de rotation, suivi par un élargissement qui forme l'enveloppe du bulbe dans lequel une zone de recirculation du fluide se manifeste à l'intérieur, figure (I.9). Cette enveloppe est presque axisymétrique sur toute la longueur.

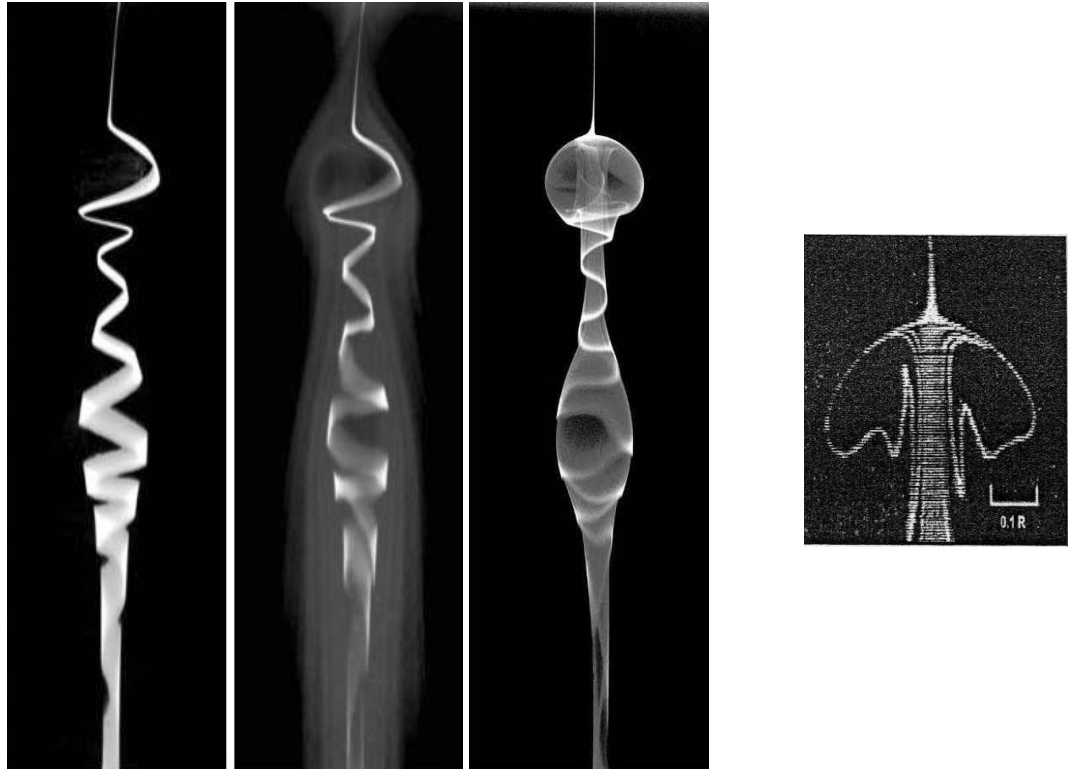


Figure I.9 : Bulbe type axisymétrique : Réf [53]

Type 2 : Mode spiral

L'éclatement spiral est caractérisé par une décélération rapide, comme le montre le filament du colorant marqué sur l'axe de rotation, qui provoque un point de stagnation, (fig.I.10). Les mécanismes de formation de ces vortex ont été mis en évidence grâce aux visualisations.

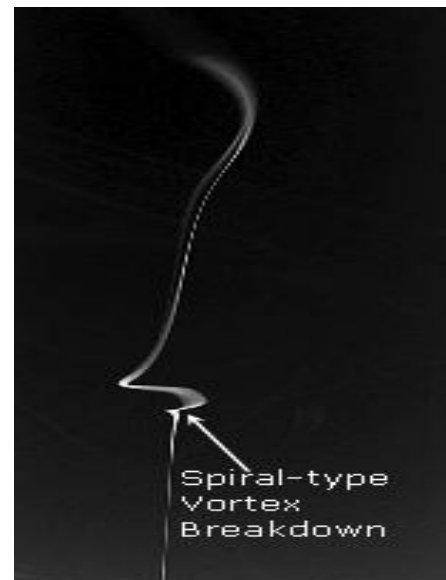


Figure I.10 Mode spirale de l'ET ; Ref [53]

Type 3 : Mode double hélice

L'éclatement tourbillonnaire en mode double hélice, apparaît en forme de feuilles triangulaire, légèrement incurvées. Chaque moitié de la feuille est enroulée autour de l'autre pour former une double spirale, comme l'illustre la figure (I.11).

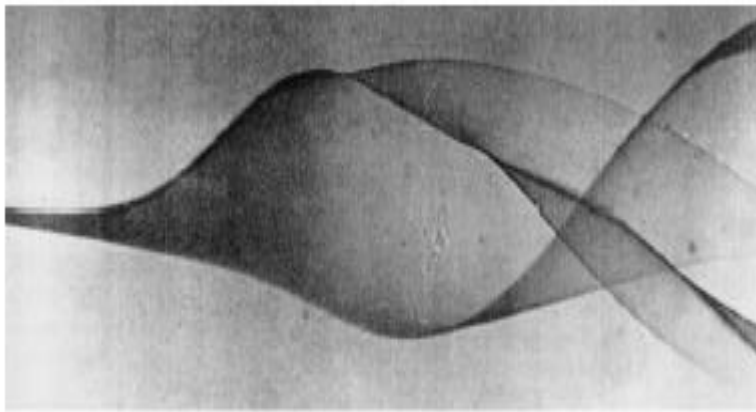


Figure I.11 : Mode hélice de l'E.T [80]

Ce type de structures a été en outre révélé numériquement par [32] et [33] et expérimentalement par T.T.Lim [80]. Ces auteurs ont rapporté que ces structures sont instables et précèdent généralement l'éclatement tourbillonnaire, de type bulbe axisymétrique figure (I.12-a) et les structures tourbillonnaires de forme S figure (I.12-b), qui est illustrée dans la figure suivante.

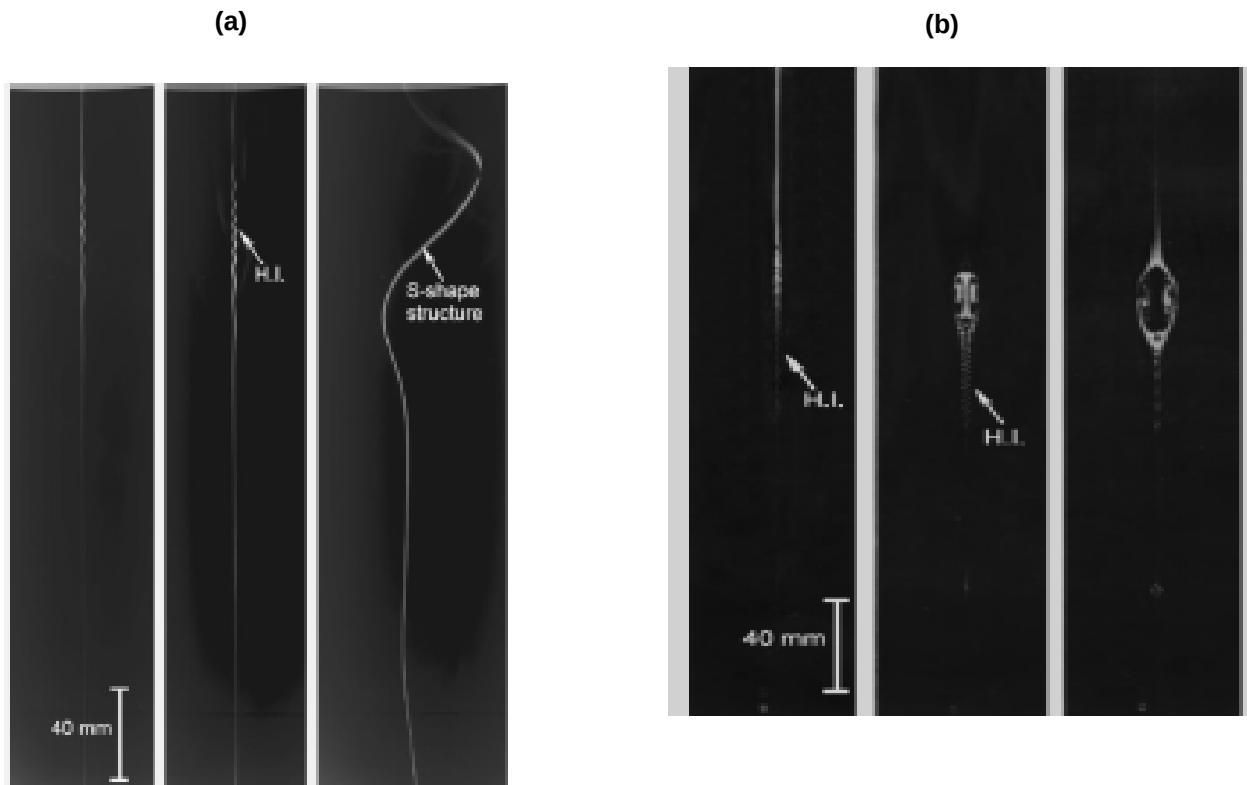


Figure I.12 : Evolution de l'éclatement du tourbillon Λ_h , Re indiqué

Référence [5]

(a): $\Lambda_h = 4$; (b): $\Lambda_h = 3,5$: Re indiqué,

Type 4 : Mode S

Ce mode a été mis en évidence par les études numériques d' Serre et Bontoux 2002 [32] pour des configurations pour des configurations cylindriques confinées et E .serre 2003 [33] pour des cavités cylindrique avec surface libre de rapport d'aspect important ($\Lambda_h = 4$). Ce mode a été confirmé par les études expérimentales effectuées en 2005 par [5]. Ces résultats ont révélé que sous certaines combinaisons des gammes des paramètres géométriques et cinématiques (Re, Λ_h) une structure tourbillonnaire précède un éclatement tourbillonnaire de type spiral. La figure (I.13) montre clairement cette structure.

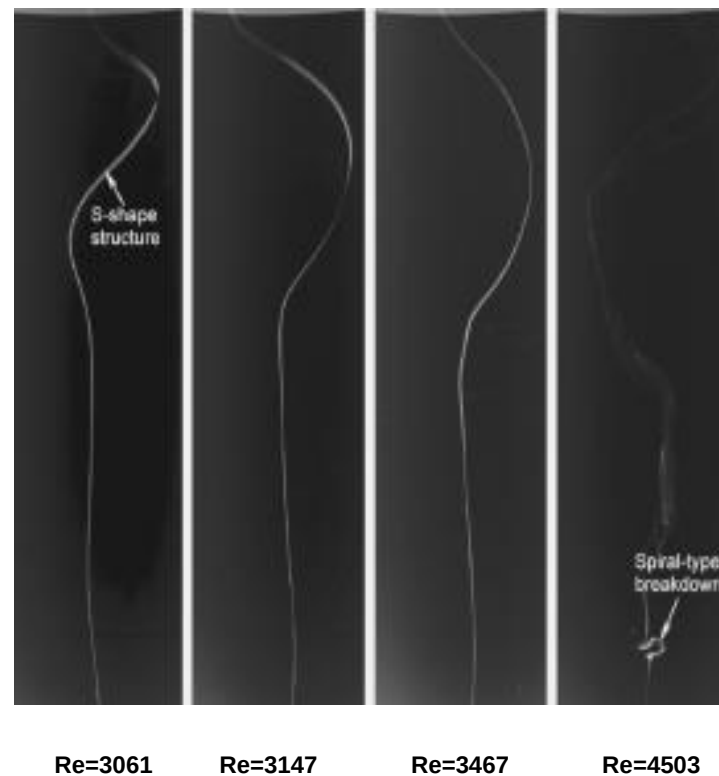


Fig I.13 : Evolution de l'éclatement du tourbillon $\Lambda_h = 4$, Re indiqué
Référence [55]

I.4 Principaux modèles théoriques de l'éclatement tourbillonnaire

Plusieurs modèles théoriques existent ; fondés sur des mécanismes physiques différents relatifs aux motifs réels d'apparition des E.T. En dépit de grands efforts expérimentaux, les observations expérimentales n'ont pas permis de trancher en faveur de l'un ou l'autre ([56], [57]). Ces modèles peuvent être Classifiés dans les trois principales catégories suivantes [57]:

I) Les théories qui expliquent l'éclatement de tourbillon par une instabilité centrifuge non_axisymétrique de l'écoulement tourbillonnaire

II) Les théories qui localisent l'éclatement tourbillonnaire en un point où le tourbillon est dans un état critique. On distingue deux approches de ce type :

II.1) La première théorie considère la modification brutale de la structure de l'écoulement tourbillonnaire associée à l'éclatement de tourbillon

comme une transition d'amplitude finie entre deux états cylindriques ($(\partial/\partial z)=0$) conjugués d'un même écoulement tourbillonnaire. Ce type de transition est analogue au ressaut hydraulique. L'éclatement de tourbillon est placé au point critique, où s'opère la transition entre les deux états [55],[58],[59],[60][61].

II.2) La seconde théorie prend appui sur la propriété selon laquelle l'écoulement tourbillonnaire permet la propagation d'ondes le long de son axe, dont les caractéristiques varient continuellement le long du tourbillon. L'éclatement de tourbillon se produit à l'endroit où les ondes axisymétriques ne peuvent plus remonter vers l'amont le long du tourbillon [62], [57].

III) Les théories qui prennent comme critère d'existence d'un éclatement tourbillonnaire, l'apparition d'un point de stagnation sur l'axe du tourbillon [56]. parmi ces approches, l'analogie faite avec la séparation d'une couche limite bidimensionnelle a suscité divers travaux numériques (KRAUSE & MENNE 1987 [63] ; SHI & SHAN, 1987 [64]), Pour un tourbillon quasi-cylindrique ($(\partial/\partial z) \ll (\partial/\partial r)$) , les équations de mouvement se réduisent à un système parabolique, comme pour une couche limite. L'éclatement tourbillonnaire se produit à l'endroit où les calculs divergent, comme le fait la solution d'une couche limite en un point où la couche limite se sépare de la paroi et où les approximations de la couche limite ($\delta \ll L$) perdent leur validité.

Les difficultés à choisir entre ces modèles concurrents proviennent du manque de données expérimentales sur l'éclatement de tourbillon. D'une part, la grande complexité des éclatements de tourbillon ne permet pas d'obtenir des informations suffisantes sur la symétrie des zones de recirculation ou sur leur stationnarité. D'autre part, les nombres caractéristiques Re des écoulements tourbillonnaires étudiés par le passé sont restés trop voisins pour pouvoir dégager les paramètres déterminants la formation d'un éclatement de tourbillon.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre a été présentée une sélection bibliographique sur les éclatements tourbillonnaires internes et externes. L'accent est mis sous l'importance du phénomène d'éclatement dans les applications industrielles où peut jouer un rôle antagoniste : bénéfique dans certains cas alors qu'il est non souhaité dans d'autres. Quelques modes d'éclatements tourbillonnaires ont été décrits, ainsi que certains modèles théoriques. Le rôle de la surface libre a été aussi évoqué.

CHAPITRE II

MODELISATION GEOMETRIQUE ET MATHEMATIQUE DE L'ECOULEMENT

CHAPITRE II

MODÉLISATION GÉOMÉTRIQUE ET MATHÉMATIQUE DE L'ÉCOULEMENT

II.1 Model géométrique

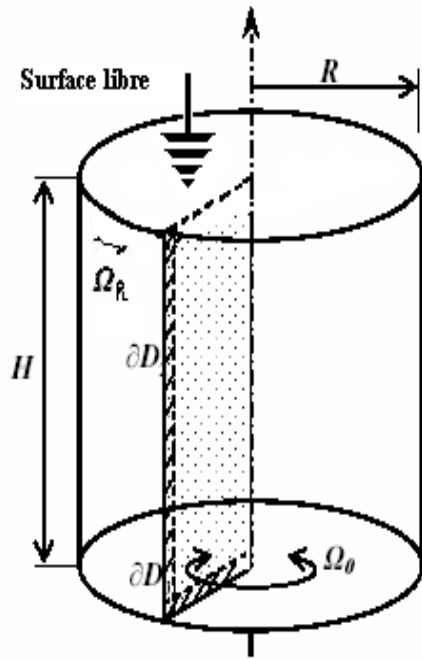
La présente contribution consiste à modéliser numériquement le phénomène physique d'éclatement tourbillonnaire axisymétrique, en régime stationnaire, qui apparaît subitement sous forme d'évasement avec points de stagnation.

A cet effet, on a adopté une configuration géométrique ouverte simple composée d'un disque inférieur tournant et d'une paroi cylindrique latérale en rotation différentielle (fig II.1).

Il est à noter que la plupart des travaux antérieurs ont exploré les études relatives à ce vortex en utilisant une cavité cylindrique totalement confinée et que relativement peu d'expériences ont été réalisées à surface libre ; probablement en raison de la sensibilité de cette surface aux divers bruits du milieu ambiant.

Ce model géométrique, d'apparence simple, continu de susciter l'intérêt des chercheurs car il peut paradoxalement le siège de structures tourbillonnaires complexes (tels que les éclatements tourbillonnaires ou les instabilités) dont les mécanismes physiques liés à leurs origines restent incertains. Dans ce modèle géométrique, la dynamique de l'écoulement peut être contrôlée essentiellement par deux paramètres de contrôle (en négligeant les effets du milieu ambiant sur la surface libre) ; le nombre de Reynolds $\left(Re = \frac{\Omega \cdot R^2}{\nu} \right)$ basé sur la rotation uniforme du disque inférieur et le rapport d'aspect de la cavité $(\Lambda_h = H / R)$.

Par ailleurs, les conditions aux limites dans une telle géométrie, sont bien définies ; ce qui facilite la modélisation numérique des structures résultantes et surtout, facilitant la comparaison avec l'expérience.



Grandeurs caractéristiques: $(H, R, \Omega_b, \Omega_{pl}, \rho, \mu)$

Les paramètres :

- Le nombre de Reynolds : $Re = (\Omega_b \cdot R^2) / \nu$
- Le rapport d'aspect : $\Lambda_h = H/R$
- Le rapport des taux de rotations : $S = (\Omega_{pl} / \Omega_b)$

Figure II.1 : Configuration géométrique

II.2 Formulation

Bien que l'investigation dans cette étude est consacrée exclusivement aux écoulements isothermes, il nous est apparu nécessaire et instructif de présenter au préalable, les équations du mouvement relatives au cas non isotherme. Ensuite, nous présentons les hypothèses adoptées qui permettent de préciser et négliger les effets d'éventuelles perturbations thermiques auxquelles la surface libre est généralement exposée en réalité. Par ailleurs, les conditions et hypothèses relatives du model de surface libre adopté, seront discutées.

II.2.1 Equations du mouvement (cas non isotherme)

On considère une cavité cylindrique ouverte (fig(II.1)), de hauteur H et de rayon R , remplie d'un fluide visqueux à paramètres physiques constants. On dénote par $\vec{V}(u, v, w)$ le champ des vitesses ; T et p les champs de température et de pression. ; Enfin, F_{ext} désigne les forces extérieures.

Les équations de Navier Stokes décrivant le mouvement du fluide, dans le domaine physique D , sont données sous forme vectorielle suivante :

- L'équation du mouvement :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{F}_{ext} \quad (\text{II.1})$$

- L'équation de continuité (incompressibilité) :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (\text{II.2})$$

- L'équation d'énergie, découplée (négligeant la dissipation visqueuse) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) T = K \nabla^2 T \quad (\text{II.3})$$

Où : k : est le coefficient de diffusivité thermique.

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$: Coefficient de viscosité cinématique du fluide (μ : Coefficient de viscosité dynamique, ρ : masse volumique du fluide)

L'opérateur ∇^2 dénote le Laplacien, ∇ est l'opérateur gradient.

Les conditions aux limites, de type Dirichlet ou Newman, correspondantes seront fixées ultérieurement dans les cas du model final réservé au cas isotherme, sous l'hypothèse d'un model de surface libre.

II.2.2 Model de surface adopté :

Des précautions doivent être prises pour valider l'hypothèse d'hypothèse d'une surface « propre » libre. En effet, sa sensibilité aux bruits provenant du milieu externe a été mise en évidence par des études expérimentales antérieures [53], [34]. Deux principales sortes de perturbations peuvent être envisagées : les perturbations d'origines thermiques, dues aux effets de la viscosité du fluide à des taux de rotations petits [66], [67] ; les perturbations dues aux tensions superficielles et aux surfactants induisant des dénivellations de la surface. Pour se mettre dans le model idéal de surface libre, A.Spohn, dans son étude expérimentale [42], a élaboré une courbe paramétrique (Re , Λ_h) dans laquelle il définit l'intervalle de validité du model de surface libre ou les perturbations les perturbations thermiques et les déformations peuvent être

négligées. Nous nous plaçons dans ce travail dans la condition de ces hypothèses.

II.2.2.1 Hypothèse sur la distorsion de la surface libre

A la surface libre, la pression atmosphérique peut être supposée constante. Ceci impose de garder explicitement la force de gravité dans l'équation du mouvement [42] pour la composante de vitesse axiale w suivant la direction du vecteur gravité [42], [48]. Cette équation fait apparaître le paramètre déterminant permettant de contrôler l'importance de la dénivellation de la surface :

Le nombre adimensionnel de Froude défini par :

$$Fr = \frac{\Omega^2 \cdot R^2}{H \cdot g}$$

Le nombre de Froude représente le rapport entre les forces d'inertie et la force de gravité.

La pression à la surface libre étant considérée constante. La surface en mouvement de rotation se déforme sous l'action d'un gradient radial de la pression $\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)$ forcé pour équilibrer la force centrifuge $\left(\rho \frac{\Omega^2}{r}\right)$. L'énergie potentielle ($E_p = \rho g h$) associée à une dénivellation h est alors de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique $\left(E_c = \frac{1}{2} \rho \Omega^2 r^2\right)$ de sorte que la petitesse du nombre de Froude ($Fr \ll 1$) traduit que $(h/H) \ll 1$ [68]. Cette condition est nécessaire pour adopter un model de surface sans distorsion. On notera que d'autres auteurs [34], [43] ont également adopté et poussé cette condition.

I.2.2.2 Hypothèses sur les effets thermiques

Pour des faibles nombres de Reynolds, les effets d'une convection thermique parasite, forcée ou naturelle sont d'autant plus importants que les vitesses caractéristiques de l'écoulement engendré par le disque tournant seront faibles. [43], [42].

Pour évaluer l'importance relative des effets thermiques sur l'écoulement, il y'a lieu de spécifier les forces perturbatrices d'origines thermiques qui peuvent agir dans les équations du mouvement. Ces perturbations thermiques sont représentées, pour un nombre de Reynolds relativement faible, par une force F_f .

Selon Boussinesq, La poussée d'Archimède sur un élément de fluide de température T_1 différent de la température T_Π du fluide ambiant s'écrit :

$$F_f \approx g.\alpha.\Delta T \approx g.\alpha.(T_1 - T_\Pi)$$

Tel que :

α : est le coefficient de dilatation isobare.

g : est la force de gravité.

En introduisant cette force dans l'équation du mouvement [41], [42] suivant l'axe (oz), qui est l'axe d'orientation de la force de gravité, il apparaît un paramètre déterminant adimensionné noté Gr dénommé le nombre de Grashof. Ce nombre adimensionné représente le rapport de la force de gravité sur les forces visqueuses. Il caractérise le transfert thermique (convection naturelle] dû au déplacement naturel d'un fluide [41], reliant la force d'Archimède aux forces visqueuses du fluide.

$$Gr = \frac{g.\alpha.\Delta T'.R}{\nu^2}$$

En introduisant le rapport d'aspect H/R et le Nombre de Reynolds Re , la grandeur $\left(\frac{H}{R} \frac{Gr}{Re}\right)$, qui apparaît dans les équations (voir annexe), mesure l'influence des effets thermiques sur le champ de vitesse Elle fait apparaître le rapport des forces de flottabilité à celles d'inertie.

Pour négliger l'influence de la température sur la structure générale de l'écoulement, Spohn [42] a établi la condition nécessaire ; vérifiée expérimentalement :

$$\frac{H}{R} \cdot \frac{Gr}{Re^2} \ll 1 \quad [42].$$

Le travail s'inscrit dans le cadre des hypothèses discutées ci-dessus qui consistent à adopter un modèle de surface libre plane négligeant ainsi les effets thermiques et ceux liés à sa déformation. On notera que Hyun et al [43] Erric Serre [34] ont également validé ces hypothèses dans leurs expériences.

A cet effet, le système des équations aux dérivées partielles régissant le mouvement du fluide est réduit aux seules équations de quantité de mouvement et de continuité comme donné ci-après.

II.2.3 Equations du mouvement (Cas isotherme) adimensionnées

La symétrie adoptée suggère l'utilisation des coordonnées cylindriques (r, θ, z) qui dénotent les directions, radiale, tangentielle et axiale respectivement.

Par ailleurs, dans un but d'une généralisation de la formulation on adimensionne le système résultant en introduisant les grandeurs caractéristiques de référence suivantes :

R, H : grandeurs de référence

$\Omega_b R$: Vitesse de référence ou Ω_b dénote la rotation du disque.

Ω^{-1} : temps de référence.

$\rho R^2 \Omega^2$: Référence pour la pressions.

On notera les variables adimensionnées par des grandeurs « primées » pour déduire ainsi les variables adimensionnées suivantes :

- **Les Coordonnées dans le plan méridien (r, z) :**

$$(r, z) = \left(\frac{r'}{R}, \frac{z'}{H} \right)$$

- **Les Composantes du champ de vitesse tridimensionnel dans les directions (r, θ, z) :**

$$(u, v, w) = \left(\frac{u'}{R\Omega}, \frac{v'}{R\Omega'}, \frac{w'}{R\Omega'} \right)$$

- La pression et le temps sont donnés respectivement par:

$$p = \frac{p'}{\rho R^2 \Omega^2}$$

$$t = \Omega t'$$

Le système différentiel résultant de l'hypothèse de l'axi-symétrie $\left(\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv 0\right)$.

- Equation de quantité de mouvement radiale :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\Lambda_h} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \left(\frac{u}{r^2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-4})$$

- Equation de quantité de mouvement tangentielle :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{v \cdot u}{r} \right) = \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\Lambda_h} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-5})$$

- Equation de quantité de mouvement radiale :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\Lambda_h} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-6})$$

- Equation de continuité (II-1) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-7})$$

Le groupement des grandeurs caractéristiques adoptées a fait apparaître les principaux paramètres dynamiques et géométriques de contrôle de l'écoulement axisymétrique mais dans les champs de vitesse et de vorticité sont tridimensionnels. Le Nombre Re de Reynolds $\left(Re = \frac{\Omega . R^2}{\nu} \right)$ qui quantifie le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses ; en d'autre terme entre les temps typiques de diffusion visqueuse $\left(\tau_p = \frac{R^2}{\nu} \right)$ et ceux d'advection Ω .

Le second paramètre de contrôle est géométrique qui définit le rapport de forme de la cavité (Allongée, Aplatie) $\Lambda_h = H / R$.

Ce paramètre géométrique est une grandeur de première importance. En effet, (Λ_h, Re) est le couple déterminant qui précise les régimes d'écoulements avec ou sans éclatement. Par ailleurs les cavités aplatie caractérisées par $(\Lambda_h < 1)$ sont généralement le siège de structures relatives aux instabilités liées aux parois alors que l'éclatement tourbillonnaire apparaît dans des enceintes relativement allongées et loin des parois solides.

