

Development of a convective instability as wavy rolls in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flow

Hervé Pabiou, Xavier Nicolas, S. Xin, S. Mergui

► **To cite this version:**

Hervé Pabiou, Xavier Nicolas, S. Xin, S. Mergui. Development of a convective instability as wavy rolls in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flow. *Mechanics & Industry*, EDP Sciences, 2003, 4 (5), pp.537-543. 10.1016/j.mecind.2003.07.016 . hal-00695036

HAL Id: hal-00695036

<https://hal-upec-upem.archives-ouvertes.fr/hal-00695036>

Submitted on 7 May 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Observations d'une instabilité convective apparaissant sous la forme de rouleaux sinueux dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard

Hervé Pabiau^a, Xavier Nicolas^b, Shihe Xin^c, Sophie Mergui^a

^a FAST, CNRS-UPMC-UPS, Bât. 502, Campus universitaire, 91405 Orsay Cedex, France

^b LETEM, Université de Marne-la-Vallée, Bât. Lavoisier, Cité Descartes, 77454 Marne-la-Vallée Cedex 2, France

^c LIMSI, CNRS, BP 133, 91403 Cedex, France

	Courriel	Téléphone	Télécopie
Hervé Pabiau ¹	pabiau@fast.u-psud.fr	01 69 15 80 47	01 69 15 80 60
Xavier Nicolas	nicolas@univ-mlv.fr	01 60 95 73 14	01 60 95 72 94
Shihe Xin	shihe.xin@limsi.fr	01 69 85 81 31	01 69 85 80 88
Sophie Mergui	mergui@fast.u-psud.fr	01 69 15 80 73	01 69 15 80 60

Mots clés : instabilité convective / convection mixte / écoulement ouvert / observation expérimental / simulation numérique 3D

Key words : convective instability / mixed convection / open flow / experimental observation / 3D numerical simulation

¹ à contacter pour toute correspondance

Observations d'une instabilité convective apparaissant sous la forme de rouleaux sinueux dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard

Résumé

Cet article porte sur l'étude expérimentale et numérique de la nature d'une instabilité secondaire, observée dans un écoulement de Poiseuille en canal rectangulaire chauffé par le bas et refroidi par le haut. Dans une telle configuration, il est connu qu'au delà d'un nombre de Rayleigh critique et pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, apparaissent des structures longitudinales sous la forme de rouleaux contra-rotatifs dont le diamètre est de l'ordre de la hauteur du canal. En 1991, R. M. Clever et F. H. Busse [1] ont étudié numériquement la stabilité linéaire temporelle de cette solution en rouleaux longitudinaux et ont observé le développement d'une instabilité secondaire sous la forme de rouleaux sinueux. Réalisée expérimentalement et numériquement par simulation directe 3D dans un canal de dimensions $14,45 \times 150 \times 2800$ mm, notre étude a permis de confirmer l'existence de l'instabilité secondaire et de montrer que cette instabilité est de type convectif. À notre connaissance, c'est la première fois que cette instabilité en rouleaux sinueux est observée.

Abstract

A combined experimental and numerical study of a mixed convective flow in a rectangular channel heated from below and cooled from above is reported. In that configuration, it is well known that for a Rayleigh number above a critical value and for sufficiently high Reynolds number, longitudinal counter-rotating rolls develop. A linear temporal stability analysis conducted by R. M. Clever and F. H. Busse in 1991 [1] detected the onset of a wavy instability of the longitudinal rolls. In our study, experimental results and 3D direct simulations clearly showed the development of the wavy pattern and pointed out the convective behaviour of this instability. To the knowledge of the authors, it is the first time that this instability is observed.

Nomenclature

$\vec{g} = -g\vec{z}$	vecteur accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
h	hauteur du canal	m
l	largeur du canal	m
L	longueur de la partie chauffée du canal	m
T_{ref}	température de référence	$^{\circ}C$
U_{moy}	vitesse moyenne de l'écoulement	$m.s^{-1}$
$\Delta T = T_c - T_f$	écart de température entre les parois chaude et froide	$^{\circ}C$
α	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
β	coefficient de dilatation thermique	$^{\circ}C^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
ν	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
<i>Grandeurs adimensionnées</i>		
$A = L/h$	rapport de forme longitudinal	
A_{max}	amplitude de la perturbation de vitesse expérimentale	
$B = l/h$	rapport de forme transverse	
Cr	vitesse de phase de l'instabilité sinueuse	
f	fréquence de l'instabilité sinueuse	
$f_{forçage}$	fréquence de forçage de la perturbation expérimentale	
$Ra = g\beta^{\circ}\Delta Th^3 / (\nu^{\circ}\alpha^{\circ})$	nombre de Rayleigh	
$Re = U_{moy}h / \nu^{\circ}$	nombre de Reynolds	
P	champ de pression	
$Pr = \nu^{\circ} / \alpha^{\circ}$	nombre de Prandtl	
t	temps	
T	champ de température	
$\vec{V} = (U, V, W)$	champ de vitesse	

\vec{V}_p	vecteur vitesse de la perturbation créée expérimentalement
$x=x^*/h$	coordonnée longitudinale
$y=y^*/h$	coordonnée transverse
$z=z^*/h$	coordonnée verticale ascendante
$z_0= z_0^*/h$	position verticale de la perturbation expérimentale
λ_x	longueur d'onde de l'instabilité sinueuse
θ_0	angle polaire du vecteur \vec{V}_p
ω	pulsation de la perturbation expérimentale
<i>indices</i>	
f	condition sur la paroi froide
c	condition sur la paroi chaude
<i>exposants</i>	
*	grandeur dimensionnée
°	grandeur à la température de référence

1. Introduction

Tout d