II.3 Choix du formalisme

Dans cette étude, nous avons adopté la formulation dite vorticité-fonction de courant pour analyser et décrire les écoulements de base, engendrés dans les configurations géométriques introduites précédemment, l'étude est établi en 2D en espace mais en 3D en champs de vitesses et de vorticité.

Ce choix est, d'une part, motivé par l'absence de conditions aux limites naturelles [69] et d'équation évolutive de la pression [70]. D'autre part, la formulation vorticité-fonction de courant pour les écoulements bidimensionnel permet de réduire le nombre d'équations du système résultant, en éliminant les termes relatifs à la pression qui interviennent dans les équations par son gradient.

L'utilisation de la formulation vorticité-fonction de courant aux écoulement tridimensionnels reste possible [36], [71], [69], par l'introduction d'un potentiel vecteur, mais amplifie la sous détermination des conditions aux limites sur la

vorticité ainsi que sur le potentiel vecteur. Dans ce cas, la formulation vitesse-pression paraît la mieux adaptée [72], [73].

En s'appuyant sur ces considérations, nous avons choisi d'étudier le problème aux limites posé dans ce travail à l'aide d'une formulation circulation-vorticité-fonction de courant (ψ, Γ, ξ) . L'introduction de la fonction scalaire de courant permet de satisfaire l'équation de continuité automatiquement.

Pour cela, le champ de vitesse tridimensionnel (u, v, w) s'écrit :

$$(u, v, w) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\Gamma}{r}, -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$$

Le champ de vorticité tridimensionnel correspondant est :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{V} = \vec{\xi}(\xi_r, \xi_\theta, \xi_z)$$

$$\xi_\theta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} ; \text{ est la composante tangentielle du vecteur tourbillon.}$$

La circulation notée $\Gamma(r, z) = v.r$ est le moment angulaire (circulation).

Pour éliminer le terme de pression, on dérive l'équation **(II-4)** par rapport à z et **(II-6)** par rapport à r . Ensuite, on fait la soustraction pour déduire le système différentiel exprimé en termes de variables ψ, ξ, Γ :

- **Equation de poisson (reliant la vorticité à la fonction de courant)**

$$\nabla^2 \psi - \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = r \xi \quad (\text{II-8})$$

- **Equation de la circulation**

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + u \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + w \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\nabla^2 \Gamma - \frac{2}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) \quad (\text{II-9})$$

- **Equation de la vorticité (Composante tangentielle de la vorticité qu'on notera ξ)**

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial r} + w \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{u \xi}{r} - \frac{2\Gamma}{r^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\nabla^2 \xi - \frac{\xi}{r^2} \right) \quad (\text{II-10})$$

II.4 Conditions aux limites et initiales

II.4.1 Conditions aux limites et initiales en terme de $\vec{V}(u, v, w)$

a) Conditions aux limites

L'écoulement est régi par l'équation de continuité et les équations de Navier Stokes stationnaires dans la configuration décrite par la figure (II.1). Ces équations d'évolution sont complétées par des conditions aux limites et des conditions initiales. Les conditions aux limites sont basées sur l'adhérence du fluide visqueux aux parois (non glissement sur les parois et entraînement dans la direction azimutale pour la partie tournante), et absence des contraintes tangentielles et radiales sur la surface libre (négligées).

Soit Σ_k une quelconque surface solide partielle de la cavité (incluant le cas où la surface est rigide), animée d'une rotation instantanée à vitesse constante Ω_k ($\Omega_k = 0$ si Σ_k est au repos).

- **Conditions sur Σ_k (rigide)**

$$(u, v, w) = (0, S_k r, 0) \quad , \quad \left(S_k = \begin{pmatrix} \Omega_k \\ \Omega_b \end{pmatrix}, \quad \Omega_b \neq 0, \quad (S_k = 0, \text{ si la paroi est fixe}) \right) ;$$

- **Condition sur l'axe de la symétrie la cavité**

$$\left(u, v, \frac{\partial w}{\partial r} \right) = (0, 0, 0) ;$$

- **Conditions adoptées sur la surface libre**

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}, w \right) = (0, 0, 0)$$

b) Conditions initiales

L'ensemble fluide et surfaces solides, qui le délimitent, est considéré initialement ($t < 0$) au repos. A l'instant $t = 0$, l'une quelconque ou l'ensemble des parois solides sont mises instantanément, en rotation avec des vitesses angulaires uniformes, mais différentes.

✓ $t < 0$

$$(u, v, w) = (0, 0, 0)$$

$$\forall (r, z) \in D = \left\{ (r, z) \in R^2 : 0 \leq r \leq 1, 0 \leq z \leq \Lambda_h \right\}$$

✓ $t \geq 0$

Les conditions ci-dessus sur Σ_k , sur l'axe et sur la surface libre s'appliquent.

II.4.2 Conditions aux limites et initiales en terme de (ψ, Γ, ξ) **a) Conditions aux limites**

- conditions aux limites sur Σ_k (rigide)

$$\psi = 0, \quad \Gamma = S_k \cdot r^2, \quad \xi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \ell^2}, \quad (S_k = \Omega_k / \Omega_b);$$

S_k : rapport des vitesses de rotation.

ℓ : Direction prise normale, en un point de Σ_k , dirigée vers l'intérieur.

- L'hypothèse d'une symétrie de révolution, réduit l'étude au plan méridien :

$$\tilde{D} = [0, R] \times [0, \Lambda_h]$$

- Condition sur l'axe de la cavité

$$\psi = 0, \quad \Gamma = 0, \quad \xi = 0$$

- Conditions adoptées sur la surface libre

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = 0, \quad \xi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (z = \Lambda_h, 0 < r < 1)$$

b) Conditions initiales✓ $t < 0$

$$\psi = 0, \Gamma = 0, \xi = 0$$

$$\forall (r, z) \in D = \{(r, z) \in R^2 : 0 \leq r \leq 1, 0 \leq z \leq \Lambda_h\}$$

✓ $t \geq 0$

Les conditions ci-dessus sur Σ_k , sur l'axe et sur la surface libre s'appliquent.

II.5 Conditions sur la composante tangentielle de la vorticité

Les équations que nous avons à résoudre peuvent décrire plusieurs phénomènes physiques. Néanmoins, la différence entre les solutions recherchées réside dans les valeurs données aux paramètres de contrôle ainsi que la manière de formuler les conditions aux limites requises. C'est pourquoi il est important de poser des conditions ayant une origine physique pour la vorticité. Cette difficulté a préoccupé de nombreux chercheurs, parmi lesquels Pao [74] et C.N.Savvides & J.H.Gerard [77]. Parmi les méthodes suggérées pour palier à cette question on distingue :

♦ *première approche* : basée sur le développement de Taylor de la fonction de courant ψ associée aux équations de continuité et de vorticité. Duck [78] Orszag et Israeli [79], Roache [80], T.P.Loc [81] ont présenté d'excellents travaux utilisant cette approche.

♦ *Deuxième approche* : cette approche remplace les conditions locales par des conditions intégrales. Quartapelle [82], montre qu'un problème du 4^{ème} ordre en ψ ayant deux conditions aux limites $\left(\psi|_r \text{ et } \frac{\partial \psi}{\partial r}|_r \right)$ peut être divisé en deux problèmes de second ordre ; l'un sur ψ et l'autre sur ξ . Cette simplification fait apparaître une condition aux limites de type intégrale sur ξ dépendante des conditions sur ψ . Cette méthode est basée sur la projection du champ de vorticité sur une base linéaire de fonctions harmoniques. Quartapelle et Valz – Griz [83] ont utilisé cette approche pour la résolution du problème de la cavité à paroi mobile (driven-cavity).

♦ *la troisième approche* : est celle introduite par Chorin (1978). Cette méthode introduit la vorticité de manière à satisfaire approximativement les conditions aux limites sur les composantes de la vitesse.

Dans le présent travail, nous avons adopté la première approche pour déduire les expressions de la composante tangentielle de la vorticité sur les bornes du domaine $\bar{D}$.

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le model géométrique adopté pour la mise en évidence de l'E.T a été décrit et la mise en équation a été présentée. Le formalisme choisi est décrit en termes de circulation-vorticité-fonction de courant. Le système continu résultant, permet d'analyser l'écoulement engendré par la rotation différentielle des parois rigides d'une cavité cylindrique à surface libre. Les conditions aux limites et initiales sont aussi décrites. Par ailleurs, la formulation fait ressortir deux paramètres de contrôle : l'un dynamique (Re) et l'autre géométrique (Λ_h)

CHAPITRE III

MODÉLISATION ET SIMULATION

CHAPITRE III

MODÉLISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

III. 1 Introduction :

Un code de calcul a été élaboré dans une étude antérieure [84], [85], pour traiter un problème analogue lié aux écoulements avec éclatement tourbillonnaire dans une cavité cylindrique totalement confinée (avec couvercle). Ce code a été révisé en modifiant les conditions aux limites, traduisant l'existence d'une surface libre en remplacement d'une surface rigide. Le code, basé sur une approche en différences finies classique, est brièvement décrit dans ce chapitre et les détails de l'algorithme sont présentés en annexe.

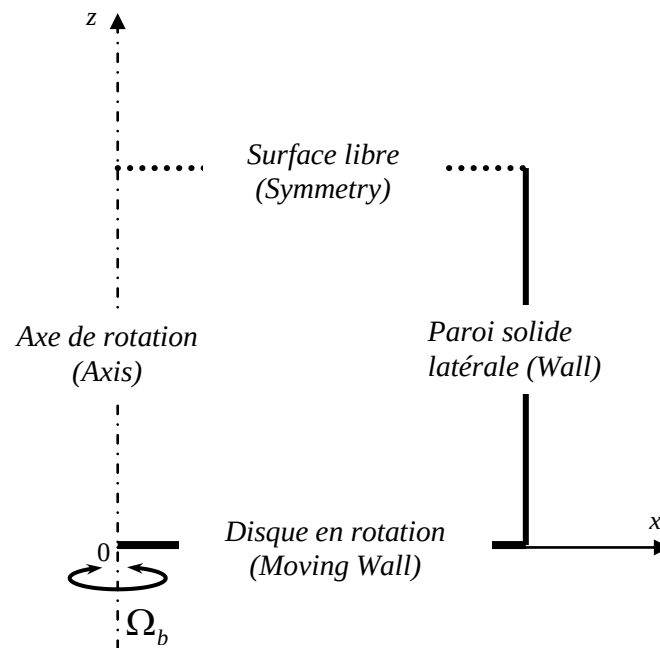
L'expérience numérique, acquise dans ce travail, nous a conduit à des incertitudes liées à l'existence à même et surtout à l'unicité de certaines solutions obtenues pour une gamme donnée de paramètres de contrôle (Re, Λ_h). La modélisation de l'E.T, liée aux phénomènes d'instabilité, nécessite une rigueur d'un schéma de haute précision. Ceci nous conduit à réviser et à effectuer les calculs au moyen du code de calcul industriel (FLUENT).

III.2 Présentation du code de calcul Fluent

L'utilisation du code FLUENT permet de construire un modèle numérique capable de traiter et de résoudre l'hydrodynamique générée dans une cavité à disque tournant. Les simulations effectuées supposent l'axisymétrie de l'écoulement ; réduit l'investigation au plan méridien (r, z), en contrôle cylindrique. Il y'a lieu de noter que les champs de vitesses et de vorticités correspondants sont tridimensionnels (d'où la notation du modèle adopté 2D3C où C indique les composantes et D se réfère aux variables d'espace).

III.2.1 Conditions aux limites

Les équations du mouvement sont accompagnées par les conditions aux limites et initiales résumées sur le schéma suivant (fig.(III.1)):



**Figure III.1 : Les conditions aux limites
Sur la configuration cylindrique**

III.2.2 Etapes de la résolution

Nous présentons ici les différentes étapes qui ont constitué la résolution numérique des problèmes envisagés : tout d'abord la détermination d'un maillage adapté ensuite la description de l'algorithme de résolution employé.

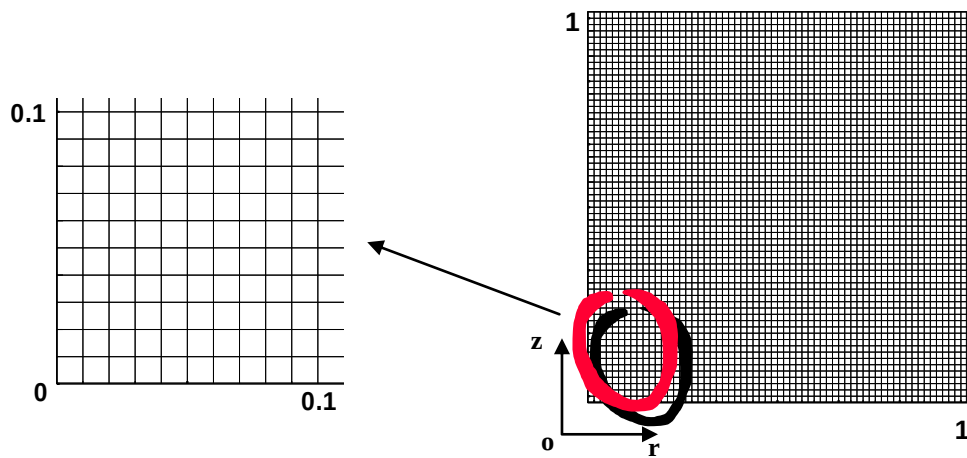
III.2.2.1 Conception du maillage

Le code FLUENT utilise une grille unique pour la résolution simultanée des équations du système considéré. Cette grille est conçue par l'utilisateur à l'aide du mailleur GAMBIT. Celui-ci permet de construire deux types de grille de calcul, structurée ou non structurée. Cette dénomination correspond à la géométrie des éléments qui la constituent. Le maillage structuré est conçu à l'aide de quadrilatères (rectangles ou carrés) pour des géométries bidimensionnelles et à l'aide d'hexagones (cubes ou parallélépipèdes) dans les cas tridimensionnels. De plus, le découpage se fait de telle sorte qu'une ligne du maillage partant d'une frontière extérieure du domaine de résolution doit obligatoirement rejoindre une autre frontière extérieure. Par conséquent, deux

frontières reliées par des lignes de maillage comportent le même nombre de mailles. Ceci impose des contraintes sur la façon dont s'effectue le découpage du domaine. Par contre, le maillage non structuré n'impose pas de contrainte de ce type, la grille est constituée de triangles (en 2D), ce qui permet de prendre en compte plus aisément des contours complexes.

Un maillage adéquat doit en principe renforcer les zones de fort gradient. Mais il faudra, dans ce cas, connaître au préalable la localisation de ces zones pour implémenter une grille adéquate. Dans ce travail, les zones d'intérêt sont dans le centre de l'écoulement et apparaît pratiquement dans différentes zones de la cavité, selon les conditions aux limites et selon la gamme la gamme des paramètres de contrôle. Ceci nous a amené à considérer tous les régimes de la même manière en choisissant un maillage uniforme.

En pratique numérique, le maillage est affiné au fur et à mesure jusqu'à ce que la variation de la solution puisse être négligée. Dans ce travail nous avons utilisé un maillage structuré adapté à une gamme du nombre de Reynolds et de rapports d'aspects (Re, Λ_h) très large. Le nombre d'éléments qui recouvrent la structure d'une cavité quelconque de rapport d'aspect Λ_h est donné par la formule suivante : $\Lambda_h \cdot 10^4$. Le maillage représenté par la figure (III.2) d'une cavité cylindrique ayant un rapport d'aspect $\Lambda_h = 1$ est alors constitué d'environ 10000 éléments ; les mailles étant affinées d'une manière uniforme. Les temps de calcul dépendent du nombre de mailles, de la gamme de paramètres de contrôle et surtout des conditions aux limites.



Maillage rectangulaire uniforme (Structuré) ; $\Lambda_h = 1$, $\Lambda_r = 1$

Figure III.2 : Eléments du maillage

III.2.2.2 Description du solveur de FLUENT

Une fois constitué, le maillage est relu dans le solveur et le calcul peut être initié en spécifiant dans le code les équations à résoudre avec les conditions aux limites correspondantes ainsi que les paramètres de résolution. Les inconnues associées aux différentes équations aux dérivées partielles sont alors discrétisées sur une grille unique. Les équations aux dérivées partielles sont intégrées sur chacun des éléments du maillage selon la technique des volumes finis. Des équations algébriques portant sur les valeurs des inconnues localisées au centre des mailles sont alors obtenues. La solution de ces équations est ensuite recherchée par une procédure itérative.

La technique des volumes finis employée par FLUENT, consiste à intégrer sur chaque volume de contrôle (élément du maillage) les équations aux dérivées partielles et à les remplacer par des équations de différences finies. Celles-ci expriment le bilan sur le volume de contrôle, bilan constitué des flux de convection et de diffusion et des termes sources. Les intégrales volumiques (3D ou 2D axisymétrique) ou surfaciques (2D) sont transformées à l'aide du théorème de la divergence en intégrales sur une surface (3D) ou sur un contour

(2D). Elles sont ensuite estimées à l'aide de différences finies qui font intervenir les valeurs des inconnues sur les arêtes. Afin de ne pas augmenter le nombre d'inconnues du problème, un schéma d'interpolation est employé pour exprimer la valeur de l'inconnue sur l'arête en fonction des valeurs au centre des mailles voisines.

Plusieurs schémas d'interpolation d'ordres de précision 1, 2 ou éventuellement 3 sont disponibles dans le code FLUENT. Les résolutions effectuées ici utilisent la variante du schéma « 2nd order Upwind » (disponible dans FLUENT). Ce schéma d'ordre 2 est assez stable et précis, et pour les calculs réalisés, il s'est avéré suffisant. La solution du système d'équations qui découle de l'intégration sur chaque volume de contrôle des équations initiales est recherchée selon une procédure séquentielle dont chaque itération comporte les étapes suivantes :

- 1) L'équation de la composante azimutale est résolue en supposant connues les deux autres composantes de vitesses u , w , (La pression n'est pas présente dans cette équation en raison de l'axisymétrie de l'écoulement)
- 2) Les équations du mouvement portant sur les composantes u et w sont résolues en même temps (u suppose w nulle, et inversement).
- 3) L'équation de continuité est ensuite utilisée pour apporter les corrections nécessaires au Champ de pression (initialement nul). Le champ de vitesse est également recalculé exactement. Ces deux étapes sont effectuées selon deux algorithmes, SIMPLE ou SIMPLEC (**S**emi **I**mplicit **P**ressure **L**ink **E**quation **C**orrection).

Le second, qui est plus performant, est celui qui a été employé pour l'ensemble des résolutions en prenant les valeurs mises à jour des quantités précédentes.

Les étapes 1 à 3 sont alors répétées en utilisant à chaque fois les valeurs des variables calculées dans les étapes précédentes. Ces étapes sont répétées jusqu'à ce que l'erreur faite dans chaque équation de conservation, à l'intérieur de chaque volume de contrôle et donc sur le domaine entier ait été réduite à la valeur souhaitée.

III.3 Présentation du code de calcul (2D)

Du fait que ce code soit élaboré et présenté en détail dans une étude récente antérieure, sauf que nous avons introduit et modifié les conditions sur la surface libre, il a été décidé de présenter son algorithme en annexe. Les détails sur les problèmes liés à cette approche sont reportés et détaillés dans [84], [86]. Les modifications ont été portées aux conditions sur la surface considérée plane. Ceci se traduit par :

$$\psi = 0, \frac{\partial \Gamma}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z}, w = 0$$

En remplacement des conditions sur une surface rigide fixe où $(u, v, w) = (0, 0, 0)$

III.4 Validation :

Une série de tests de validations a été réalisée. Les tests ont été rendus nécessaires surtout pour s'assurer des conclusions essentielles tirées dans cette contribution, relatives à la caractérisation de l'éclatement tourbillonnaire détaché et aux moyens de contrôle cinématiques explorés pour lesquels nous n'avons recensé aucun travail antérieur.

Pour une première comparaison qualitative, nous avons choisi de reproduire la topologie de l'E.T global en surface libre rapporté dans un travail récent par E. Serre & P. Bontoux [34]. Cette configuration est relative à l'apparition d'une zone de recirculation obtenue par 3 couples $(Re, \Lambda_h = 2)$.

La topologie résultante de ces paramètres est illustrée par les lignes de courant dans le plan méridien (fig III.3). Pour chaque couple des paramètres $(Re, \Lambda_h = 2)$, le demi plan gauche indique les résultats d'Erric Serre & P. Bontoux [34] et le demi plan droit se réfère à la présente étude (par les deux approches). On relève ainsi, une bonne comparaison qualitative de l'E.T (zone de recirculation, localisation et évolution). Evidemment, l'analyse de cette structure sera donnée au chapitre IV.

Pour une comparaison quantitative, nous avons, en outre, confronté les résultats issus du code (2D) en différences finies avec ceux issus de Fluent basé sur les volumes finis.

La comparaison s'est effectuée essentiellement sur deux cas de figures d'apparition de l'éclatement tourbillonnaire : type bulbe attaché à l'axe de rotation de la cavité (éclatement tourbillonnaire axial), et celui attaché à la surface libre (éclatement radial). En effet, la figure (III.4) représente une comparaison qualitative des lignes de courants obtenues pour une gamme des paramètres $((Re, \Lambda_h) = (460, 1); (1400, 1))$. Les topologies des deux approches sont très comparables, notamment à la position des points de stagnation, le nombre de bulbes ainsi que leurs dimensions (extension radiale et axiale).

D'autre part, une comparaison quantitative des profils de la composante axiale (w) de vitesse sur l'axe de la cavité ($Re=460$, éclatement axiale) et le profil de la vitesse radiale (u) sur la surface libre, déduits par les deux codes, ont été reproduits dans la figure (III.5). Cette comparaison illustre la bonne concordance des résultats pour les paramètres indiqués. On remarque, précisément, la variation des composantes axiales (fig.(III.5-a)) $w = f(z)$ pour $0.46 \leq z \leq 0.64$ qui coïncide avec la zone de recirculation caractérisant l'éclatement tourbillonnaire (fig(III.5-a)). En outre, W change de signe due à l'existence d'un écoulement inverse caractérisant cette dite zone de recirculation inverse. De même, les profils radiaux $u = f(r)$, caractérisant l'écoulement inverse radiale sur la surface libre (fig (III.5.b)), sont pratiquement identiques.

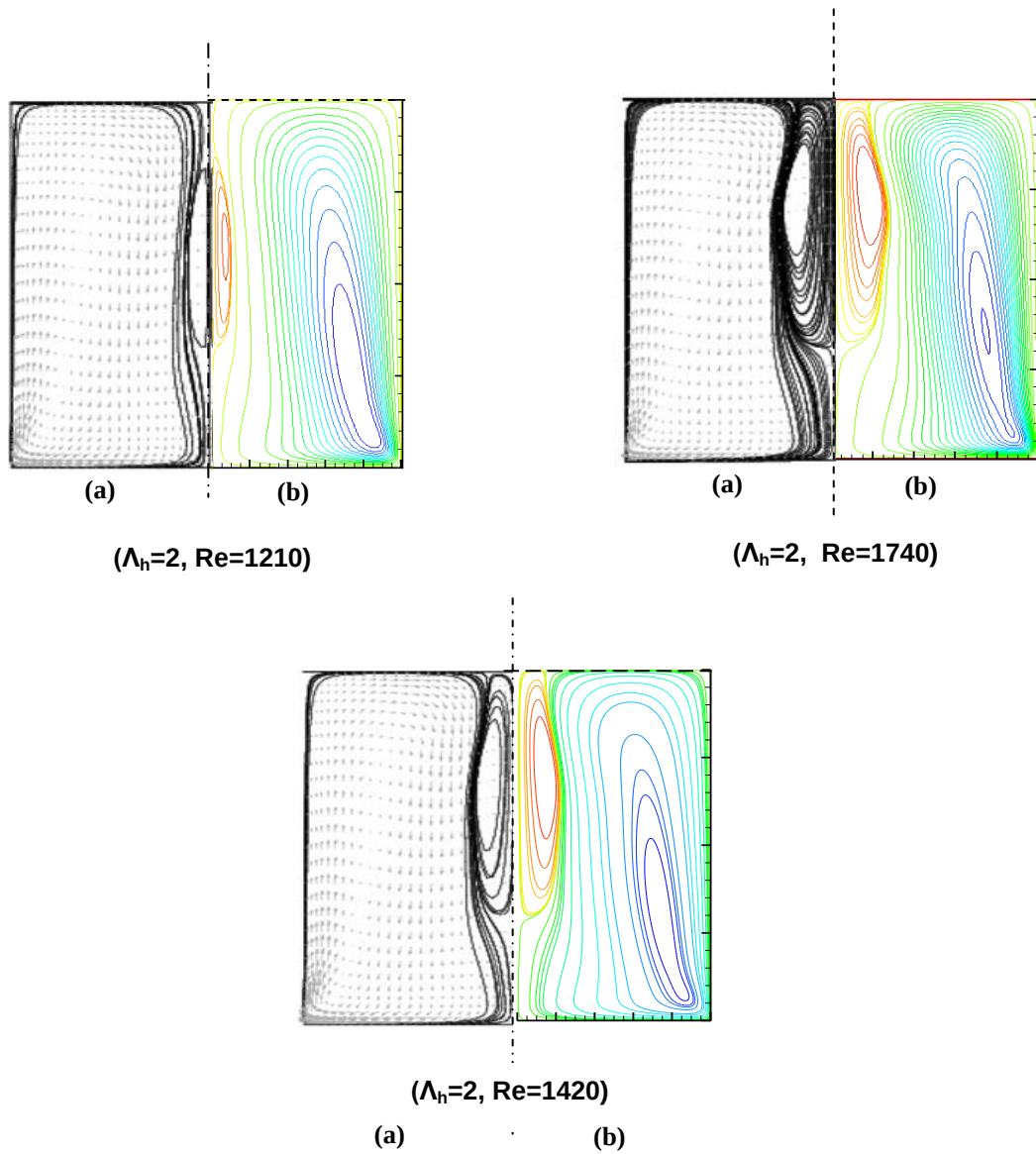


Figure III.3: Comparaison topologique des lignes de courant

A ; demi plan gauche [34].

B ;demi plan droit (Présente étude)

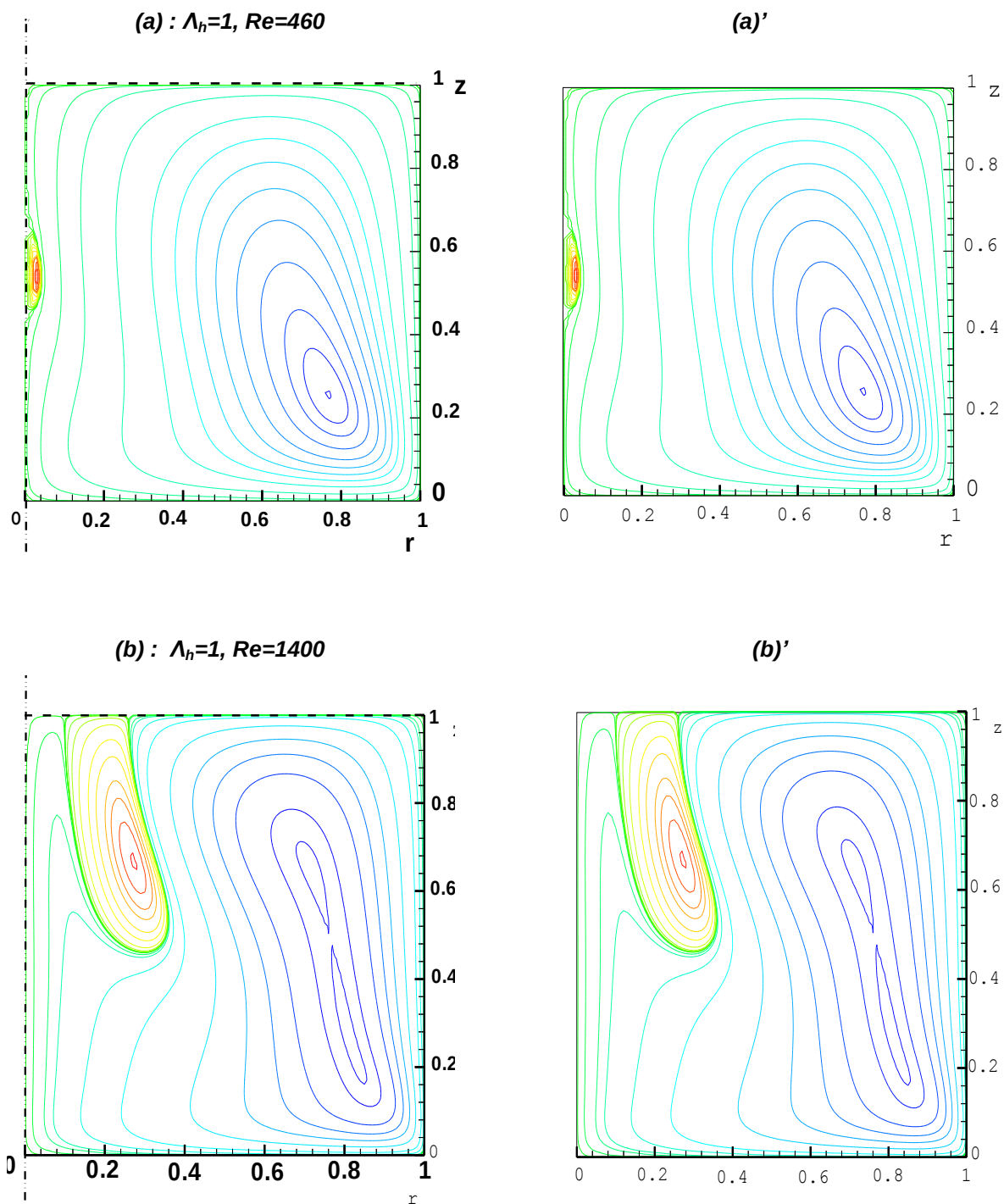
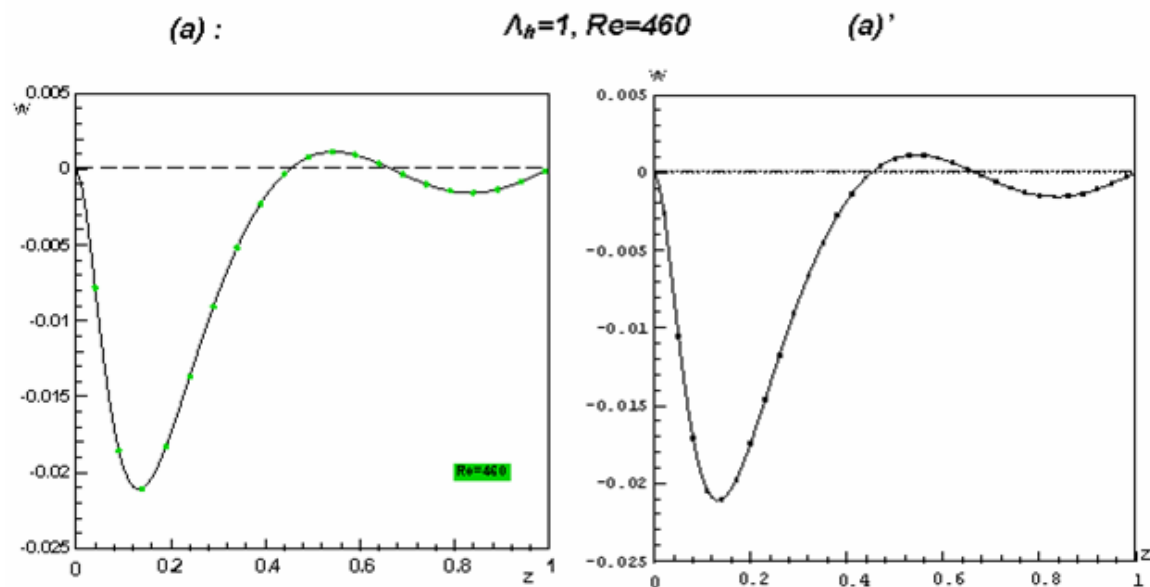
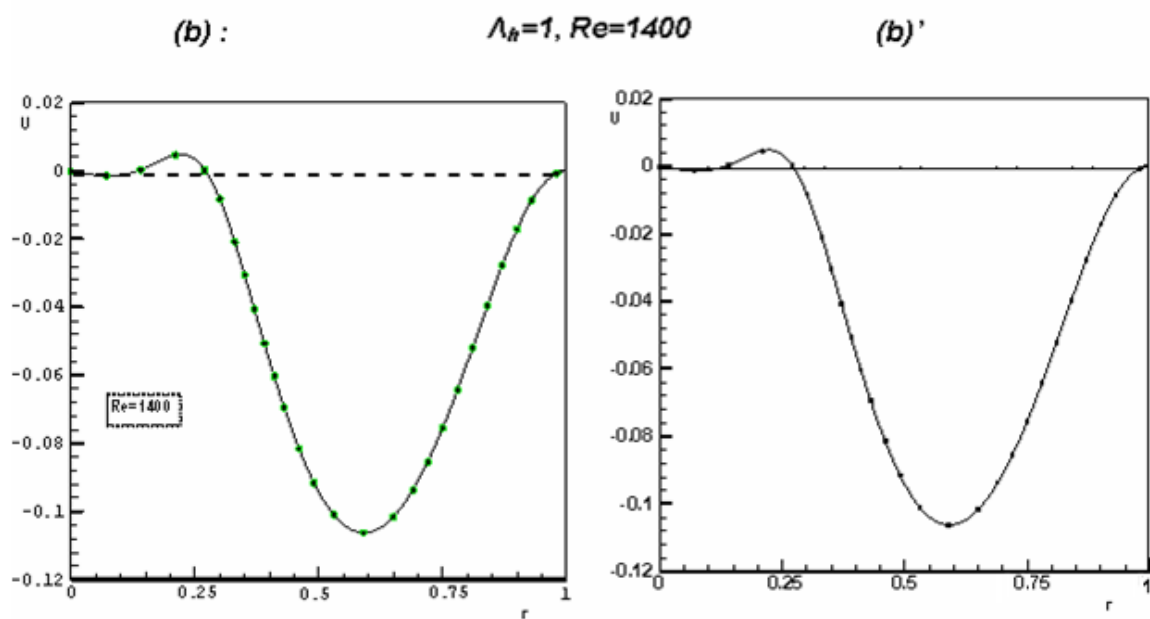


Figure III.4: Comparaison qualitative avec iso courants obtenues par :
R. SACI & A. KOUADRI (J.Mécanique & Industries 2008)



(a) : Profil axial de w sur l'axe de rotation de la cavité cylindrique



(b) : Profil de la vitesse radiale u sur la surface libre

Figure III.5 : Comparaison quantitative avec iso-courants obtenues par les 2 codes

III.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, ont été présentés les deux outils numériques employés. D'abord, le code (2D) utilisé dans une étude antérieure pour le cas des configurations avec couvercle (surface rigide), étendu au cas d'écoulement à surface libre. Puis, le deuxième outil utilisé est le code industriel Fluent. Les résultats issus des deux approches ont été confrontés qualitativement et quantitativement entre eux ainsi qu'avec certaines expériences reportées dans la littérature. La validation montre une bonne concordance des résultats.

CHAPITRE IV

ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE DANS LES CAVITÉS A SURFACE LIBRE

CHAPITRE IV

ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE DANS LES CAVITÉS A SURFACE LIBRE

IV.1 Introduction :

Dans ce chapitre, on présente une étude des structures tourbillonnaires secondaires, qui se superposent à l'écoulement de base, dans une configuration à surface libre. Le modèle de surface libre pour ces configurations néglige les déformations de la surface libre liées aux contraintes surfaciques. Cette hypothèse qui impose une condition de glissement sur la surface libre, discutée au chapitre I est validée par des expériences antérieures [43],[40],[41],[42] réalisées dans une configuration géométrique analogue, pour une gamme de paramètres de contrôle (Re , Λ_h) donnés.

L'écoulement de base considéré est stationnaire. Les solutions convergentes obtenues dans cette étude, sont explorées dans la gamme suivante de paramètres (dynamique et géométrique) de contrôles :

$$445 \leq Re \leq 2900, 1 \leq \Lambda_h \leq 4$$

La structuration de cet écoulement est mise en évidence et décrite qualitativement dans un demi plan méridien, en raison de la symétrie axiale, à l'aide des lignes de courants, des iso-circulations, d'iso-vorticités tangentielles et des iso-vitesses axiales $w = \text{cste}$. En outre, pour une description quantitative, sont présentés les champs méridiens des vitesses associées (u , v , w).

Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est d'abord mis en évidence. Son évolution spatio-temporelle et sa topologie sont étudiées sous l'influence du rapport d'aspect de la cavité (Λ_h) et du taux de rotation du disque inférieur (Re). Par ailleurs, une caractérisation (géométrique) de l'éclatement tourbillonnaire résultant de ces configurations est présentée et comparée au cas des structures occasionnées dans des cavités à surface rigide.

IV.2 Ecoulement de base($S=0$)

La structure globale de l'écoulement stationnaire résultant de la rotation du disque inférieur d'une configuration de facteur d'aspect $\Lambda_H=1$ est analysée, pour $Re=400$, en se référant aux figures (IV-1 a-c)

Qualitativement, l'écoulement est caractérisé par une circulation centrifuge au voisinage du disque tournant, où les contraintes visqueuses agissent sur une couche d'épaisseur δ (couche d'Ekman). Le confinement latéral cylindrique fixe, impose au fluide visqueux un mouvement rotatif ascendant avec formation d'une couche limite d'épaisseur $\delta(r, z)$. Par conservation de masse, un mouvement axial descendant se produit dans le cœur de l'écoulement suivi d'une circulation centripète au voisinage de la surface libre. Sur cette dernière, le mouvement tourbillonnaire (vortex) radial centripète est pratiquement et principalement occasionné par l'effet du pompage d'Ekman produit par le disque inférieur tournant ; les contraintes tangentielles et radiales sont pratiquement dans la gamme de paramètres considérée. Le mouvement tourbillonnaire, dans cette partie, résulte d'une combinaison de vitesses radiale et azimutale et ce contrairement au cas du modèle à surface rigide où seul le gradient radial de pression peut agir.

Les lignes de courant, illustrées dans la figure (IV-1.a), indiquent clairement l'existence d'un écoulement méridien dans le plan (r,z) , qui se superpose à la rotation initiale de base. La figure (IV-1.b) révèle que les iso-circulations rejoignent la surface libre. Les iso-vorticités représentées par la figure (IV-1.c) explicitent la formation de couches de cisaillement sur chacune des parois solides. Les calculs indiquent que l'épaisseur de la couche limite d'Ekman, sur le disque tournant, devient pratiquement constante à mesure que le taux de rotation augmente (Re) ; alors que l'épaisseur de la couche de cisaillement, qui se développe sur la paroi latérale fixe, s'étale sur celle-ci et continue à augmenter jusqu'à la surface libre, et ce contrairement au cas du modèle de surface rigide.

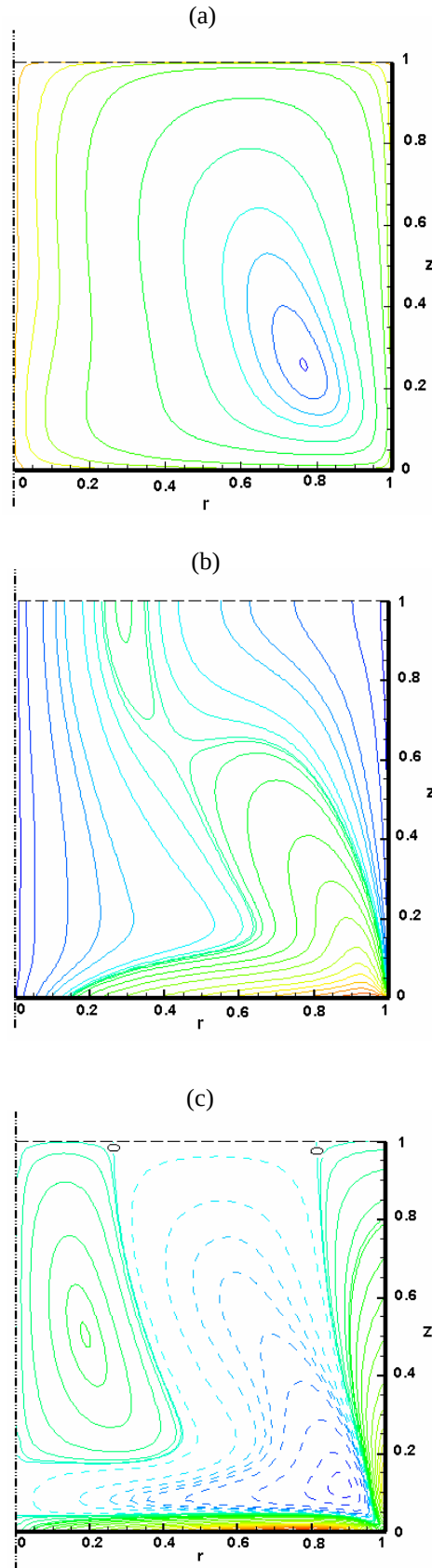


Figure IV.1 : (a) **Lignes de courant**, (b) **Lignes iso circulation**, (c) **Lignes iso-vorticité** : $\Lambda_h = 1$
 $Re = 400$

Le champ de vitesse (u , w) caractérisant l'écoulement méridien est décrit par les figures (IV-2-3-4), pour $Re=400$, pour différentes stations axiales z . Une analyse simultanée de la distribution radiale de w (figure (IV-2)) et de la distribution axiale de la vitesse u (figure (IV-3)) indique que les variations essentielles (fort gradient) sont confinées au voisinage des parois solides: u et w présentent un maximum au voisinage du disque tournant. Leur action combinée confirme le sens de l'écoulement secondaire décrit précédemment.

En effet, la distribution radiale des deux composantes, axiale et radiale, de la vitesse montrent clairement que l'écoulement est centrifuge sur le disque inférieur tournant, ascendant sur la paroi latérale fixe, centripète au côté de la surface libre et descendant sur l'axe de rotation.

On notera, par ailleurs, que les valeurs absolues des extrema que présente w (figure (IV-2)) tendent à diminuer vers zéro, à mesure qu'on s'approche de la surface libre où le mouvement tourbillonnaire est exclusivement radial centripète. En outre, sur la figure (IV-2), on observe que dans le demi-plan droit ($r>0.5$), la vitesse tangentielle atteint un maximum qui diminue lorsque z augmente ; alors que l'effet contraire est constaté pour $r<0.5$.

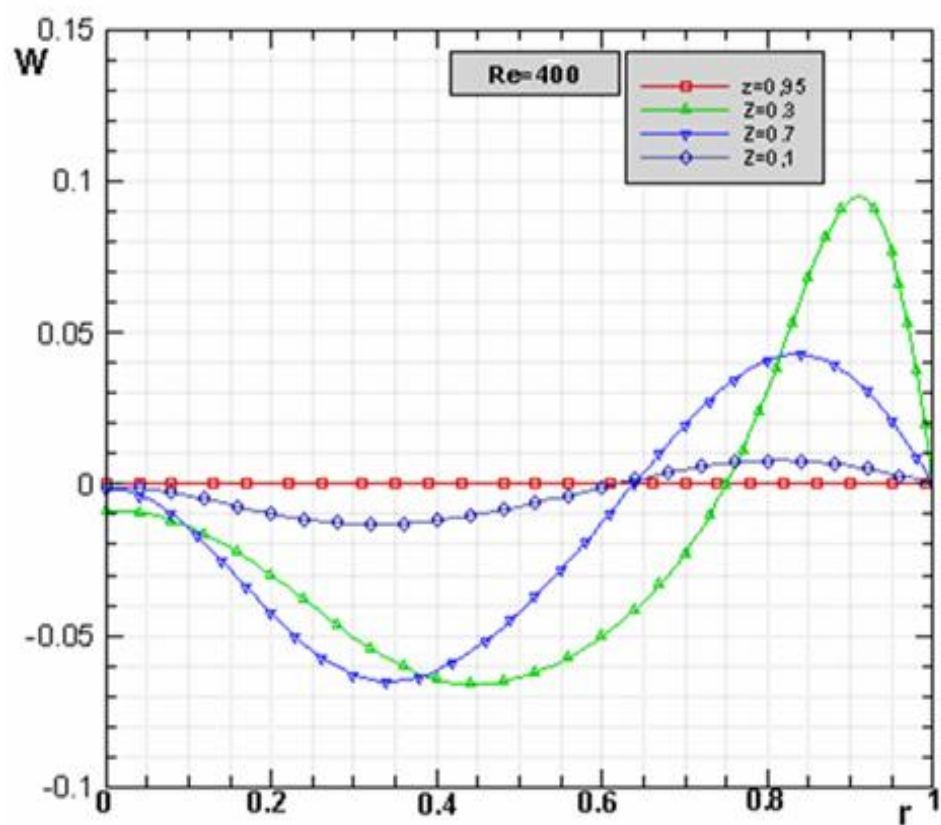


Figure IV.2 : Distribution radiale de W ; $Re = 400$, $\Lambda_h = 1$ z est indiqué

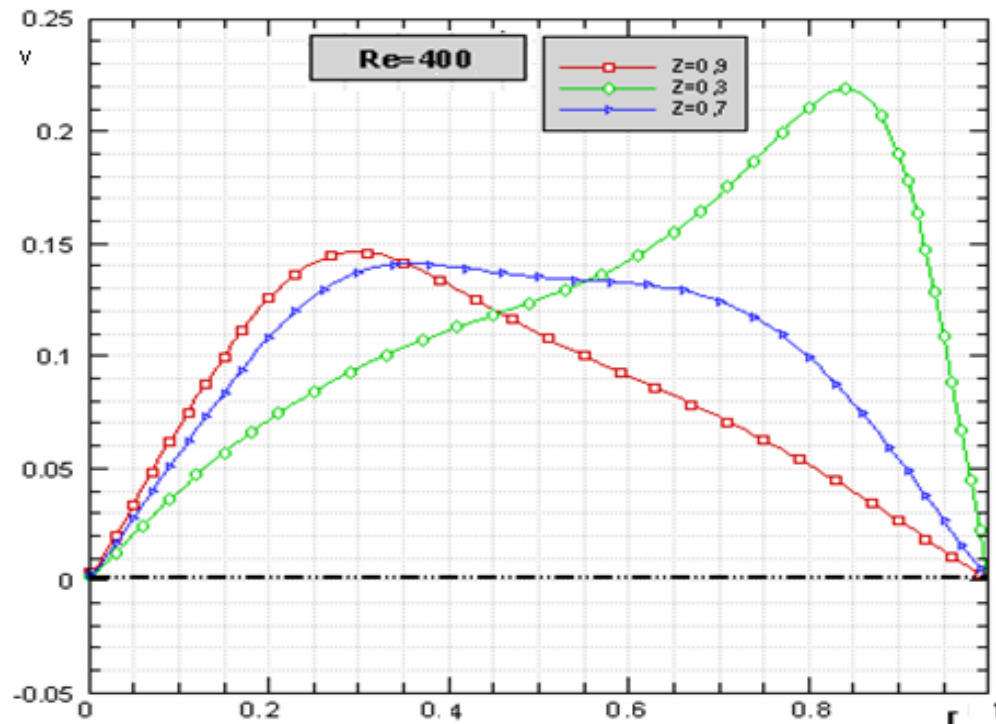


Figure IV.4 : Distribution radiale de v ; $Re = 400$, $\Lambda_h = 1$; z est indiqué

IV.3 Écoulement et éclatement tourbillonnaire

IV.3.1 Mise en évidence d'un éclatement axial

Pour les paramètres de contrôle $Re=445$, $\Lambda_h=1$, on a mis en évidence une zone de recirculation inverse précédée par un point de stagnation sur l'axe de la cavité comme l'illustre qualitativement les lignes de courant de la figure IV.5-a. Les lignes iso-circulation de la figure IV.5-b montrent l'existence d'un noyau central cylindrique fin en rotation quasi solide au voisinage de l'axe où Γ est pratiquement indépendant de z . Le profil de vorticité tangentielle, de la figure IV.5-c illustre la formation d'une couche de cisaillement le long de la paroi latérale fixe, dont l'épaisseur augmente à mesure qu'on se rapproche de la surface libre. Aussi, on remarque une couche limite qui s'étend sur le disque inférieur tournant dont l'épaisseur pratiquement indépendante de r . Par ailleurs, on constate que, contrairement au cas des cavités avec couvercle, aucune couche limite n'est formée sur la surface libre. Ces résultats, issus de

la modélisation numérique, sont conformes aux résultats expérimentaux de Spohn [40], Spohn et al [41].

L'apparition de points d'éclatement tourbillonnaire, est clairement mise en évidence par la distribution axiale de la composante axial w de la vitesse au voisinage de l'axe de la cavité. En effet, la figure IV.6 met en évidence deux points de stagnations séparant une zone axiale d'écoulement, en sens opposé

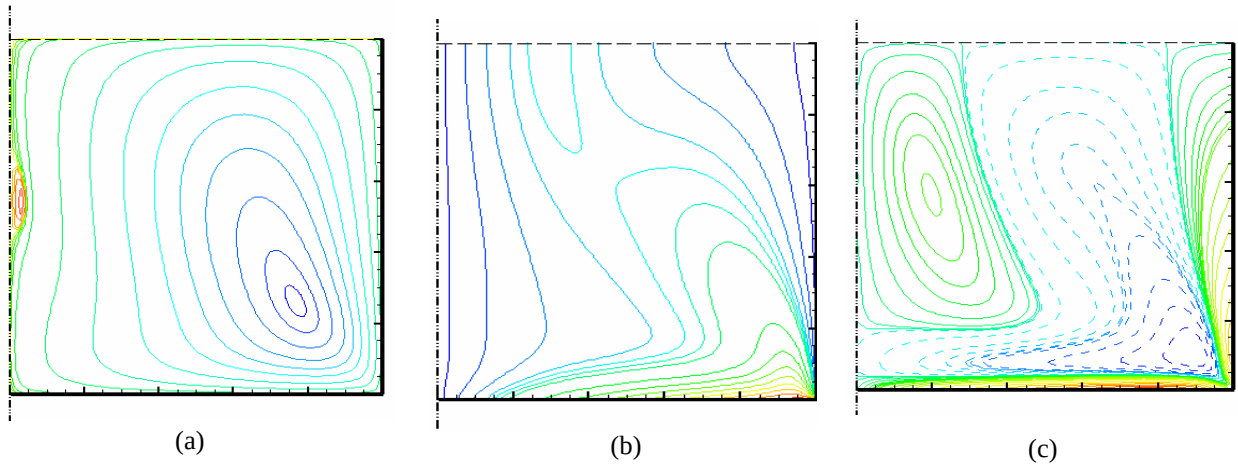


Figure IV.5 : (a) *lignes de courant* (b) *iso-circulations*, (c) *iso-vorticités*. $\Lambda_h = 1$, $Re = 445$

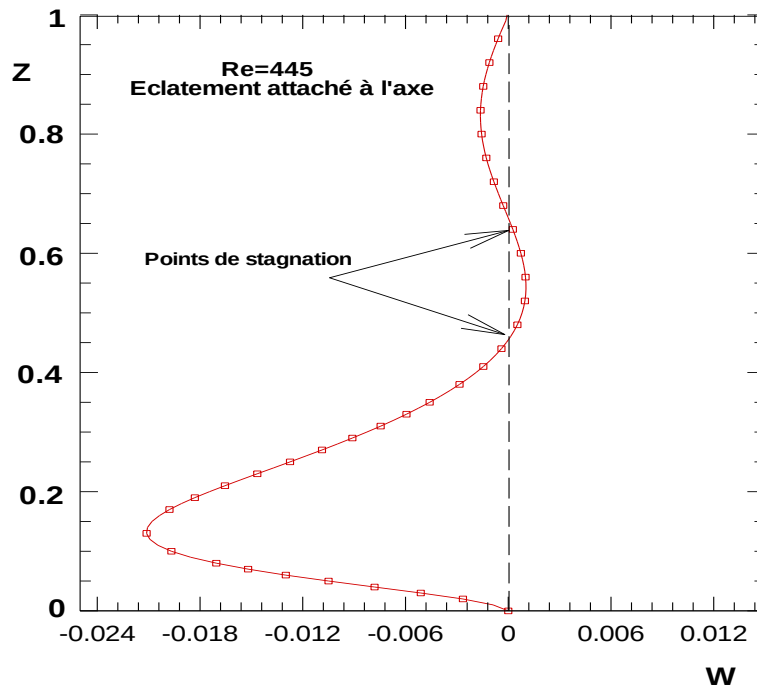


Figure IV.6 : Distribution axiale de w sur l'axe de la cavité ; $Re = 445$, $\Lambda_h = 1$

IV.3.2 Mise en évidence d'un éclatement radial

On s'intéresse aux solutions stationnaires, issues d'une configuration de rapport d'aspect $\Lambda_h = 1$, en augmentant progressivement la vitesse de rotation du disque inférieur (fig. IV.7). Lorsque Re croît, les figures IV.5a₁-a₂-a₃ révèlent d'abord, une extension radiale et axiale de la taille de l'éclatement tourbillonnaire, suivie d'un déplacement vers la surface libre. Pour $Re=1250$, on remarque sur la figure IV.5a₄ l'attachement de l'éclatement tourbillonnaire à la surface ; ce qui le distingue de l'éclatement tourbillonnaire dans les cavités avec couvercle. Par ailleurs, on observe que lorsque le nombre de Reynolds augmente, le rayon de noyau quasi cylindrique en rotation solide augmente, comme l'illustrent les iso-circulations représentées par les figures IV.5b₁₋₄. Le profil radial de la composante de la vitesse u (fig. IV.8) indique un changement de signe, qui révèle quantitativement, la formation d'une zone de recirculation inverse, détachée de l'axe pour $Re=1250$ de forme torique à section transversale pratiquement elliptique. L'éclatement détaché est caractérisé par deux anneaux de stagnations, représentés par deux points du plan méridien, localisés sur la surface libre. Le nombre et la localisation des éclatements ainsi que le régime d'écoulement sont en bon accord avec le diagramme (Re, Λ_h) de Spohn et al [40] établi sur la base d'expériences systématiques intensives combinées avec une étude empirique.

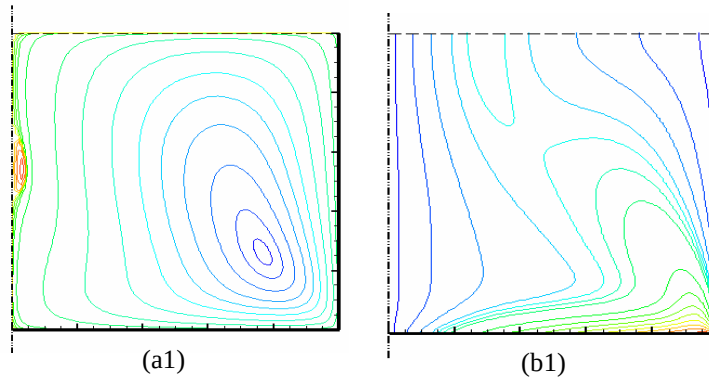
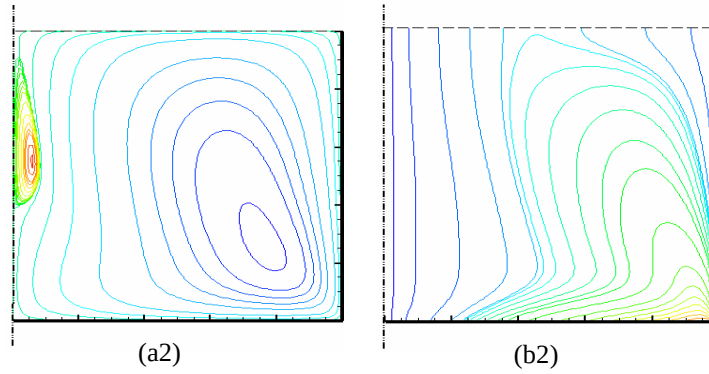
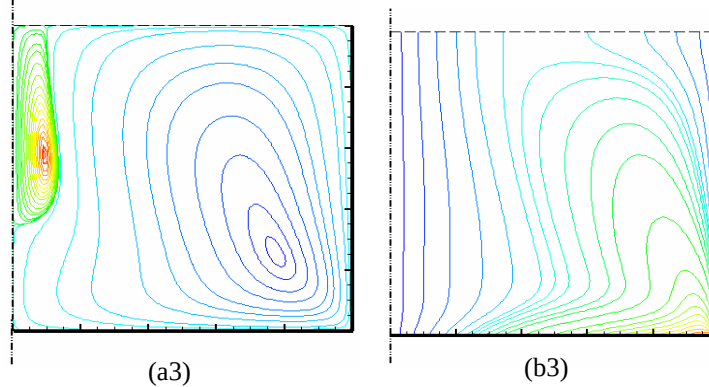
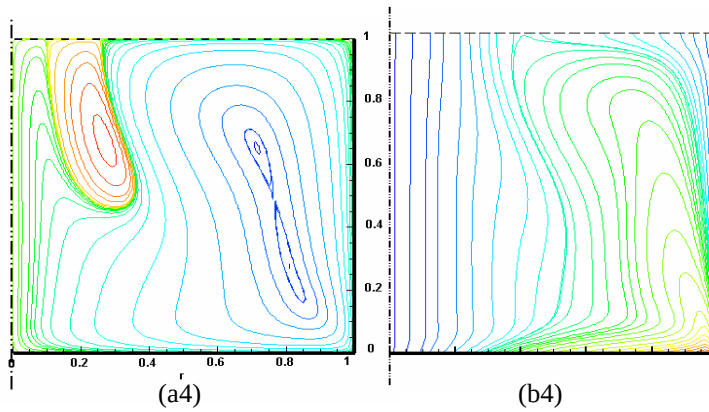
$Re=445$  $Re=460$  $Re=500$  $Re=1250$ 

Figure IV.7 : (a) Lignes de courant
(b) Iso- circulations. $\Lambda_h = 1$, Re indiqué

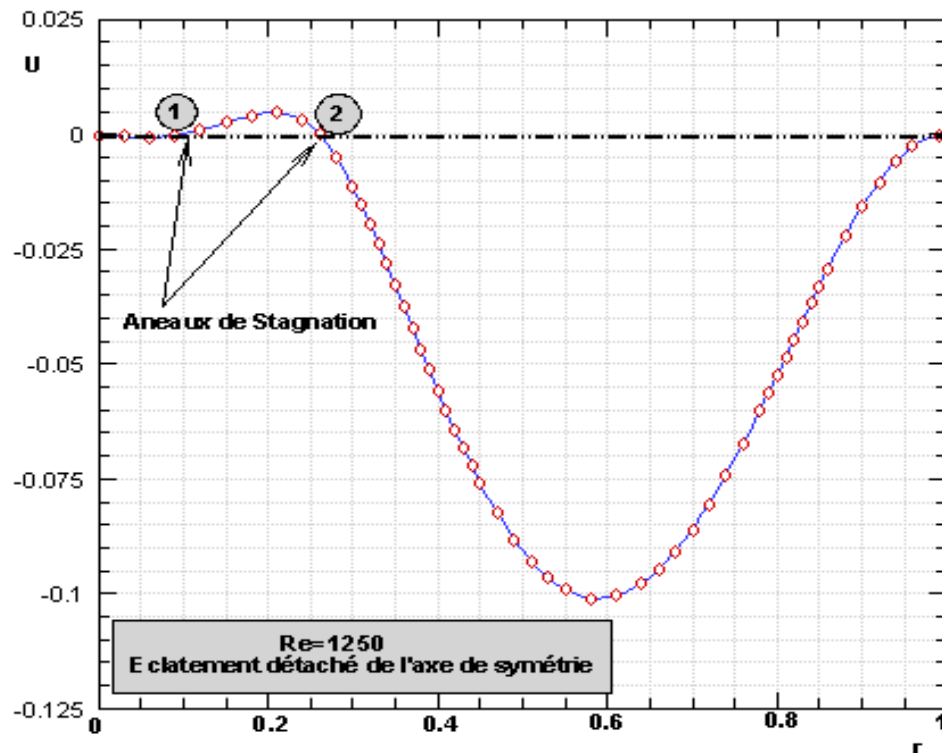


Figure IV.8 : Distribution radiale de u sur la surface libre ; $\Lambda_h = 1$, $Re = 1250$

IV.3.3 Cas d'une cavité allongée ($\Lambda_h \gg 1$)

Pour analyser l'influence du paramètre de contrôle géométrique de la cavité, sur la structure stationnaire de l'écoulement, une configuration cylindrique de grand rapport d'aspect a été adoptée. L'écoulement résultant de la rotation uniforme du disque inférieur, est décrit cette fois ci au moyen des lignes de courant et des iso-vitesses $w = \text{cste}$. La figure IV.9-a, pour $\Lambda_h = 3$ et $Re = 1950$ révèle clairement la formation de deux zones distinctes de recirculation sur l'axe de la cavité. Par ailleurs, la figure IV.9-b illustre les iso-lignes $w = \text{cste}$ dans le plan méridien montrant, une forme divergente de la ligne de stagnation axiale $w = 0$; séparant l'écoulement ascendant au voisinage de la paroi latérale fixe et l'écoulement descendant à l'intérieur de la cavité. En fait, cette iso-ligne $w = 0$ représente l'intersection d'une surface de stagnation avec un demi-plan droit de la cavité. Cet évasement, en forme de tube divergent, émanant de la surface libre et qui se dirige vers le disque tournant, tend à

induire un gradient axial adverse de pression ; lequel, par conséquent, favorise la formation de points de stagnation sur l'axe de la cavité. L'apparition et la localisation des points de stagnation délimitant les zones d'écoulement axial inverse, de faible intensité, sont mis en évidence quantitativement par la distribution axiale de la vitesse sur l'axe de la cavité (figure IV.10).

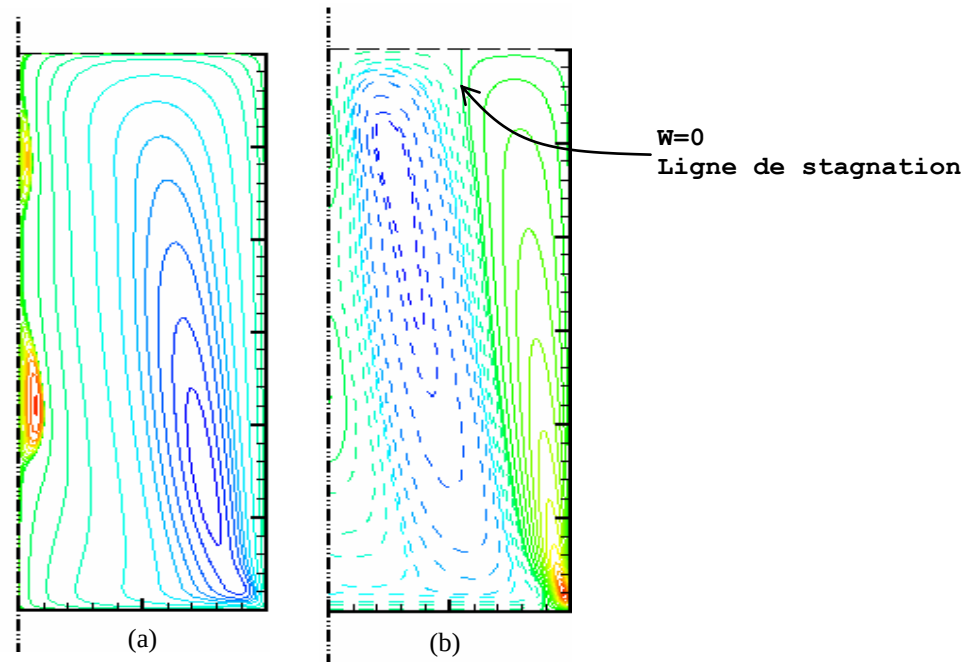


Figure IV.9 : les iso lignes (a) : fonction de courant, (b) : $W=cste$, $\Lambda_h = 3$, $Re=1950$

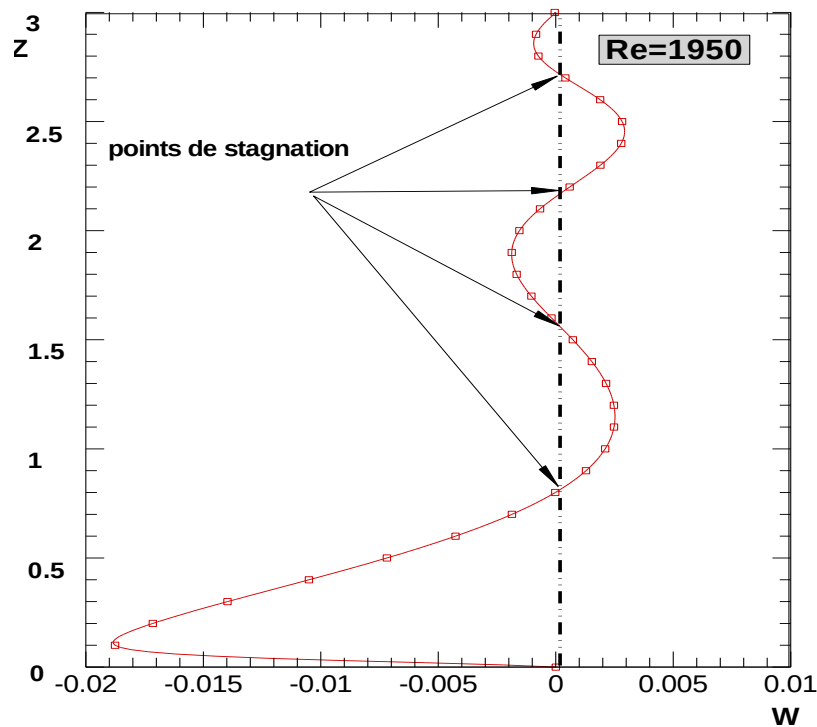


Figure IV.10 : Distribution axiale de W . sur l'axe de la cavité ; $\Lambda_h = 3$; Re indiqué

IV.4 : Critères qualitatifs d'apparition d'un Eclatement tourbillonnaire ;

Le phénomène d'Eclatement tourbillonnaire, malgré la multitude d'investigations entreprises, constitue un des aspects fondamentaux de l'hydrodynamique dont les mécanismes physiques liés à son origine demeurent partiellement compris [7], [6], [87], [65], [56]. Ceci explique l'absence de modèle théorique unifié permettant d'établir un critère universel pour prédire l'apparition spontanée de cette structure et sa caractérisation spatiotemporelle en 3D.

Les travaux antérieurs, consacrés à l'analyse mathématique et expérimentale de ce phénomène en écoulements rotatifs axiaux dans des tubes sont discutés et synthétisés par ; par exemple, O. Lucca-Negro & T.O Doherty [11].

Parmi les critères qualitatifs les plus répandus dans la littérature que nous avons recensé, figure l'analyse physique développée par Brown et Lopez [29]. Ces derniers, ont proposé un modèle simplifié, basé sur la production de la composante tangentielle de la vorticité qui coïncide avec la formation spontanée de l'éclatement tourbillonnaire. Brièvement, sous l'hypothèse d'un écoulement axial axisymétrique et stationnaire d'un fluide non visqueux, Brown et Lopez ont établi le critère nécessaire lié à l'inclinaison et l'étirement du vecteur tourbillonnaire $(\nabla \wedge \bar{V})$; $\left(\frac{\xi_\theta}{\xi_z} \right)_{p_0} < \left(\frac{v}{w} \right)_{p_0}$. Ce critère indique que pour

un point P_0 d'un tube de courant, l'angle d'hélice de la vitesse (Nombre de Rossby local) doit être supérieur à celui de la vorticité ; ce qui entraînerait un changement de signe de ξ_θ (passant par $\xi_\theta = 0$).

IV.5 Caractérisation géométrique de l'éclatement

Des études antérieures [87],[88],[15] ont permis la caractérisation géométrique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire en régime stationnaire, occasionné dans des mod ls de configuration cylindrique totalement confinés. Cette investigation a été étendue dans ce travail, au cas du modèle à surface libre, qui est le siège de structures de formes très différentes. La caractérisation est réalisée au moyen de longueurs

caractéristiques normalisées par rapport à la hauteur de la configuration cylindrique considérée. Les résultats sont confrontés aux études antérieures, réservés aux structures d'écoulement totalement confinées.

Les caractéristiques des différentes solutions stationnaires sont données dans le (tableau 1). Les longueurs caractéristiques de l'éclatement tourbillonnaire axial, normalisées par rapport à la hauteur de la cavité, sont définies sur la figure (IV.11-a) : sur l'axe de rotation, l désigne la distance entre le premier point d'éclatement et le disque fixe et l_1 est la distance séparant l'éclatement tourbillonnaire de la surface libre ($l_1=0$ si l' éclatement s'attache à la surface libre), s détermine la longueur axiale de la zone de recirculation; l'extension radiale (rayon) du bulbe est indiquée par e .

Lorsque l'écoulement est complètement attaché à la surface libre, deux grandeurs additionnelles sont proposée. Celles ci caractérisant l'anneau de stagnation ainsi engendré ; et est défini par deux rayons ; intérieur et extérieur R_1 et R_2 (FigureIV.11-b).

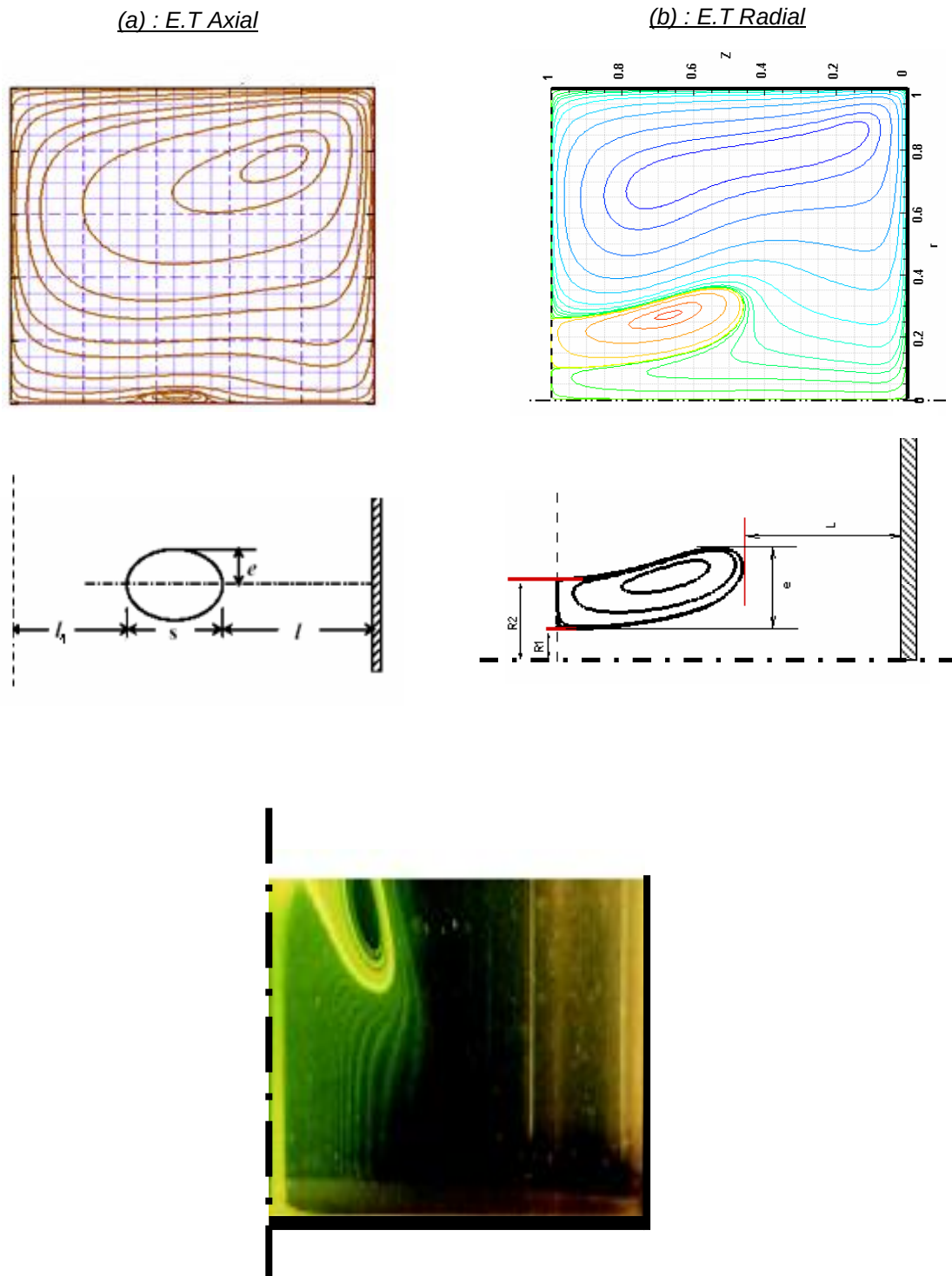


Fig. Piva et Meiburg 2005 ; [...],

Figure IV. 11 Longueurs caractéristiques d'un éclatement

Re	N ^{bre} de bulbes	l_1	l	s	e	R ₁	R ₂
$\Lambda_h=1$							
445	Bulbe 1		0.48	0.2	0.05	-	-
500	Bulbe 1		0.4	-	0.125	-	-
1250	Bulbe 1		0.425	0.475	0.75	0.1	0.25
$\Lambda_h=3$							
1920	Bulbe1		0.75	0.85	0.09	-	-
	Bulbe2		2.1	0.5	0.05	-	-
1950	Bulbe1		0.8	1.1	0.09	-	-
	Bulbe2		2.3	0.2	0.01	-	-
2000	Bulbe1		0.8	1.1	0.12	-	-
	Bulbe2		0.18	2.1	0.08	-	-

Tableau 1

Ce tableau montre clairement que l_1 diminue à mesure que le taux de rotation (Re) augmente, et tend vers zéro pour passer du régime d'éclatement tourbillonnaire axial au régime d'éclatement radial détaché. Les expériences dans cette configuration sont relativement rares, ce qui empêche une comparaison des caractéristiques de l'éclatement tourbillonnaire.

IV.6 Confrontation du modèle à surface libre au cas d'une surface rigide :

Les calculs effectués dans le cas d'une configuration cylindrique à surface libre pour un couple de paramètres de contrôle (Λ_h , Re) ont permis de mettre en évidence des structures d'écoulement secondaires très différentes de celles généralement occasionnées dans le cas d'une configuration à surface rigide.

Les résultats issus de la présente étude numérique sont en bon accord avec les expériences antérieures de Spohn [40] et Spohn et al.[41]. Les points de fonctionnement explorés dans cette étude sont placés sur le diagramme (Λ_h ,

Re) de Spohn [40] illustré dans la figure IV.13. Ce diagramme, basé sur une série d'expériences systématiques, combinées avec des extrapolations empiriques, cartographie les différentes zones d'apparition de l'éclatement tourbillonnaire ainsi que leur nombre et les régimes d'écoulements associés, séparés par des courbes frontières. Ce diagramme consacré à la configuration à surface libre constitue une extension du diagramme établi par Escudier [25] dans le cas de cavités Rotor/Stator (figure IV.14).

Guidés par ces deux diagrammes, on présente une étude comparative qui synthétise les principales différences issues des deux configurations.

- 1- Le domaine des paramètres (Re , Λ_h) qui caractérise la formation de l'éclatement tourbillonnaire est complètement différent.
- 2- Aucun éclatement n'apparaît pour des cavités à surface libre de rapport d'aspect $\Lambda_h < 1$; contrairement au cas de cavité à surface rigide pour lesquelles l'éclatement apparaît lorsque le rapport d'aspect $\Lambda_h \geq 0,5$. Egalement, il est à rappeler que pour les cavités totalement confinées, l'éclatement tourbillonnaire disparaît pour des valeurs de Reynolds assez élevées, alors que l'autre cas ne présente pas de seuil de disparition
- 3- Le nombre maximum de bulbes observés est réduit, de trois bulbes dans le cas des cavités confinées à deux dans le cas à surface libre.
- 4- L'une des différences les plus remarquables ; observée expérimentalement [40], [41], [42] [48], [47], [45], et confirmée numériquement par la présente étude, est que dans le cas de la surface libre, le bulbe est parfois attaché à l'axe de symétrie de la cavité et au même temps à la surface libre ou bien complètement détaché de l'axe de rotation. Ceci, le distingue de l'éclatement tourbillonnaire totalement confiné où la zone de recirculation n'atteindra jamais le disque supérieur au repos. Cette différence explicite clairement l'influence des conditions aux limites imposées à l'extrémité supérieure de la cavité.
- 5- Les contraintes visqueuses au voisinage du disque supérieur, dans le cas d'une cavité confinée décélèrent la vitesse du fluide adjacent à cette paroi. Cela conduit à la formation d'une couche limite de type BÔDWATT. L'écoulement dans cette couche limite est soumis à un gradient radial de pression qui provoque le mouvement centripète. Pour une surface libre idéale, les

contraintes tangentielles et radiales sont nulles et contrairement au cas précédent, le moment angulaire sur la surface libre est pratiquement conservé et le fluide n'est décéléré. Le flux radial au niveau de la surface libre est causé pratiquement par le pompage d'EKMAN induit par le disque tournant. Cet effet de pompage cesse au voisinage du corps central cylindrique en rotation solide. Ceci permet au bulbe de recirculation de s'attacher à la surface libre pour des valeurs données du nombre de Reynolds. Le corps central issu des deux configurations est clairement observé dans la figure (IV.12).

6- Les iso circulations en surface libre, rejoignent cette dernière et lui sont orthogonales, alors qu'elle apparaissent parallèles dans les configurations à surface rigide.

7- L'attachement du bulbe à la surface libre indique la brisure du corps central en rotation solide, ou se concentre la vorticit  . De ce fait, les models math  matiques qui se basent sur l'hypoth  se d'un corps cylindrique en amont de l  clatement tourbillonnaire ne sont plus valables dans ce cas.

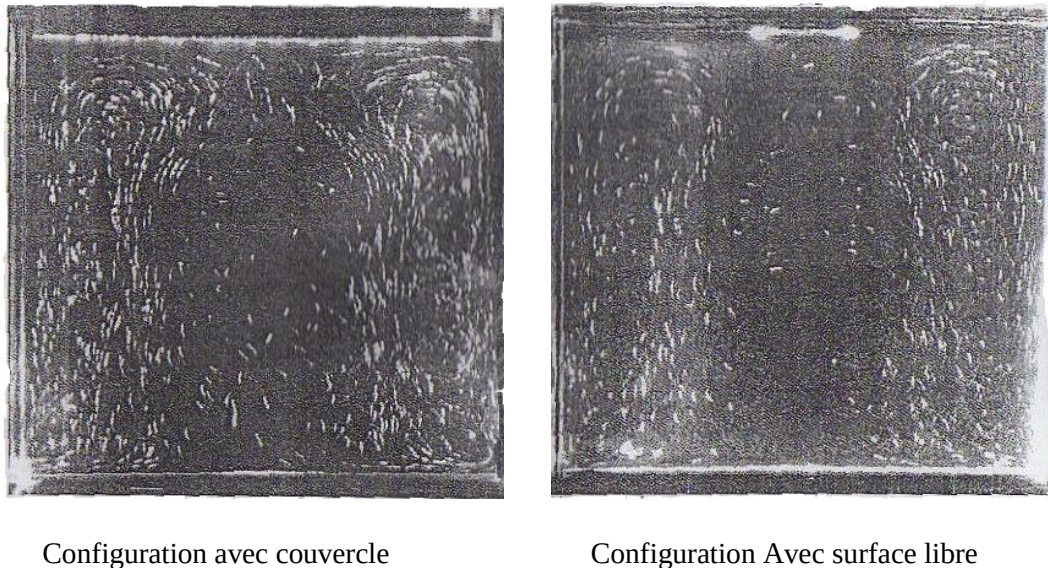


Figure IV.12 : Profil des vitesses visualis   exp  rimentalement dans l  xp  rience de A.Spohn [41],[42]

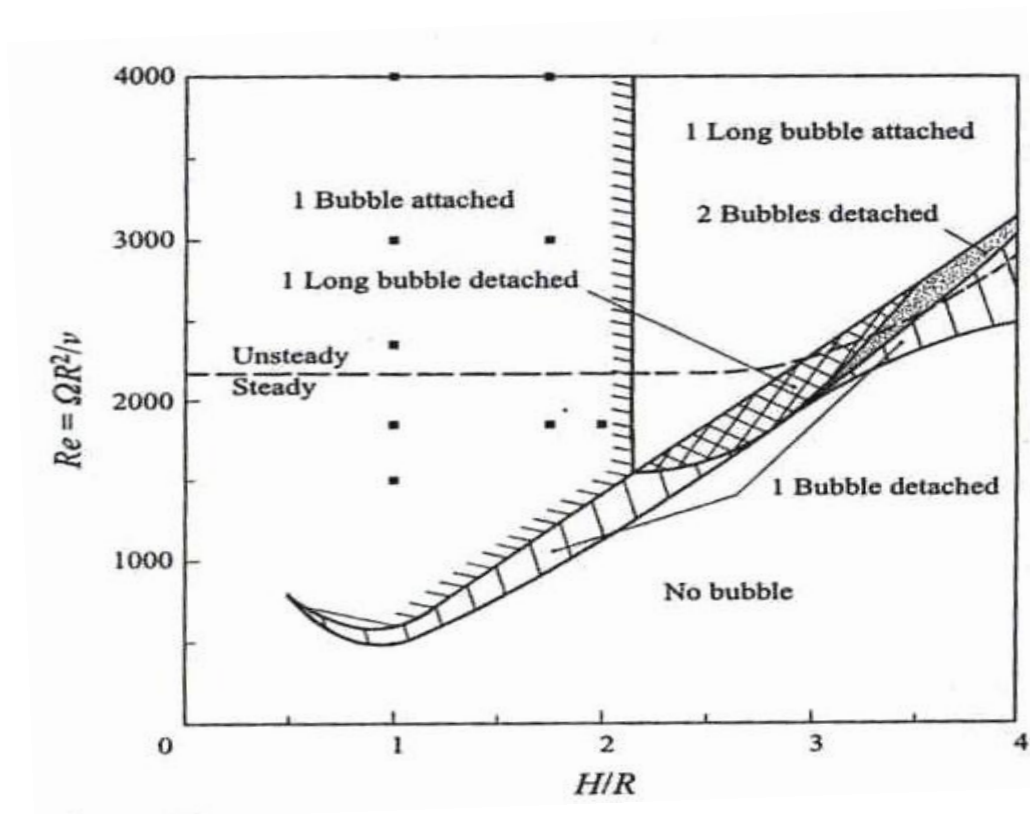


Figure IV.13 : Courbe caractéristique de Spohn 1993,

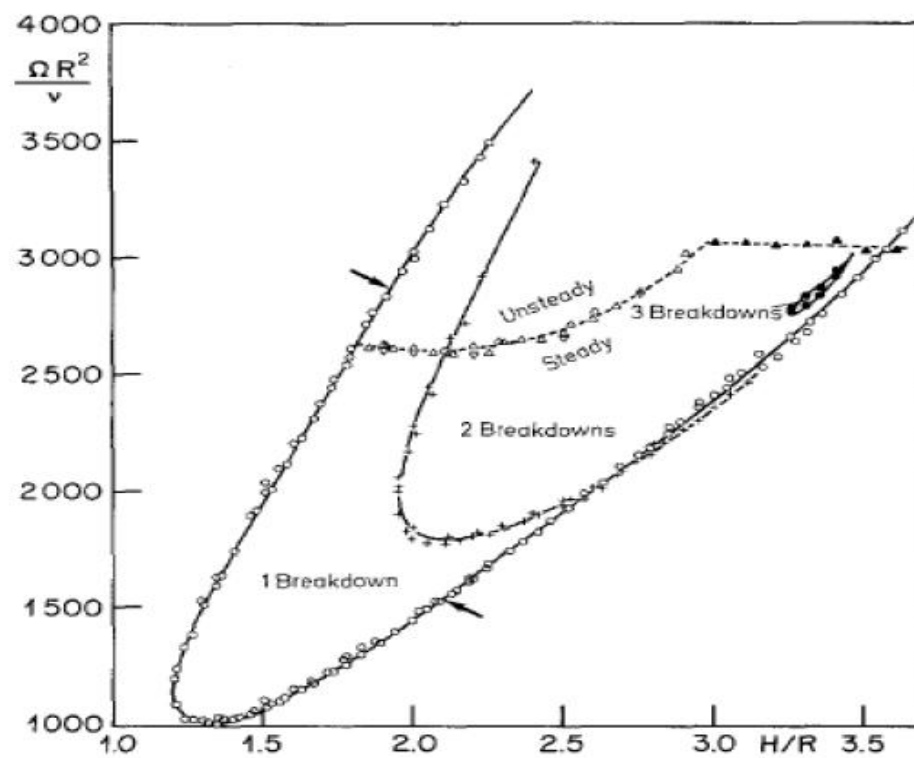


Figure IV.14: Courbe caractéristique d'ESCUDIER 1984,

I.7 Conclusion :

Dans ce chapitre, l'écoulement de base sans contrôle a été décrit. Celui-ci est constitué d'une rotation de base à laquelle se superposent dans le plan méridien des zones de recirculation. L'étude a mis en évidence la présence des bulbes attachés à l'axe de la cavité ainsi que les zones éclatées attachées à la surface libre. La transition spatiale est décrite et analysée en augmentant les taux de rotation du disque. Les modèles à surface libre et à surface rigide ont été confrontés et les différences essentielles analysées.

CHAPITRE V

CONTÔLE CINÉMATIQUE DE L'ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE

CHAPITRE V

CONTRÔLE CINÉMATIQUE DE L'ÉCLATEMENT TOURBILLONNAIRE

V.1 Introduction

Des travaux antérieurs récents [89];[90];[69];[91] ont été consacrés à la recherche de mécanismes cinématiques, dynamiques et thermiques permettant de contrôler l'évolution du phénomène d'éclatement tourbillonnaire totalement confiné ou en écoulement externe. Dans les applications industrielles, l'apparition de cette structure secondaire peut être aussi bien nuisible [13], [92], [17] que bénéfique [2], [3], [4] et par conséquent, nécessite le développement d'une stratégie de contrôle.

Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est d'importance dans diverses applications technologiques. En biomécanique, pour générer un environnement favorable pour la culture cellulaire [1], dans les turbomachines et aérodynamique externe, ce phénomène, qui se développe sur les ailes d'avions delta [17] et les traînées d'automobile [14], plusieurs méthodes, fondées sur le soufflage ont été développés pour éloigner le point d'éclatement sur les ailes delta [15]. Dans les appareils de combustion, l'ET stimule le contrôle du taux de mélange du combustible et l'accroche de la flamme.

Dans ce contexte, on explore dans ce chapitre une tentative de contrôle cinématique de ce phénomène physique dans une configuration cylindrique à surface libre. L'approche adoptée est non intrusive ; car basée sur une modification des conditions aux limites en amont de l'éclatement. Ces conditions aux limites résultent de la rotation différentielle de la paroi latérale cylindrique, qui engendre un mouvement méridien rampant et une vorticité additionnelle, de faibles intensités, mais dont l'effet s'avère suffisamment important pour altérer la topologie de l'écoulement.

Avant de procéder au contrôle de l'évolution de l'éclatement tourbillonnaire, il est nécessaire d'explorer et de décrire le rôle de la rotation de la paroi latérale seule. L'influence du sens et du taux de rotation différentielle de cette paroi sera mise en évidence en considérant les solutions stationnaires issues d'une modélisation numérique du cas d'une cavité de rapport d'aspect $\Lambda_h=1$ pour trois valeurs du paramètre dynamique : $Re=430, 600, 1250$.

V.2 Ecoulements de base adoptés

Dans ce paragraphe, la tentative de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire est mise en œuvre en adoptant comme écoulements de base, trois configurations différentes, selon le régime d'écoulement, obtenues pour des couples de paramètres $(Re, \Lambda_h=1)$. La configuration $(Re=430, \Lambda_h=1)$ est choisie comme seuil limite qui précède l'apparition d'un éclatement axial. Celle correspondante à $Re=600$ est le siège d'un éclatement coin, localisé au voisinage de l'intersection de l'axe de la cavité avec la surface libre. Enfin, un éclatement détaché de l'axe obtenu pour $Re=1250$ est considéré.

E.T. Coin ($Re=600$) :

La figure (V.1) met en évidence une zone de recirculation inverse transversale, délimitée par un point de stagnation sur l'axe de la cavité et un cercle de stagnation situé sur la surface libre. Le profil radial de la composante de la vitesse u (fig (V.2)) explicite le sens inverse de l'écoulement radial sur la surface libre, avec un point de stagnation situé approximativement à $r \approx 0.19$. Par ailleurs, le profil axial de la composante de vitesse axiale w (fig.(V.3)), indique l'existence d'un point de stagnation sur l'axe ($z=0.37$), à partir duquel l'écoulement est inversé.

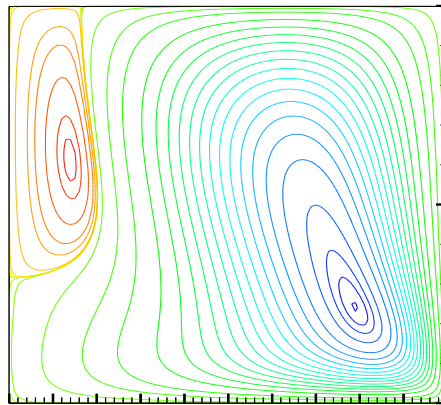


Figure V.1 : (a) Lignes de courant ; $\Lambda_h = 1$, $Re = 600$

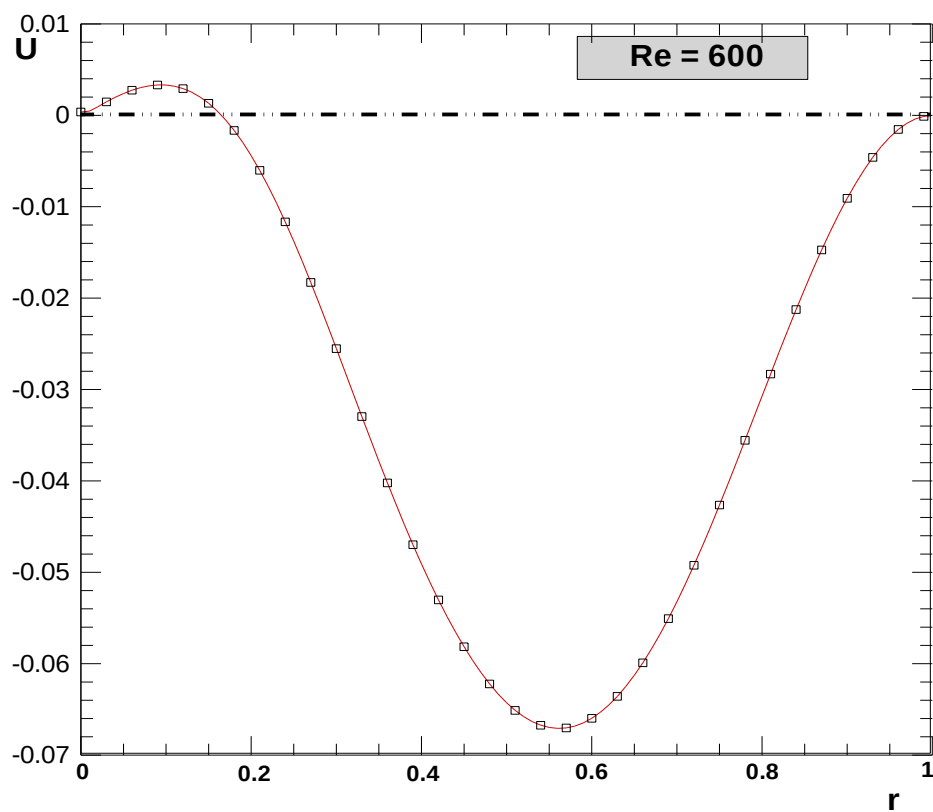


Figure V.2 : Distribution radiale de u sur la surface libre ; $\Lambda_h = 1$, Re indiqué

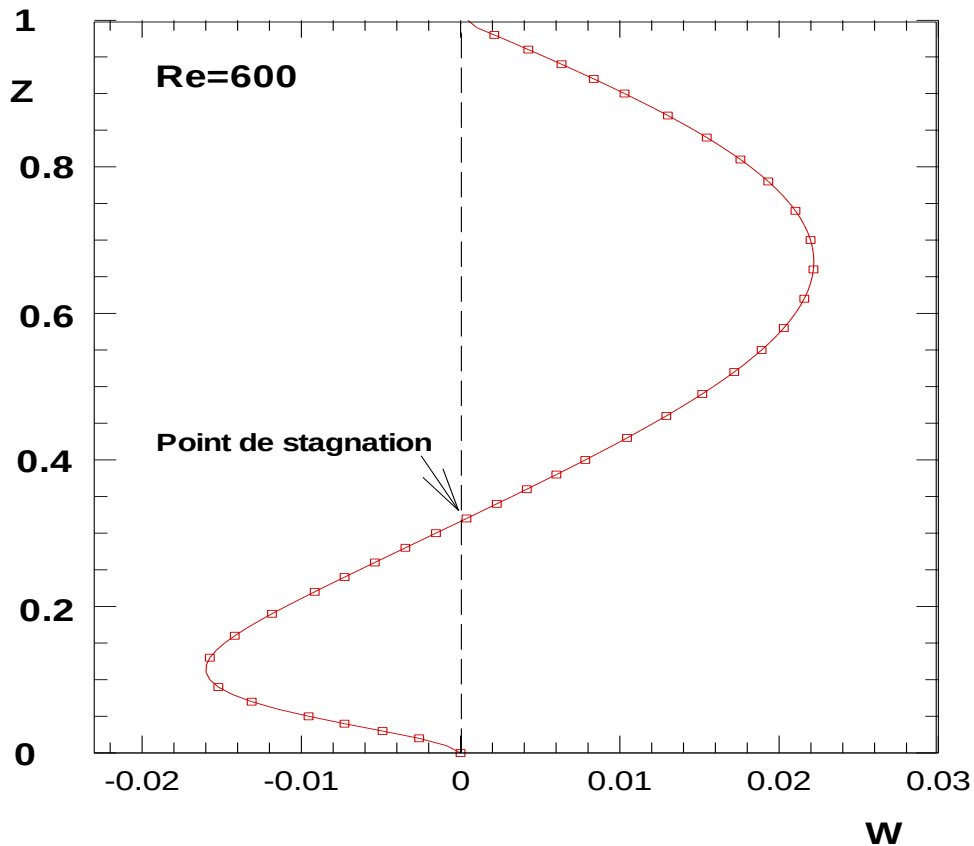


Figure V.3 : Distribution axiale de w sur l'axe de la cavité ; $\Lambda_h = 1$, Re indiqué

E.T. Détaché ($Re=1250$) :

La figure (V.4) met en évidence un éclatement tourbillonnaire radial constitué d'un bulbe de forme torique attaché à la surface libre. Cette zone de recirculation radiale est complètement détachée de l'axe de la cavité, comme l'indiquent les lignes de courants (fig(V.4-a)) et la distribution radiale de u sur la surface libre (fig (V.5)). Cette zone est délimitée par un anneau de stagnation, représenté par deux points de stagnation dans le plan méridien. Les lignes iso-circulation de la figure (V.4-b) montrent l'existence d'un noyau centrale cylindrique, indépendant de z , relativement large, en rotation quasi-solide au voisinage de l'axe. On remarque que ces iso-circulations, qui indiquent la direction locale de la vorticité, rencontrent la surface libre et lui sont orthogonales ; contrairement au cas d'un model avec surface rigide où ces lignes sont parallèles à la paroi. Une torsion de ces isolignes, de la direction

axiale vers la direction radiale, au voisinage de la surface, renforce la composante radiale du vecteur tourbillon. Ceci contribue à transformer le mouvement méridien pour amplifier le mouvement tangential qui favorise la formation de l'éclatement.

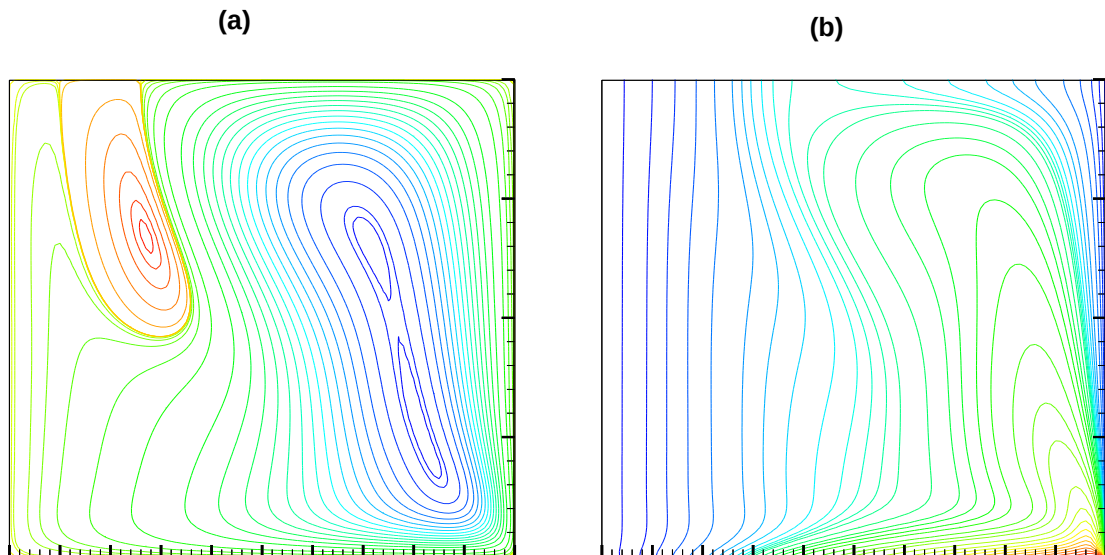


Figure V.4 : (a) : fonction de courant, (b) : circulation
 $\Lambda_h = 1, Re=1250$

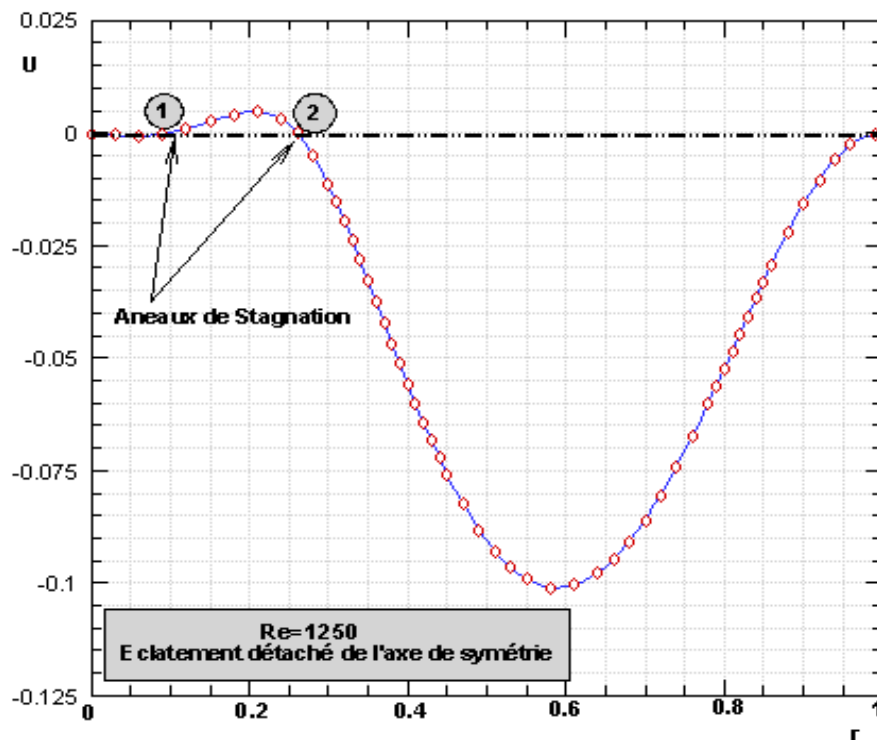


Figure V.5 : Distribution radiale de u sur la surface libre ;
 $\Lambda_h = 1$; Re indiqué

V.3 Rôle de la paroi latérale cylindrique

Pour identifier et isoler le rôle de la paroi cylindrique de la cavité à surface libre, il a été procédé à l'étude de l'écoulement rotatif rampant engendré par cette paroi ; tout en gardant fixe le disque inférieur.

L'écoulement étudié est engendré par une faible rotation uniforme de la paroi latérale $Re_{(pl)}=0.05$ où $Re_{(pl)}=(\Omega_{pl}.R^2)/\nu$, dans une configuration cylindrique à surface libre ($\Lambda_h=1$), dont le disque inférieur est fixe. La figure (V.6), indique clairement la présence d'un mouvement méridien de faible intensité, attribué à la condition d'adhérence sur le disque fixe. En effet, en l'absence de cette paroi, l'écoulement serait purement tangentiel initié et dominé par la diffusion, sans écoulement secondaire. En présence du disque, l'écoulement est radial centripète au voisinage du disque fixe et centrifuge au voisinage de la surface libre ; ascendant sur l'axe de la cavité et descendant le long de la paroi latérale.

La faible intensité de cet écoulement méridien est clairement visible sur la figure (V.7), en comparant les ordres de grandeur du champ de vitesses (u,w) et de la composante vitesse azimuthale v . En dépit de cette faible intensité, ce mouvement convectif a une influence considérable sur l'apparition et l'évolution de l'éclatement tourbillonnaire, comme le montrent les paragraphes suivants.

La distribution radiale de la vitesse azimuthale est représentée dans la figure (V.8), pour différents niveaux ($z/H=0.2, 0.5$ et 1). Ces courbes révèlent l'effet de la rotation de la paroi cylindrique en présence ou non du disque inférieur. On constate que le mouvement convectif rampant, malgré sa faible intensité, tend à s'opposer à la diffusion radiale de la vorticité et empêcher la formation d'un corps central en rotation solide. Par ailleurs, comme l'illustre clairement la figure (V.8), l'influence du disque inférieur fixe sur l'écoulement, initié par la paroi cylindrique, tend à s'atténuer à l'approche de la surface libre.

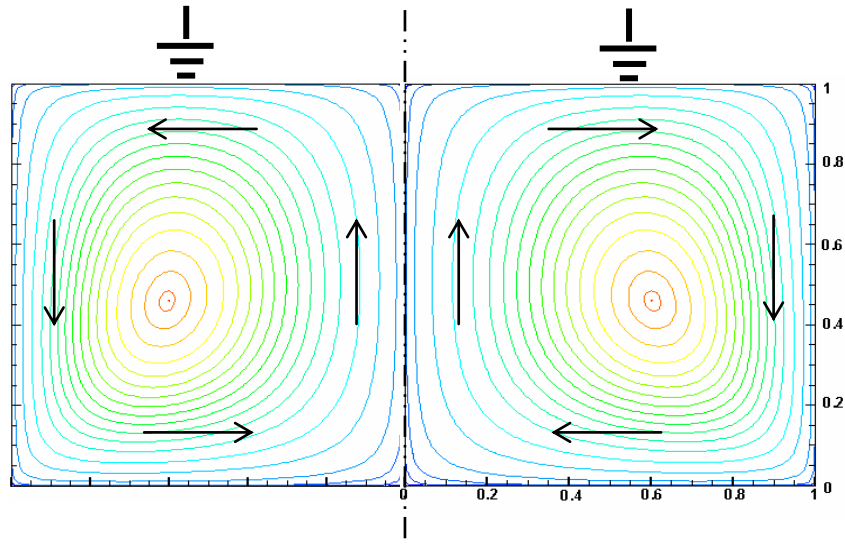


Figure V.6 : Lignes de courant dans (r,z) issues de la rotation de la paroi latérale seule ; $Re_l=0.05$, $\Lambda_h=1$

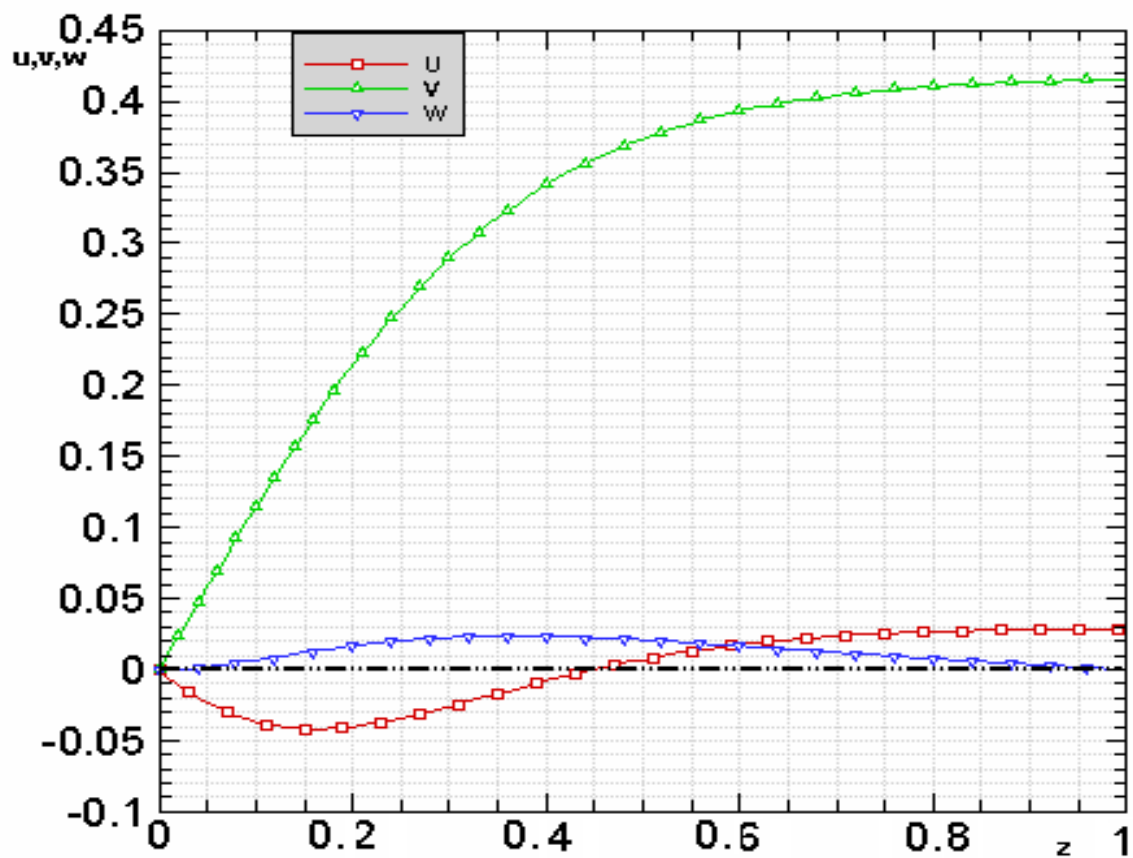


Figure V.7 : Distribution axiale du champ de vitesse (u,v,w) ; pour $r=0.5$, $Re_{pl}=0.5$, $\Lambda_h=1$

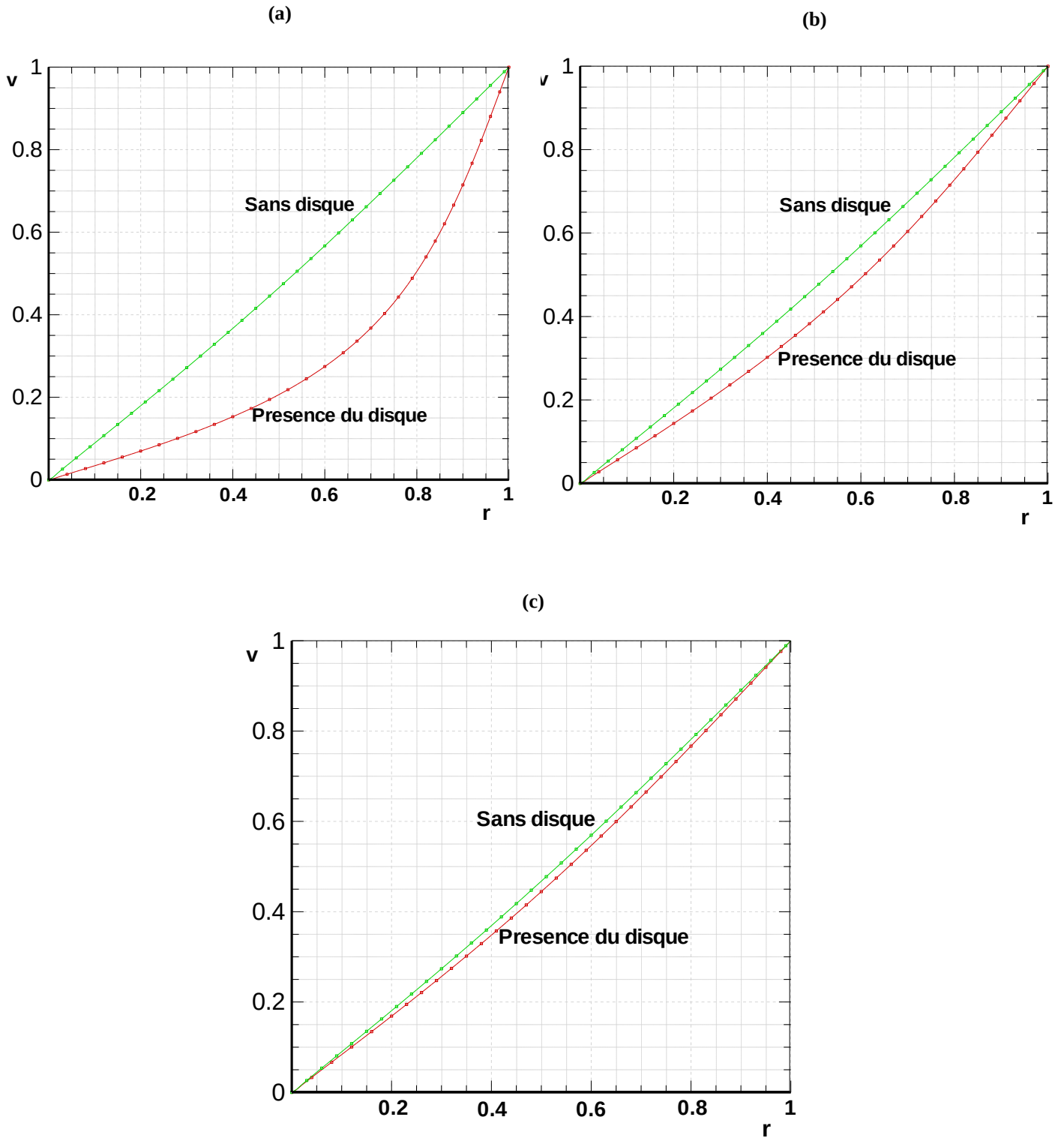


Figure V.8 : profil radial de la vitesse azimutale ; $z=0.2$, (b) : $z=0.5$
(c) : $z=1$; $Re_{pl}=0.05$, $\Lambda_h=1$

V.4 Contrôle de l'éclatement tourbillonnaire

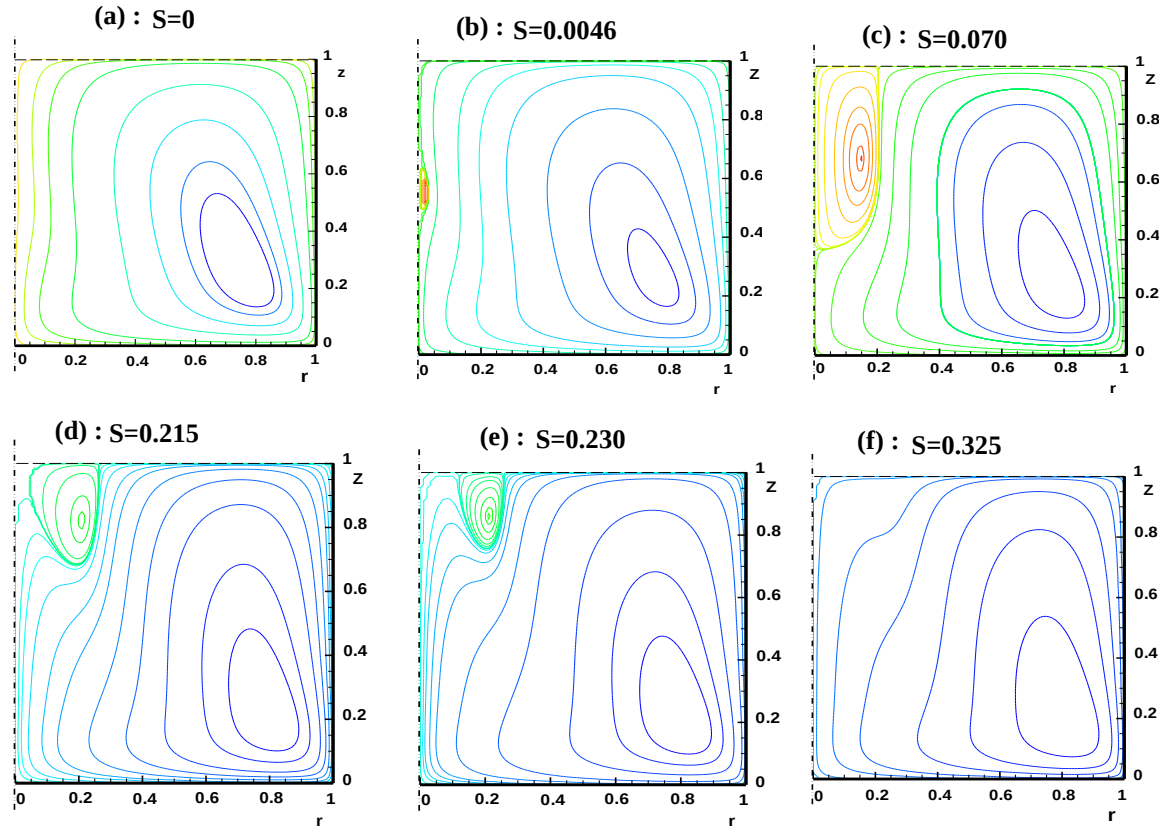
V.4.1 Influence d'une co-rotation de la paroi cylindrique ($S > 0$)

Partant de la configuration de base sans éclatement ($Re=430$, $\Lambda_h=1$, $S=0$), mentionnée précédemment, on explore l'influence d'une faible co-rotation différentielle ($S > 0$) de la paroi cylindrique (FigV.9).

Qualitativement, la topologie de l'écoulement montre qu'un faible taux ($S=0.0046$) de co-rotation différentielle de la paroi latérale provoque et stimule la formation d'un éclatement tourbillonnaire, de type bulbe, sur l'axe de la cavité. En outre, les figures (V.9a-b-c) révèlent qu'une augmentation progressive du taux de co-rotation induit une extension axiale et radiale de la taille de la zone de recirculation jusqu'à son attachement à la surface libre pour $S=0.0054$. En continuant d'augmenter le rapport de rotation S , on constate un changement de régime de l'écoulement car l'éclatement se détache complètement de l'axe pour $S=0.215$. (FigV.9d).

Les calculs ont révélé un résultat surprenant et inattendu, relatif à l'influence des taux de co-rotation relativement élevés sur l'éclatement détaché de l'axe : à partir d'un seuil donné, la co-rotation présente un effet inverse sur l'éclatement. En effet, les figures V.9.d-e-f montrent que pour $S > 0.215$, la taille de la zone de recirculation diminue cette fois-ci, accompagnée d'un déplacement radial vers la paroi cylindrique, jusqu'à sa disparition totale pour $S=0.325$. Quantitativement, la distribution radiale des vitesses axiale et radiale (Fig.V10-11) confirme ce rôle antagoniste que produit l'influence la co-rotation sur l'éclatement: la zone d'écoulement inverse $w > 0$ s'élargie dans le cas de l'éclatement axial alors qu'on observe la disparition progressive de l'éclatement détaché.

Parallèlement, l'influence de la co-rotation est testée directement sur un éclatement détaché, déduit de la configuration ($Re=1250$, $\Lambda_h=1$). Les figures (V.12-13) illustrent et confirment la disparition progressive de la zone éclatée détachée. Sur la figure (V.13), on observe que la co-rotation atténue l'intensité du flux du jet tourbillonnaire radial (vortex) sur la surface libre ; provoquant l'élimination de la zone d'écoulement inverse.



**Figure V.9: Effet de la corotation de la paroi latérale sur l'E.T radial ;
 $Re=430$, $\Lambda_h=1$, S étant indiqué**

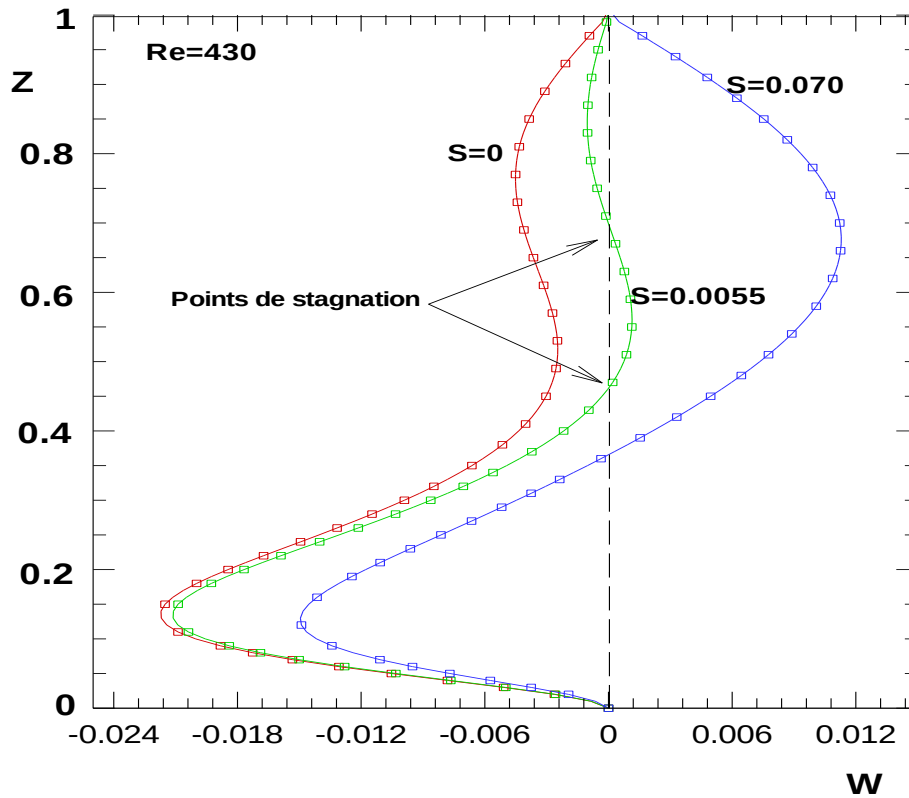


Figure V.10 : Distribution axiale de w sur l'axe de la cavité ; $\Lambda_h = 1$; $Re=460$, S étant indiqué

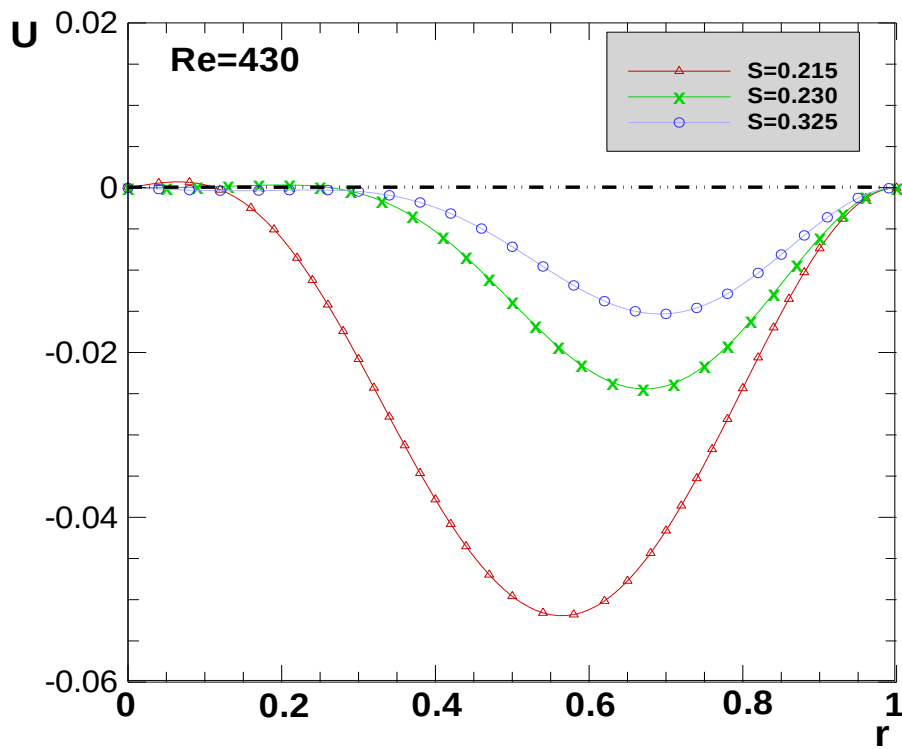


Figure V.11 : Distribution radiale de u sur la surface libre
 $Re=430$, $\Lambda_h=1$, S étant indiqué

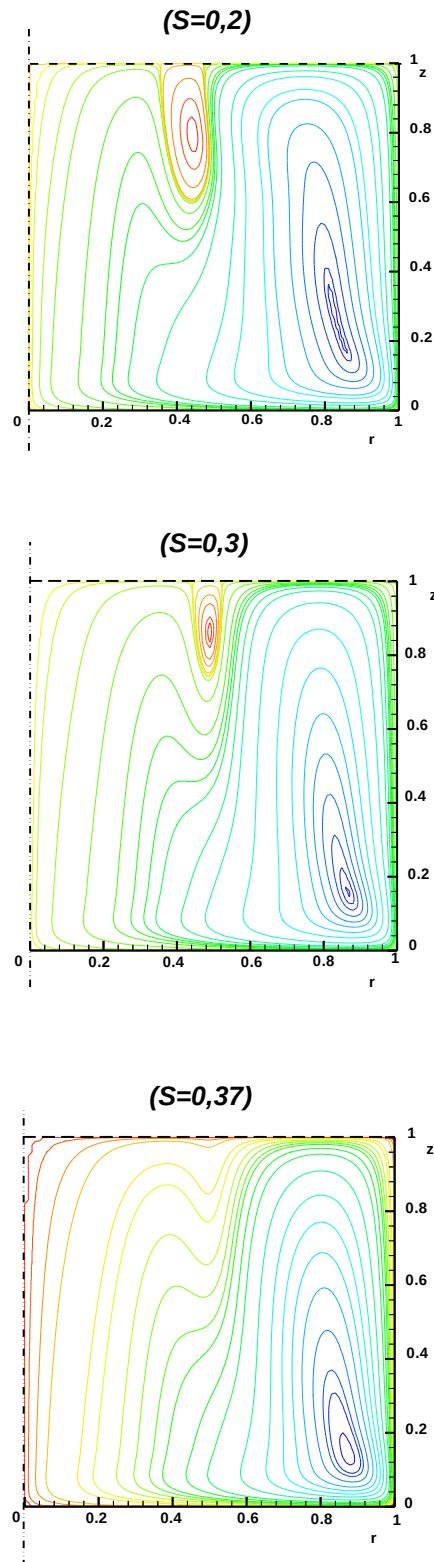
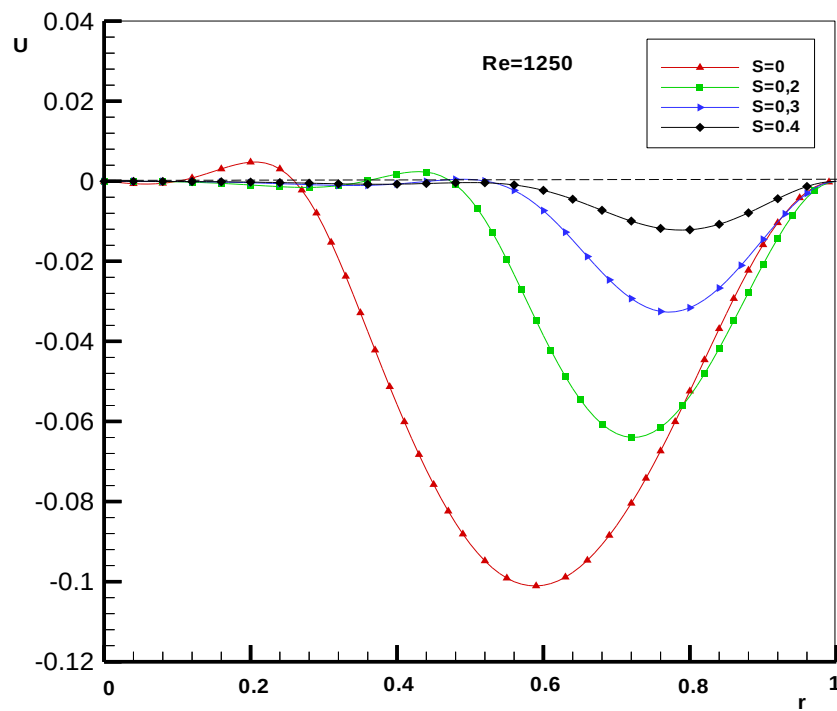


Figure V.12 : Effet de la corotation de la paroi latérale sur l'E.T radial ;
 $Re=1250$, $\Lambda_h=1$, S étant indiqué



V.4.2 Influence de contra-rotation de la paroi cylindrique ($S < 0$)

a- Cas d'une faible contra-rotation

- Configuration avec éclatement coin ($Re=600, \Lambda_h=1$)

L'influence d'une contra-rotation différentielle est mise en évidence en considérant d'abord la configuration ($Re=600, \Lambda_h=1$), décrite et discutée précédemment ; qui est le siège d'un éclatement coin.

Les résultats montrent qu'une faible contra-rotation de la paroi latérale est suffisante pour changer considérablement la structure de l'écoulement ; provoquant la suppression de l'éclatement tourbillonnaire résultant. En effet, la figure V.14-a-b-c, illustre bien la disparition du bulbe sous l'influence d'un taux de rotation avoisinant le seuil $S=-0.05$. Quantitativement (fig (V.15-16)), le profil axial de w et le profil radial de u , avant et après contrôle, montrent la disparition des points de stagnation respectivement sur l'axe de la cavité et sur la surface libre, lesquels caractérisent les zones de recirculations.

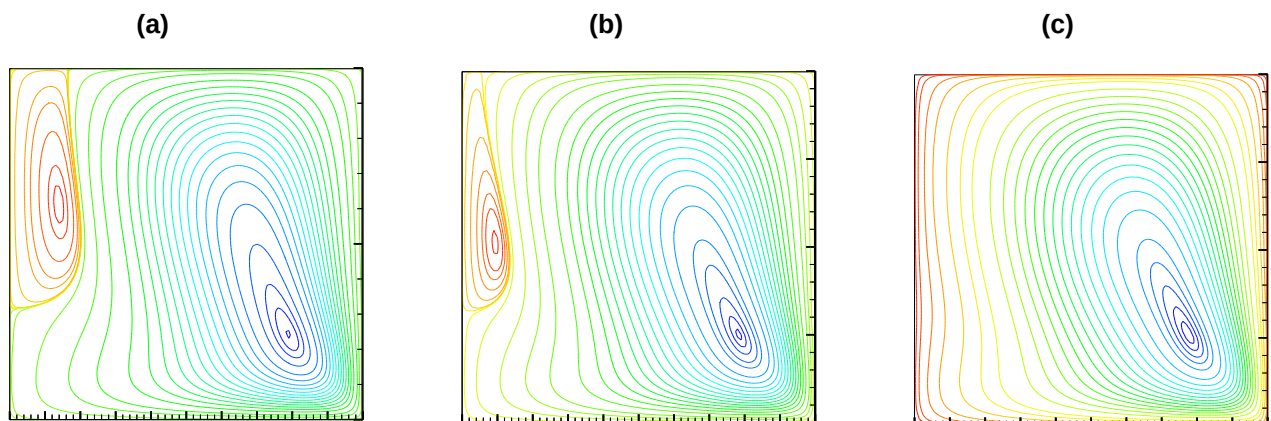


Figure V.14: Isolignes de courant;
(a) $S=0$, (b) $S=-0,026$, (c) $S=-0,05$. $\Lambda_h = 1$, $Re = 600$

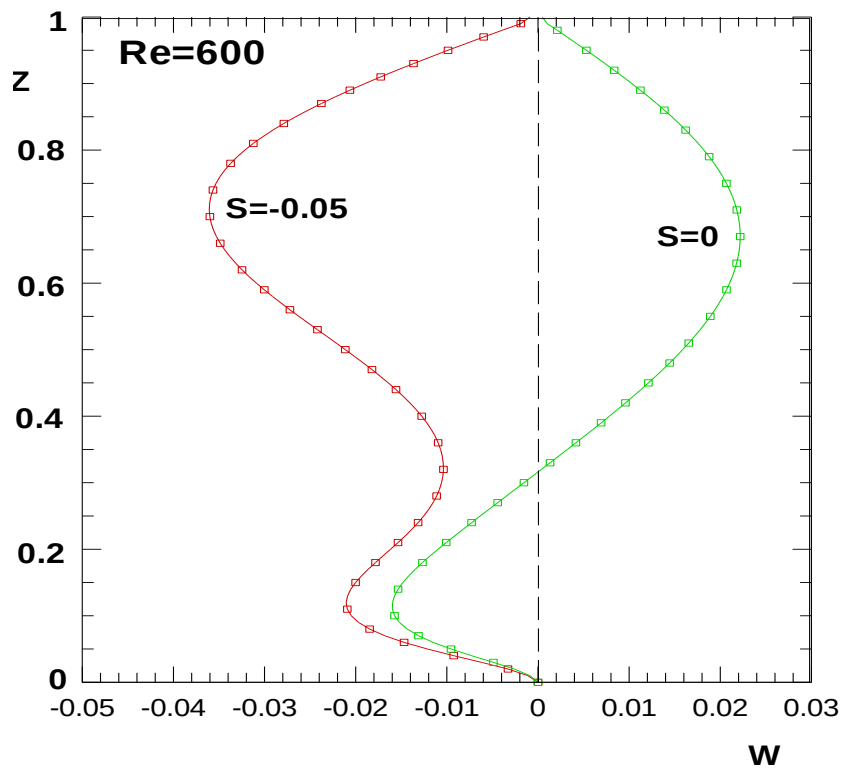


Figure V.15 : Distribution axiale de w sur l'axe de la cavité ; $\Lambda_h = 1$; $Re=600$

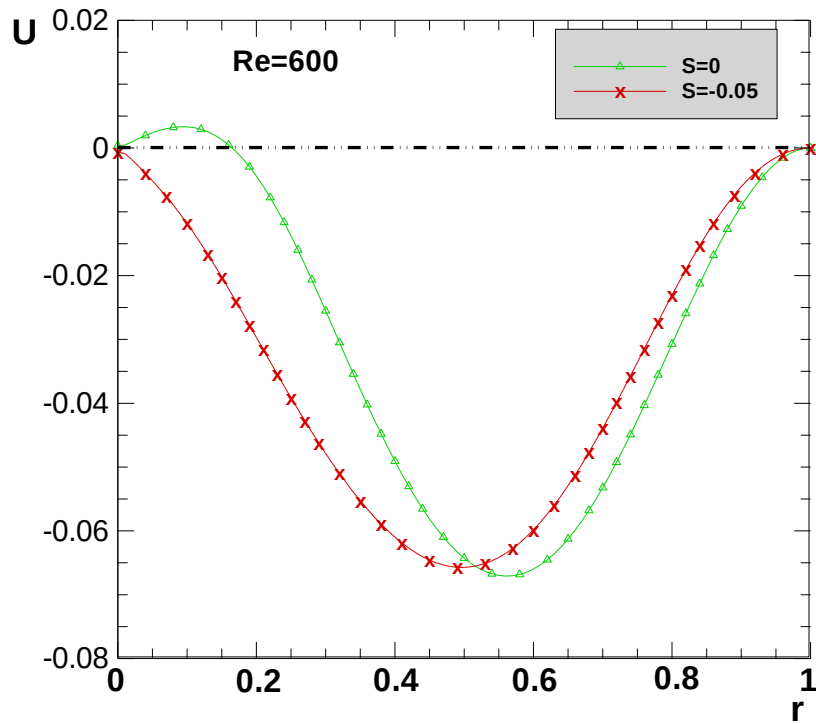
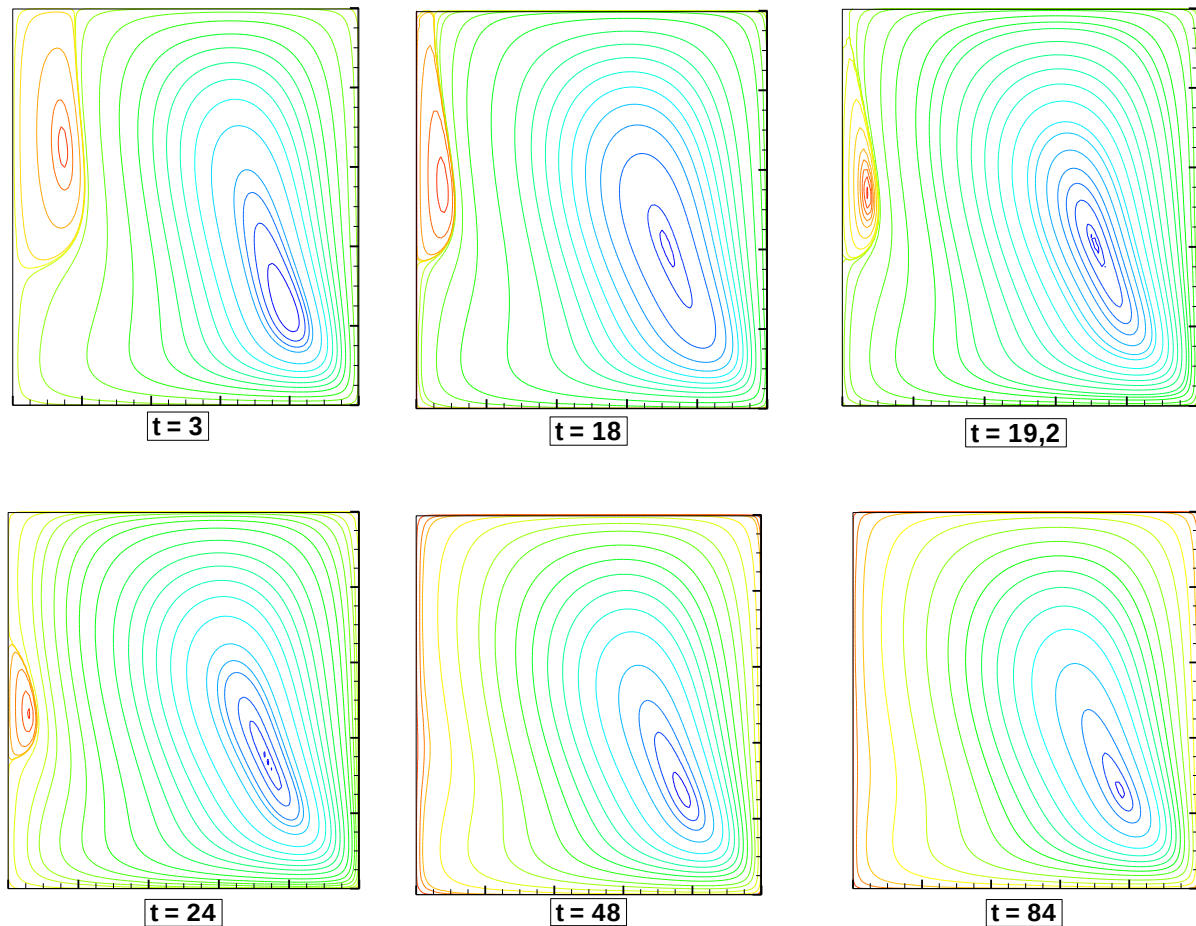


Figure V. 16 : Distribution radiale de u sur la surface libre ; $\Lambda_h = 1$; Re indiqué

Evolution temporelle :

L'évolution spatio-temporelle de la structure de l'écoulement résultant de l'effet de la rotation de la paroi latérale est mise en évidence. Les lignes de courants instantanées de la figure (V.17), montrent une sélection d'étapes, indiquant la disparition progressive de l'éclatement coin sous l'effet d'une faible contra-rotation ($S=-0,05$). On remarque que, la disparition de la zone de recirculation est accompagnée d'un détachement de l'éclatement de la surface et d'un déplacement axial vers le disque, suivis d'une réduction progressive de la taille jusqu'à élimination.



**Figure V.17 : Evolution temporelle des lignes de courant instantanées, $\Lambda_h = 1$,
 $Re = 600$ ($S = -0,05$)**

-Configuration avec éclatement détaché ($Re=1250$, $\Lambda_h=1$, $S=0$)

Dans cette partie, l'influence de la contra-rotation différentielle de la paroi latérale est appliquée à la configuration ($Re=1250$, $\Lambda_h=1$, $S=0$), qui présente un éclatement détaché.

La paroi latérale est mise au mouvement de contra-rotation ($S<0$) par rapport au disque inférieur. Les calculs révèlent que l'éclatement attaché à la surface libre, subit une extension radiale et axiale et s'approche de l'axe de rotation jusqu'à l'atteindre pour $S=-0,021$. La figure(V.18) montre que pour un taux de rotation approximatif $S=-0,032$, le régime change et l'éclatement devient de type coin ; dominant pratiquement la moitié du corps central de la cavité (fig (V.18-b)). Pour un taux de contra-rotation $S=-0,092$, la figure(V.18-c) indique que l'éclatement devient axial, de type bulbe et de taille réduite. Pour $S=-0,103$, la figure (V.18-d) illustre un état d'écoulement sans éclatement.

La figure (V.19), qui représente la distribution radiale de la composante de vitesse tangentielle v , indique que lorsque le taux de contra-rotation augmente le maximum de v (v_{max}) qui coïncide avec la zone d'apparition de l'éclatement, diminue en se déplaçant radialement vers l'axe de la cavité. Au voisinage de ce dernier, v_{max} atteint un seuil de rotation insuffisant pour maintenir l'apparition de l'éclatement.

Par ailleurs, le profile radiale de la composante u Fig.(V.20), correspondant à cette même configuration, indique clairement l'état de l'écoulement radial avant et après contrôle.

La figure (V.21), représentant le profil axial de la composante w de la vitesse, avant et après contrôle indique la disparition des points de stagnation sur l'axe de la cavité.

Il y a lieu de noter que, par analogie avec les écoulements tourbillonnaires axiaux dans les tubes, on a tenté de définir un paramètre (nombre de swirl) permettant de caractériser l'apparition de l'éclatement totalement confiné, en combinant les effets des composantes radiale et axiale de la vitesse, au voisinage de l'axe. Mais, cette tentative n'a pas abouti et aucune corrélation n'a été obtenue.

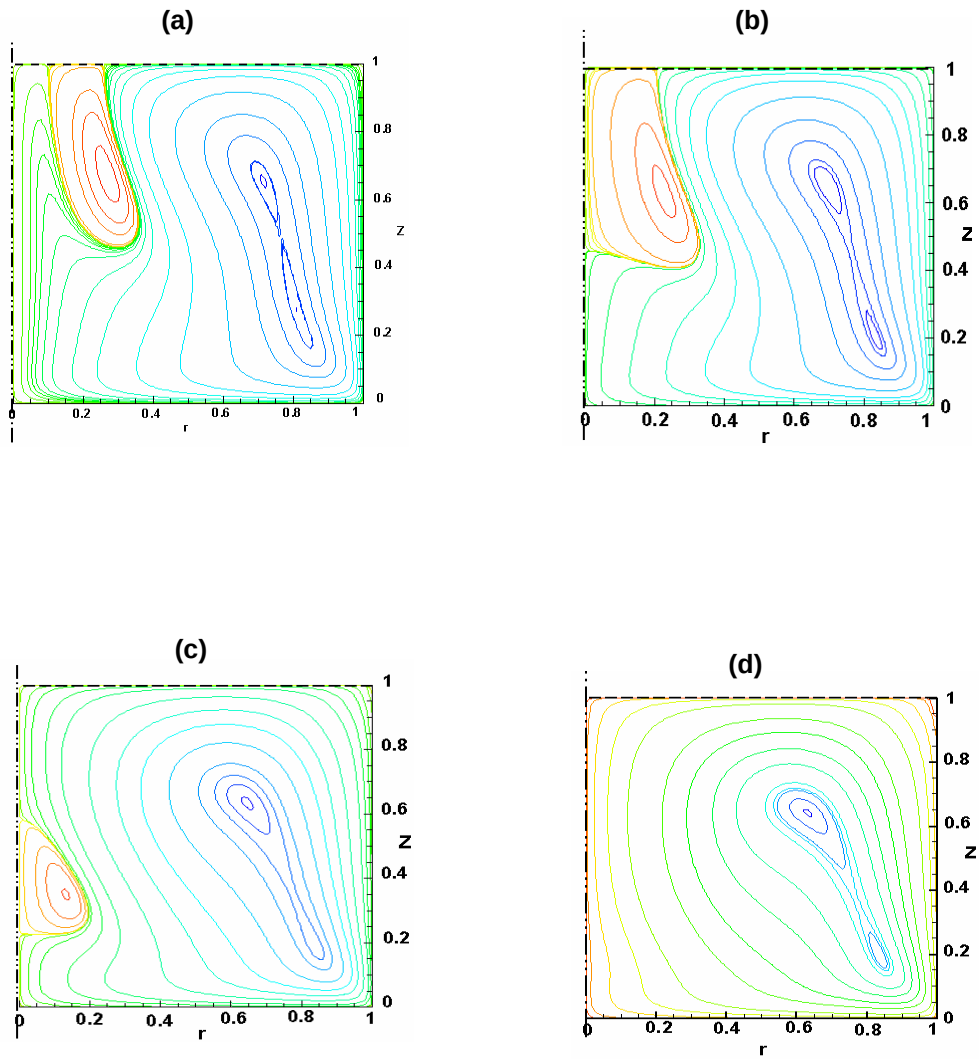


Figure V.18: Effet de la Contra-rotation de la paroi latérale : $Re=1250$; $\Lambda_h=1$; (a) : $S=0$; (b) : $S=-0,032$; (c) : $S=-0,096$; (d) : $S=-0,103$

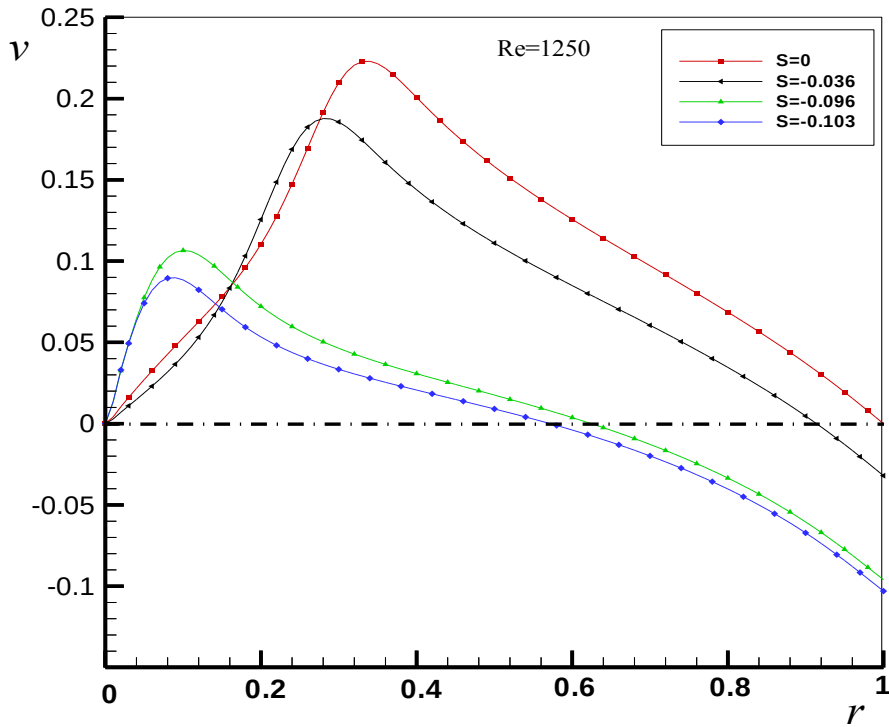


Figure V.19 : Distribution radiale de V sur la surface libre ; $Re=1250$, $\Lambda_h=1$

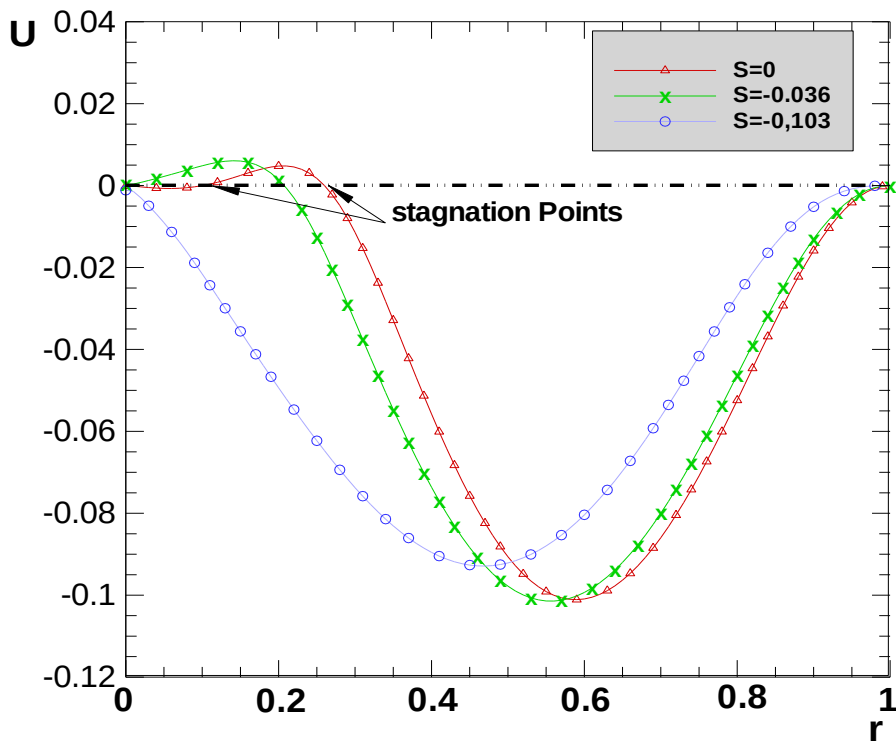


Figure V.20 : Distribution radiale de u sur la surface libre ; $Re=1250$, $\Lambda_h=1$, S étant indiqué

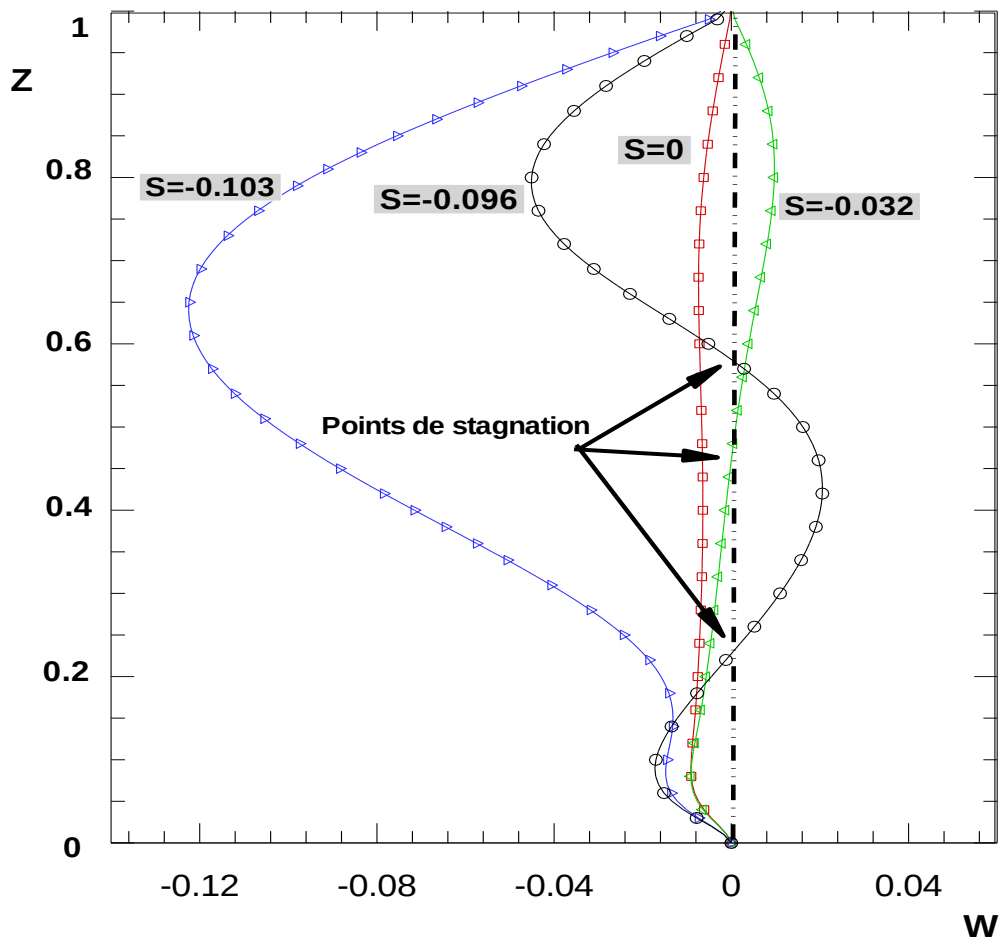


Figure V.21 : Effet de la contra-rotation sur la composante axiale de la vitesse sur l'axe de rotation ; $Re=1250$, $\Lambda_h=1$

b- Cas des forts taux de contra-rotation

Pour analyser l'influence d'un taux de contra-rotation relativement élevé, sur l'écoulement avec éclatement, on considère la même configuration de base adoptée dans le paragraphe précédent : ($Re=1250$, $\Lambda_h=1$) avec $|S| > 0.103$.

En toute généralité, la contra-rotation relativement élevée de la paroi latérale, contrairement au cas de la co-rotation, engendre une structure d'écoulement caractérisée par deux zones d'écoulement secondaire contra-rotatives séparées par une surface de cisaillement libre, identifiée par la ligne de courant $\psi=0$ (projection de la surface de courant). Cette dernière relie, dans le plan méridien, deux points de stagnation dont la localisation dépend du rapport de contra-rotation S ($S < 0$).

En effet, la figure(V.22 a₁) indique qu'à partir d'un seuil $|S|$ suffisamment élevé ($S \approx -0,116$) , la disparition de l'éclatement est suivie de la formation d'une zone dite de décollement sur la paroi latérale liée à la surface libre. Cette zone de recirculation est caractérisée, dans le plan méridien, par un point de décollement situé sur la paroi latérale et un point de recollement sur la surface libre, comme l'indiquent les lignes de courant de la figure(V.22 a₁). Les deux points sont reliés par une ligne (surface) de stagnation $\psi = 0$. Par ailleurs, une surface de transition ($\Gamma = 0$), séparant les deux circulations de signe opposé, est clairement visible dans la figure(V.22-b₁). En traversant cette surface, le fluide change de sens de rotation et passe de la zone d'influence du disque à celle relative à la paroi latérale. On remarque également sur ces deux figures (figure(V.22-a₁-b₁)) que les surfaces de stagnation et de transition, telles que définies ci-dessus, sont clairement distinctes. Les figures (V.22-a₂-b₂) révèlent que région d'influence de la paroi latérale s'étend et prédomine, à mesure que le taux de contra-rotation croît, et que l'écoulement engendré par le disque reste confiné au voisinage de ce dernier. On notera, par ailleurs, que les surfaces de stagnation et de transition tendent cette fois à s'approcher pour coïncider lorsque le taux de rotation atteint $S = -0.9$.

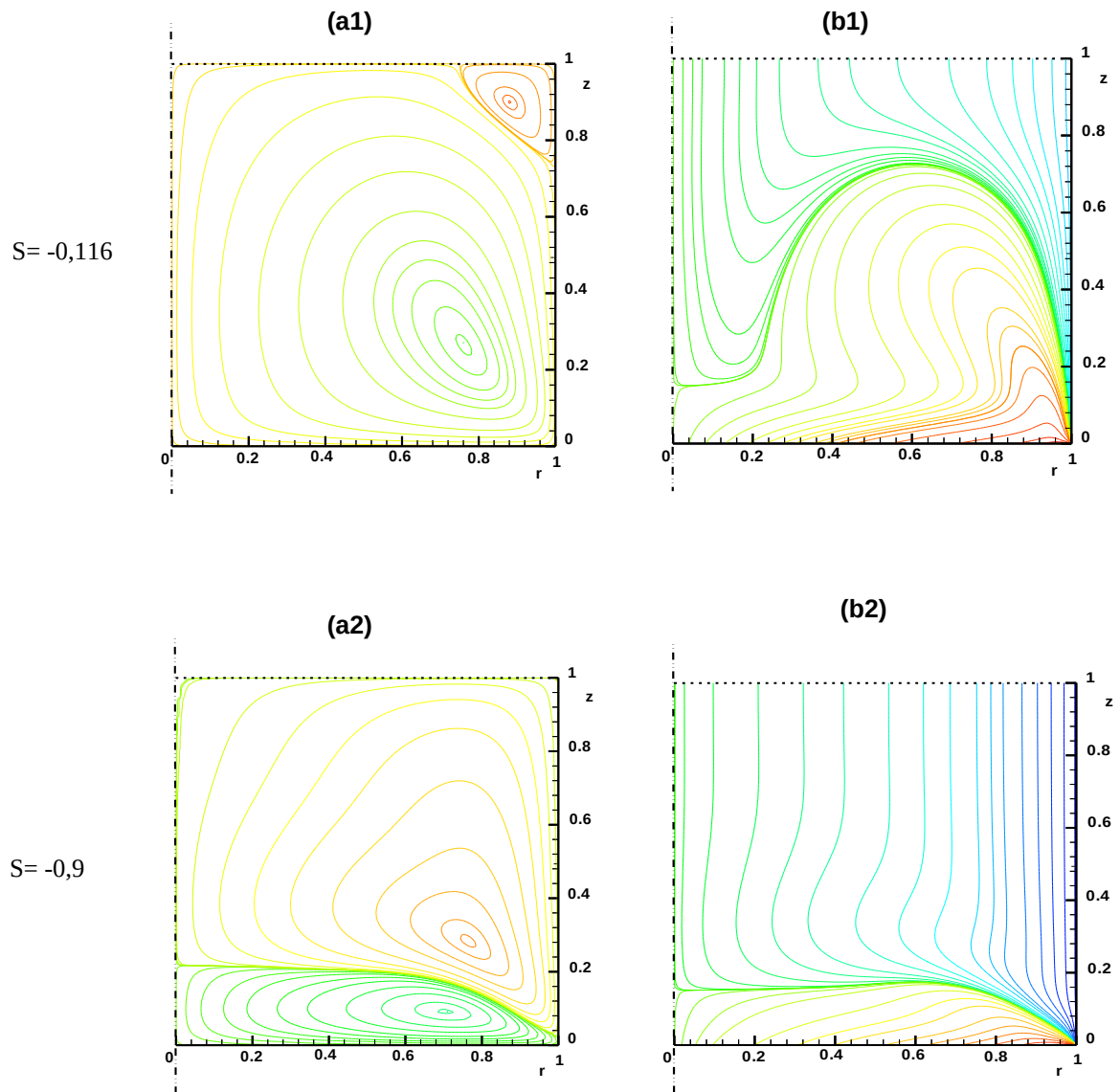


Figure V.22: Les lignes iso contours ; (a) : $\psi = \text{cste}$; (b) : $\Gamma = \text{cste}$; $\Lambda_h = 1$; $Re = 600$

V.5 Conclusion :

Ce chapitre, a été consacré à l'influence de la rotation différentielle de la paroi latérale cylindrique sur l'écoulement de base ; laquelle engendre un écoulement méridien de très faible intensité, mais qui s'avère suffisant pour altérer considérablement l'évolution des zones éclatées.

Les résultats révèlent qu'une augmentation progressive du taux de co-rotation de la paroi cylindrique ($S > 0$) induit une extension axiale et radiale de la taille de l'E.T axial jusqu'à son attachement à la surface. Pour un rapport de co-rotation assez élevé, l'E.T se détache de l'axe et, à partir d'un seuil donné, on observe sa disparition progressive accompagnée d'un déplacement radial vers la paroi cylindrique.

Pour la contra rotation différentielle, les résultats montrent qu'un faible taux de rotation de la paroi latérale apparaît suffisant, pour supprimer l'éclatement tourbillonnaire radial ou axial.

Par ailleurs, des contra rotations relativement élevées de la paroi latérale, engendrent une structure d'écoulement caractérisée par deux zones d'écoulement secondaire contra rotatives séparées par une surface de cisaillement libre issue d'un décollement sur le confinement latéral.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Au terme de ce travail de thèse, une modélisation numérique de l'écoulement avec éclatements tourbillonnaires a été effectuée dans une configuration géométrique cylindrique composée d'un disque inférieur et d'une paroi cylindrique latérale en rotation différentielle uniforme sous l'hypothèse d'un modèle de surface libre plane.

Cette contribution a permis en première étape, de mettre en évidence et de caractériser les zones axisymétriques dites éclatées, en régime stationnaires identifiés par des évasements de lignes de courant à l'aval d'un point de stagnation, suivie de recirculations inverses. La géométrie adoptée, a permis de réduire à l'essentiel le nombre de paramètres de contrôle de l'écoulement ; en l'occurrence le nombre Re de Reynolds et le rapport d'aspect de la cavité Λ_h . Pour des couples donnés de ces deux paramètres, les résultats ont révélé une transition spatiale de l'E.T du type bulbe axiale vers une zone éclatée attachée à la surface libre. L'attachement de cette structure dynamique à la surface n'est pas observé dans un modèle de surface rigide ; ce qui montre l'importance et la dépendance de l'écoulement aux conditions aux limites. Par ailleurs, l'étude a montré que l'éclatement tourbillonnaire apparaît pour des rapports d'aspect $\Lambda_h < 1$ et un seuil donné de Re , alors que celui-ci n'est présent dans les modèles de surface rigide que si $\Lambda_h > 1$ et ce, pour un seuil de rotation plus élevé.

En deuxième étape, il été procédé au contrôle de l'éclatement tourbillonnaire aussi bien axial que radial (attaché à la surface). En agissant sur une modification des conditions aux limites sur la partie latérale, l'étude a montré qu'une rotation différentielle de cette dernière modifie considérablement la topologie de l'écoulement. En particulier, les résultats numériques révèlent qu'une faible contra rotation différentielle de la paroi cylindrique était suffisante pour décaler puis éliminer la structure dynamique

attachée à la surface libre et ce, indépendamment du sens de rotation. Dans ce processus de contrôle, on a constaté le rapprochement de l'éclatement tourbillonnaire de la paroi cylindrique à mesure que le taux de la rotation augmente en valeur absolue.

Cependant, l'application de ce contrôle cinématique à l'E.T axial, de type bulbe a conduit à des conclusions qui dépendent du sens de rotation de la paroi latérale. En effet, les résultats révèlent qu'une faible co-rotation différentielle tend à favoriser l'apparition et l'amplification des zones éclatées sur l'axe de la cavité alors qu'une contra rotation, même faible s'avère efficace pour la suppression de cette structure axiale. En fin pour les taux de rotation relativement élevés, les résultats indiquent des signes de changement de régime vers l'instationnarité et l'instabilité de l'éclatement.

Les résultats concluants présentés dans ce travail constituent une contribution à la caractérisation géométrique et au contrôle cinématique de l'E.T sous l'hypothèse d'un model de surface plane.

Dans un contexte plus réaliste (biomécanique : culture cellulaire ; en industrie pharmaceutique) il nous semble essentiel d'améliorer la compréhension des mécanismes de l'éclatement par un model numérique (3D) soutenu par un protocole expérimental doté de moyens de visualisation de haute précision (P.I.V). Cette dernière permettra l'adoption d'un model d'interface plus adéquat, incluant les effets inévitables de gradients surfaciques de concentrations, tensions superficielles .etc....

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **J. Dusting** « A fluid dynamics approach to bioreactor design for cell and tissue » (2006).
- [2] **P.Jochmann, A. Sinigersky, M. Hehle, O. Schâfer, R. Koch, H.-J. Bauer** « Numerical simulation of a precessing vortex breakdown », International Journal of Heat and Fluid Flow 27, pp.192–203 (2006).
- [3] **S.I. Shtork, C.E. Cala, E.C. Fernandes** « Experimental characterization of rotating flow field in a model vortex burner », Experimental Thermal and Fluid Science (Article in press) pp.1-10 (2006).
- [4] **J. L Stevens, Z. Z. Celik, B. J. Cantwell, J. M. Lopez** « Experimental study of vortex breakdown in a cylindrical, swirling flow », Joint Institute for Aeronautics and Acoustics JIAA117, pp. 1-116 (1996)
- [5] **T. Sarpkaya.** « On stationary and travelling vortex breakdowns », J. Fluid Mech., 45, 545-559. (1971)
- [6] **S Leibovich.**, « The structure of vortex breakdown ». Ann. Rev. Fluid Mech., 10, 221-246. (1978).
- [7] **J.M. Lopez** « Axisymmetric vortex breakdown . Part 1. Confined swirling flow », Journal of Fluid Mechanics 221. 533–552. (1990).
- [8] **Sidney Leibovich**, « Vortex Stability and breakdown: Survey and Extension », AIAA JOURNAL.22, N°.9, pp.1192-1206 (1984).
- [9] **M. R. Ruith, P. Chen, E. Meiburg, and T. Maxworthy**, « Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes » J. Fluid Mech. Vol 486, 331 (2003).
- [10] **M. A. Herrada, M. Prez-Saborid, and A. Barrero** « Vortex breakdown in pipes: Compressibility and 3D effects » Bull. Am. Phys. Soc. col **48**, 114 (2003)
- [11] [27 **O. Lucca-Negreo.and Doherty**, T.,. Vortex breakdown: A review. Prog. Energy Comb. Sci vol 27, pp.431–481. (2001)

- [12] **C. H. Lee and al.** « Flow of a stratified fluid in a cylinder with a rotating lid » International Journal of Heat and Fluid Flow vol 20. pp. 26-33 **(1999)**
- [13] **Anthony M. Mitchell, Jean Délery,** « Research into vortex breakdown control », Progress in Aerospace Sciences 37, pp.385-418 **(2001)**
- [14] **Benjamin Lehueur, Patrick Gilliéron, Tanja Ivani'c** « Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : approche numérique », C. R. Mécanique 334, pp.368–372 **(2006)**
- [15] **Florent Renac** « Contrôle expérimental de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta », Thèse de doctorat de l'Université PARIS VI (2004)
- [16] **M. ROUMEAS Mathieu** « Contribution al l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu », Thèse de doctorat, Institut National polytechnique de Toulouse, **(1996)**.
- [17] **O.Rodriguez, J. Pruvost** « Manipulation du tourbillon de bord d'attaque d'une aile delta par injection localisée de quantité de mouvement », Conférence AAAF Orléans (France) pp.1-9 **(2000)**.
- (18) P. Billant, J.M. Chomaz, P. Huerre** « Experimental study of vortex reakdown in swirling jets » J. Fluid Mech. 376 pp183–219 **(1998)**
- [19] A.M. Mitchell, J. Délery « Research into vortex breakdown control » Progr. Aerospace Sci. 37 (4) pp. 385–418 **(2001)**.
- [20] **P. Gilliéron, J. Laurent, F. Chometon** « Analyse des écoulements de Culot par élocimétrie laser, application à l'automobile » in : 7ième Congrès de Vélocimétrie Laser, 2002.
- [21] **I. Gursul & al** « Effect of nonaxisymmetric forcing on a swirling jet with vortex breakdown ». Trans ASME, J Fluids Engng 118 pp 316±21 **(1996)**
- [22] **JH .Faler, S. Leibovich** « Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown » . Phys Fluids 20 pp 1385±400 **(1977)**
- [23] **S .Farokhi, R. Taghavi, EJ. Rice** « Effect of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent jet ». AIAA J 27 (6) pp 700,706 **(1989)**.
- [24] **O. Lucca-Negro, T. O'Doherty** « Vortex breakdown: a review » Progress in Energy and Combustion Science 27 pp 431-481**(2001)**.
- [25] **M.P Escudier.,** « Observations of the flow produced in a cylindrical container by a rotating end wall ». Exp. Fluids, 179–186. **(1984)**.

- [26] **N. Syred, JM BeeÂr** « Combustion in swirling flows: a review. Combustion and Flame; 23, pp143-201 (1974).
- [27] **H. J. Lugt and H. J. Haussling**, « Axisymmetric vortex breakdown in rotating fluid with a container » J. Appl. Mech. **49**, 921 (1982)
- [28] **H. J. Lugt and M. Abboud**, « Axisymmetric vortex breakdown with and without temperature effects in a container with a rotating lid » J. Fluid Mech. **179**, 179 (1987)
- [29] **G.L. Brown and J.M. Lopez**, « Axisymmetric vortex breakdown ». Part 2. Physical mechanisms, Journal of Fluid Mechanics 221 553–576 (1990).
- [30] **H.M. Blackburn and J.M. Lopez**, « Symmetry breaking of the flow in a cylinder driven by a rotating end wall », Physics of Fluids 12 2698–2701. (2000).
- [31] **J.M. Lopez, F. Marques and A.H. Hirs, R. Miraghaie**, « Symmetry breaking in free-surface cylinder flows », Journal of Fluid Mechanics vol 502 pp. 99–126. (2004)
- [32] **E. Serre et Bontoux** « Vortex breakdown in a Three dimensional swirling flow», J. Fluid Mécanics vol 459. pp.347-370 (2002).
- [33] **E. Serre and P. Bontoux** « écoulements dans une cavité cylindrique à surface libre » 16eme congrès français de Mécanique Nice 1-5 Sep. (2003)
- [34] **E. Serre , P. Bontoux** « Vortex breakdown in a cylinder with a rotating bottom and a flat stress-free surface » International Journal of Heat and Fluid Flow vol28 pp. 229-248 (2007)
- [35] **J. M. Lopez**, « Unsteady swirling flow in an enclosed cylinder with reflectional symmetry » Phys. Fluids **7**, 2700 (1995)
- [36] **J. M. Lopez and F. Marques** « Mode compétition between rotating waves in a swirling flow with reflection symmetry » J. Fluid Mech. **507**, 265 (2004).
- [37] **A.Yu, Gelfgat and al.** « Steady states instability of swirling flow in a cylinder with rotation top and bottom » Computational Mechanics Laboratory. Faculty of Mechanical Engineering, Haïfa 32000, (1996).
- [38] **C. H. Lee and al.** « Flow of a stratified fluid in a cylinder with a rotating lid » International Journal of Heat and Fluid Flow vol 20. pp. 26-33 (1999)
- [39] **O. Daube**, « Numerical simulation of axisymmetric vortex breakdown in a closed cylinder » Lect. Appl. Math. Vol **28**, pp. 131 (1991)

- [40] **A. Spohn, M. Mory and E.J. Hopfinger.** « Experiments on vortex breakdown in a confined flow generated by a rotating disc », *Journal of Fluid Mechanics* 370 73–99. **(1998).**
- [41] **A. Spohn** « Ecoulement et éclatement tourbillonnaires engendrés par un disque tournant dans une enceinte cylindrique », Thèse de doctorat, l'Université Joseph Fourier, Grenoble I **(1991).**
- [42] **A. Spohn, M. Mory and E.J. Hopfinger,** « Observations of vortex breakdown in an open cylindrical container with a rotating bottom », *Experiments in Fluids* 13 70–77 **(1993).**
- [43] **J. M. Hyun,** Flow in an open tank with a free surface driven by the spinning bottom, *Journal of Fluids Engineering*, vol 107, pp. 495-499 **(1985).**
- [44] **T. Daniel, Valentine and C. Jahnke** « Flows induced in a cylinder with both end walls rotating » *Physics of Fluids* vol 6, 2702 **(1994)**
- [45] **M. Brons, L. Voigt and J.N. Sorensen,** « Topology of vortex breakdown bubbles in a cylinder with a rotating bottom and a free surface, *Journal of Fluid Mechanics* vol 428 pp133–148 **(2001).**
- [46] **A.H. Hirsa, J.M. Lopez and R. Miraghaie** « Symmetry breaking to a rotating wave in a lid-driven cylinder with a free surface , experimental observation », *Physics of Fluids* vol 14 pp.29–32. **(2002).**
- [47] **J. Dusting** « A fluid dynamics approach to bioreactor design for cell and tissue » **(2006).**
- [48] **M. Piva and E.Meiburg,** « Steady axisymmetric flow in an open cylindrical container with a partially rotating bottom wall », *Physics of fluids*, vol.17, pp 1-10, **(2005).**
- [49] **M. Juan, J.M. Lopez and Amir H. Hirsay** « Surfactant-Influenced Gas-Liquid Interfaces: Nonlinear Equation of State and Finite Surface Viscosities » *Journal of Colloid and Interface Science* **229**, 575–583 **(2000)**
- [49] **B. K.Muite** « The flow in a cylindrical container with a rotating end wall at small but finit Reynolds number » *Physics of Fluids* ,Vol 16, **(2004).**
- [50] **T. Sarpkaya** « Vorticity, free surface, and surfactants » *Annual revue Fluid. Mech.*..vol 28:pp 83-128 **(1996).**

- [51] **R. Iwatsu** « Analysis of flows in a cylindrical container with rotating bottom and top undeformable free surface » JSME International Journal 47 549–556. **(2004)**
- [52] **R. Miraghaie, J. M. Lopez and A. H. Hirs** « Flow induced patterning at the air–water interface » Physics of Fluids Volume 15, **(2003)**
- [53] **A. H. Hirs, J. M. Lopez and R. Miraghaie** « Determination of surface shear viscosity via deep-channel flow with inertia » J. Fluid Mech. (vol. 470, pp. 135{149. **(2002)**
- [54] **T.T.Lim** « On the génération of a spiral-type vortex break-down in an enclosed cylindrique container » Physics of Fluids 17, 044105 **(2005)**
- [55] **T.B. Benjamin** « Theory of the vortex breakdown phenomenon ». J. Fluid Mech. 14, 593. **(1962).**
- [56] **M.G. HALL** « Vortex breakdown » Annual reviews 8023 **(1972).**
- [57] **S. Leibovich** , « On a theoretical scenario for vortex breakdown » , dans Second International Colloquium on Vortical Flows, Brown Boveri Research Center, 83-94. **(1987).**
- [58] **T.B.Benjamin**, « Some developments in the theory of vortex breakdown », J. Fluid Mech., 28, 65-84. **(1967).**
- [59] **V. Barocline**, , « On the motion due to sources and sinks distributed along the vertical boundary of rotating fluid », J. Fluid Mech., 27, 551-560. **(1967).**
- [60] **M.T Landahl.; S.E Widnall .**, «Vortex control », dans ‘proceedings of the symposium on clear air turbulence and its detection’, Plenum Press, editors OLSEN, GOLDBURG, ROGERS, pp. 137-155». **(1971).**
- [61] **J.J Keller, W. Egli and J. Exley**,”Force and loss-free transitions between flow states”, ZAMP, 36, 855-889. **(1985a).**
- [62] **Philippe Petitjeans, Frédéric Bottausci** « Structures tourbillonnaires étirées : les filaments de vorticité », UMR CNRS 7636 Paris, pp. 1-13
- [63] **E Krause and S. Menne.** « Investigation of vortex break-down by numerical solution of the Navier-Stokes équations » Second International Colloquium on Vortical Flows, Brown Boveri Research Center, 43-57. **(1987)**
- [64] **X. Shi and X. Shan** , Relation between the quasi-cylindrical approximation and the critical classification for swirling flows”, dans Second

International Colloquium on Vortical Flows, Brown Boveri Research Center, 72-82. **(1987)**.

[65] J.H Faler and S. Leibovich , "Disrupted states of vortex breakdown", Phys. Fluids, 20, 1385-1400. **(1977)**.

[66] F. Marquez, J.M Lopez and J. Shen « Mode interactions in an enclosed swirling flow : a double Hopf bifurcation between azimuthal wavenumbers 0 and 2 » J. Fluid Méchanics vol 455. pp.263-281 **(2002)**.

[67] Feng-Chen Li and al « Expérimental study on symmetry breaking in a swirling free surface cylinder flow influenced by viscoelasticity ». Experimental Thermal and Fluid Science 31. 237–248 **(2007)**

[68] M. Fermigier « De l'usage d'un vieux tourne-disque pour la mécanique des fluides » JFM pp1-7 **(2000)**

[69] E. Serre. & P.Bontoux, « Vortex breakdown in a three-dimensional swirling flow », J. Fluid Mech.459, pp. 347-370 **(2002)**.

[70] C. Nore, L. S. Tuckerman, O. Daube and S. Xin, « The 1:2 mode interaction in exactly counter-rotating von Karman swirling flow », J.Fluid Mech. 477, pp. 51-88 **(2003)**

[71] E. Barbosa, O. Daube « A finite difference method for 3D incompressible flows in cylindrical coordinates », Computers & Fluids 34, pp.950–971, **(2005)**.

[72] A.Y Gelfgat, P.Z. Bar-Yoseph and A. Solan, « Three-dimentional instability of axisymetric flow in a rotating lid-cylinder enclosure », J.Fluid.Mech.438, pp.363-377 **(2001)**.

[73] A.Y. Gelfgat, P.Z. Bar-Yoseph and A. Solan, « Stability of confined swirling flow with and without vortex breakdown », J.Fluid Mech.311, pp.1-36 **(1996)**.

[74] H.P.Pao, « Numerical solution of Navier-Stokes equations for flow in the disk-cylinder system », . Phys.Fluids.15, 4 **(1972)**.

[75] P.W. Duck, « on the flow between two rotating shrouded discs », computers & fluids.14 N°3, pp183-196 **(1986)**.

[76] R.Saci & P.G.Bellamy-knights, « Flow between two stationary disks and a rotating shroud », computers and Fluids.20 N°1, pp.77-87 **(1991)**

- [77] **C.N.Savvides & J.H.Gerardd**, « numerical analysis of flow through a corrugated tube with application to arterial prostheses », J.Fluid Mech.138 pp.129-160 **(1984)**
- [78] **C.N.Savvides & J.H.Gerardd**, « numerical analysis of flow through a corrugated tube with application to arterial prostheses », J.Fluid Mech.vol 138 pp.129-160 **(1984)**
- [79] **S.A. Orszag and M. Israeli**, « in numerical simulation of viscous incompressible flows », Ann.Rev.Fluid.Mech.6, pp. 281-318 **(1974)**
- [80] **Roache**, « Computational fluid dynamics », Hermosa Publishers, New Mexico. **(1982)**
- [81] **T.P.Loc**, « Numerical analysis of unsteady secondary vortices generated by an impulsively started circular cylinder », J.Fluid Mech.28, pp.100-11 **(1985)**.
- [82] **L. Quartapelle**, « Vorticity Conditioning in the Computation of Two – Dimensional Viscous Flows », Journal of Computational Physics 40, pp. 453-477 **(1981)**.
- [83] **L.Quartapelle et Valz-Griz**, « Projection Conditions on the Vorticity in Viscous Incompressible Flows », Int. J.Num math. Fluids.1, pp.129-144 **(1981)**
- [84] **R. Saci & A. Kouadri**, “Vortex breakdown control in confined swirling flows” Mécanique & Industries Vol 9 N°1 , pp 51-58, **(2008)**.
- [85] **S. SAADI** « Ecoulements confinés interdisques » these de Magister, Université M’hamed BOUGARA Boumerdes, Algérie 2005/2006
- [86] **A. KOUADRI** « Ecoulements engendrés par la rotation différentielle de parois d’enceintes cylindriques et coniques » these de Magister, Université M’hamed BOUGARA Boumerdes, Algérie 2006/2007
- [87] **E. Serre and P. Bontoux** : « Eclatement tourbillonnaire dans une cavité rotor/stator cylindrique » C.R. Acad Sci. Vol 329 pp 671-677 **(2001)**
- [88] [25] **F.Sotiropoulos, Y.Ventikos** « Transition from bubble-type vortex breakdown to columnar vortex in a confined swirling flow », International Journal of Heat and Fluid Flow 19, pp. 446-458 **(1998)**.
- [89] **H.B. Squire** « Miszellen der Angewandten Mechanik », éditeur M. SCHAFFER (Akademie, Berlin), 306 . 312. **(1962)**
- [90] **M. A. Herrada and V. Shtern**, « Vortex breakdown control by adding nearaxis swirl and temperature gradients » Phys. Rev. E**68**, 041202 **(2003)**

[91] R. Iwatsu, « Flow pattern and heat transfert of swirling flows in cylindrical container with rotating top and stable temperature gradient », International journal of Heat and Mass Transfer 47 2755-2767 **(2004)**.

[92] B. Lehueur and P. Gilliéron and T. Ivanic « Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la trainée des véhicules automobiles : automobiles : approche numérique ». C. R. Mécanique vol 334. pp 368-372 **(2006)**

ANNEXES

ANNEXE

Présentation du code de calcul en différences finies (2D) [84], [86]

- Recouvrement du domaine

Une grille formée de mailles rectangulaires est introduite dans le domaine de calcul, (Fig.(III.3)) le réseau de nœuds résultant, constitue le domaine discret, où chaque nœud $M_{i,j} = (r_i, z_j)$ est localisé par ses coordonnées radiales r_i et axiale z_j , définies comme suit :

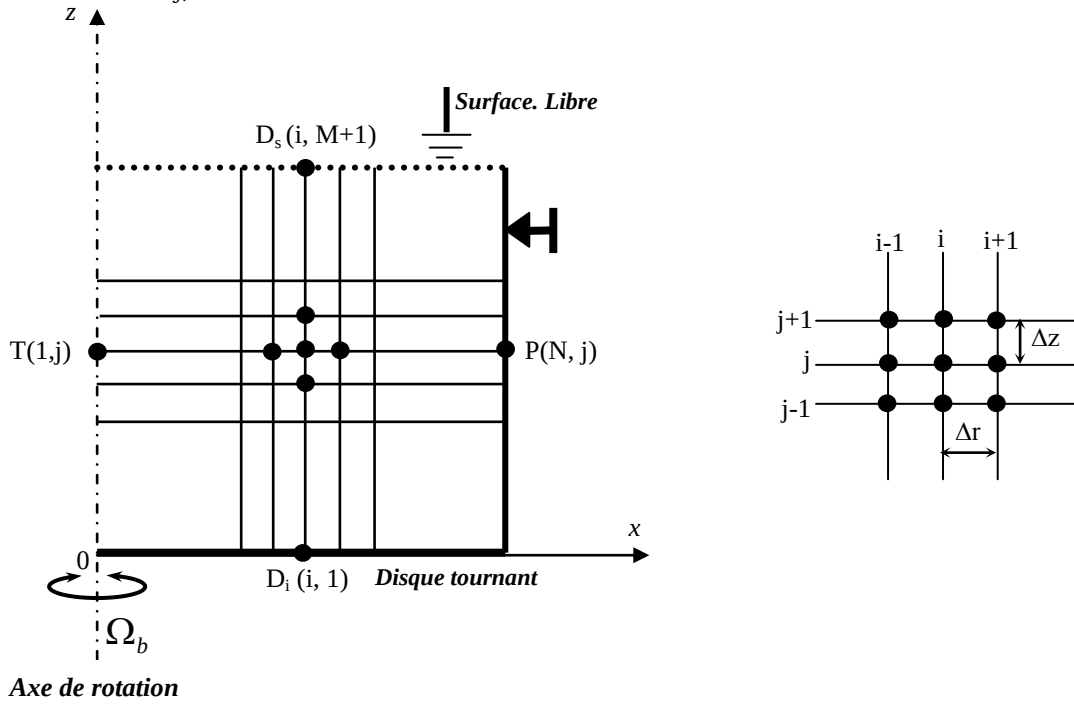


Figure : Maillage du plan méridien (r, z) de la configuration cylindrique

La configuration cylindrique est parfaitement définie par la forme généralisée en coordonnées (r_i, z_j) suivantes :

$$r_i = (i-1)\Delta r \quad ; \quad 1 \leq i \leq N \quad (r_a \leq r \leq 1)$$

Et

$$z_j = (j-1)\Delta z ; \quad 1 \leq j \leq M+1 \quad (0 \leq z \leq \Lambda_h)$$

Δr et Δz dénotent les pas d'espace dans les directions radiales et axiales, respectivement, définies par :

$$\Delta r = \frac{1}{N} = a \text{ (posé)}; \quad \Delta z = \frac{\Lambda_h}{M} = b \text{ (posé)};$$

- Discrétisation spatiale

Désignons par $\phi_{i,j} = \phi(r_i, z_j)$ une quelconque des fonctions scalaires inconnues du système différentiel (II-11, II-12, II-13) : la circulation $\Gamma(r, z, t)$, la composante tangentielle du vecteur tourbillon $\xi(r, z, t)$ ou la fonction scalaire de courant $\psi(r, z, t)$.

Sous l'hypothèse d'une régularité des solutions recherchées, la valeur nodale de la solution Φ peut être déduite du développement de Taylor au voisinage du nœud considéré.

L'expression des dérivées spatiales, premières et secondes, peuvent être approximées et formulées comme suit :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_{i,j} = \alpha_1 (\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}) + \alpha_2 (\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j})$$

$$\text{Où : } \alpha_{2,1} = (1 \pm \varepsilon_r) / 2a; \quad (a = \Delta r)$$

$$\text{et } \varepsilon_r = \text{sign}(u_{i,j})$$

$\varepsilon_r = 0$ Correspond à une différence centrée à l'ordre deux;

$\varepsilon_r = +1$ ou $\varepsilon_r = -1$ dénotent le cas de schémas décentrés respectivement, à l'avant ou à l'arrière d'ordre un.

De même pour la direction axiale :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{i,j} = \beta_1 (\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}) + \beta_2 (\phi_{i,j} - \phi_{i,j-1})$$

$$\text{Où : } \beta_{2,1} = (1 \pm \varepsilon_z) / 2b; \quad (b = \Delta z)$$

$$\text{et, } \varepsilon_z = \text{sign}(w_{i,j})$$

($w_{i,j}$ dénote la composante nodale axiale de vitesse)

Par ailleurs, toutes les dérivées secondes de ϕ sont approchées à l'aide des différences centrées comme suit (excluant la surface libre et l'axe de la cavité).

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}\right)_{i,j} = \frac{1}{a^2} [\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}] + 0(a^2)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}\right)_{i,j} = \frac{1}{b^2} [\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}] + 0(b^2)$$

L'expression des dérivées partielles dans une direction normale " ℓ ", dirigée vers l'intérieur, en un point P d'une quelconque surface solide (Σ_k), sont données par des différences décentrées suivantes [...], [...] :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial \ell}\right)_{P_0} = \frac{1}{2\Delta\ell} [\pm 3\phi_{P_0} \mp 4\phi_{P_1} \pm \phi_{P_2}] + 0(\Delta\ell^2)$$

et

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \ell^2}\right)_{P_0} = \frac{1}{2\Delta\ell^2} [\mp 7\phi_{P_0} \pm 8\phi_{P_1} \mp \phi_{P_2}] + 0(\Delta\ell^2)$$

Où P_0 , P_1 et P_2 désignent trois points successifs distants de $\Delta\ell$, dans la direction normale ℓ .

La condition de symétrie et anti-symétrie est appliquée sur la surface libre

$$\text{étant : } \psi = 0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad w = 0$$

- Discrétisation temporelle

La valeur temporelle nodale de la solution ϕ à l'instant t_k , notée $\phi_{i,j}^k(t_k) \approx \phi(r_i, z_j, t_k)$ est approchée par une suite d'instants discrets, espacés d'un pas δt tel que : $0 < t_0 < \dots < t_i < \dots < t_{k-1} < t_k < t_{max}$

Où : $t_k = k \delta t$, $k \geq 0$

L'expression de la dérivée locale temporelle de $\phi(r, z, t)$ est :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_{i,j}^k = \frac{1}{2\delta t} [\phi_{i,j}^{k+1} - \phi_{i,j}^{k-1}] + 0(\delta t^2)$$

- Moyenne temporelle

Dans l'introduction, il a été indiqué que le schéma adopté pour modéliser numériquement le système d'équations instationnaires (**II-1, II-2, II-2**) est caractérisé par l'application d'une moyenne temporelle aux termes diffusifs, qui introduit une amélioration substantielle de la stabilité du schéma. Celle-ci se traduit, pour la fonction ϕ en un point nodal donné, à l'instant t_k , par :

$$\phi_{i,j}^k = \frac{1}{2}(\phi_{i,j}^{k+1} + \phi_{i,j}^{k-1}).$$

- Système discret

La substitution des dérivées premières spatiales et temporelles de la fonction généralisée $\phi(r,z,t)$ représentant $\Gamma(r,z,t)$, $\xi(r,z,t)$ ou $\psi(r,z)$ dans le système différentielle (**II-4, II-5, II-6**) ainsi que leurs dérivées secondes spatiales, et compte tenu de la moyenne temporelle (**III-1**), permet de déduire un système algébrique discrétisé à trois niveaux de temps (voir annexe A1) : un schéma explicite pour les équations de transport-diffusion et circulation (de types parabolique) et un schéma implicite pour l'équation de Poisson qui n'admet pas de variation locale temporelle explicite [**Saci**], [**Saadi**].

- Algorithme

Le système algébrique résultant de la discrétisation spatiale et temporelle est constitué de deux équations de type paraboliques et d'une équation elliptique. La résolution est basée sur une marche en temps explicite et, pour chaque séquence temporelle, la méthode standard S.O.R ponctuelle est appliquée à l'équation de Poisson. L'algorithme traduisant ce mode de résolution est présenté dans l'ordre de fonctionnement suivant :

1. Choix des paramètres de contrôle de l'écoulement :

a. Paramètres dynamiques : Reynolds (Re), le taux de rotation différentielle S_k des surfaces (Σ_k) .

Paramètres géométriques : rapport d'aspect (Λ_h) .

2. Initialisation des pas du maillage spatial et temporel $\Delta r, \Delta z, \delta t$

3. Choix d'un champ scalaire pour la circulation $\Gamma_0(r, z, t)$, la vorticité $\xi_0(r, z, t)$ et la fonction de courant $\psi_0(r, z, t)$ correspondant à une solution initiale de repos ($t < 0$), (premier niveau temporel).
4. Choix d'un champ scalaire $\Gamma_1(r, z, t)$, $\xi_1(r, z, t)$ et $\psi_1(r, z, t)$   $t=0$.
5. Spécification des conditions aux limites relatives à Γ , ξ et ψ sur les différentes parois : Adhérence, imperméabilité, et symétrie sur l'axe, ainsi que la symétrie et l'antisymétrie sur la surface libre plane.
6. Détermination des valeurs nodales définissant le champs scalaire de $\Gamma(r_i, z_j, t)$ à l'instant $t = \delta t$, (marche en temps).
7. Détermination des valeurs définissant le champ scalaire de $\xi_1(r, z, t)$ dans les différents noeuds de la grille à l'instant $t = \delta t$.
8. Résolution de l'équation de Poisson à l'instant $t = \delta t$, par la méthode classique de relaxation S.O.R ponctuelle.

La convergence ponctuelle du processus itératif, est testée par le critère de convergence :

$$\max \left| \phi_{i,j}^{n+1} - \phi_{i,j}^n \right| / \left| \phi_r \right| < \varepsilon_\phi,$$

où ϕ_r est une valeur de référence positive, (représentative en générale d'une valeur moyenne du domaine considéré).

ε_ϕ ; indique la tolérance, dont l'ordre est en général : $10^{-4} \leq \varepsilon_\phi \leq 10^{-6}$

9. Initialisation des conditions aux limites de la vorticité sur les parois solides.
10. Calcul des composantes de vitesses $(u, v, w) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\Gamma}{r}, -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$;   l'aide d'une approximation aux différences finies centrées.

Sur l'axe de symétrie ($r=0$), La vitesse axiale déduite de la condition de symétrie $\left(\frac{\partial w}{\partial r} = 0 \right)$ est obtenue de la formule suivante :

$$w_{r=0} = -2\psi(a, z) / a^2 + o(a^2)$$

Déduite du développement en série de Taylor combiné avec l'équation de continuité et la condition de symétrie imposée.

11- Sur l'axe de la cavité ($r=0$, $0 < z < \Lambda_h$) la condition de la symétrie $\left(\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0\right)$

permet de déduire la composante axiale $W_{r=0} \neq 0$:

$$w(0, z) = -2\psi(a, z)/a^2 + o(a^2)$$

$$(a \equiv \Delta r)$$

Cette formule déduite du développement en serie de taylor combinée avec l'équation de continuité et la condition de symétrie

12- Sur la surface libre, contrairement au cas d'un model de surface rigide, $u \neq 0$, $\Gamma \neq 0$ et le model de surface adopté permet de traduire la symétrie (par rapport au plan horizontal Λ_h) :

$$\psi = 0, \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \frac{\partial \Gamma}{\partial z} ,$$

$$(\psi(r, \Lambda_h + b) = -\psi(r, \Lambda_h - b) ; \Gamma(r, \Lambda_h + b) = +\Gamma(r, \Lambda_h - b)), (b = \Delta z)$$

13- Enregistrement de deux états temporels successifs correspondant aux champs scalaires Γ , ξ et ψ , à l'instant $t = \delta t$. Ensuite, procéder à une marche en temps pour le calcul des champs à l'instant $t + \delta t$ et ce en revenant à l'étape (6) de l'algorithme.

Les calculs sont atteints si une solution asymptotique stationnaire est approchée.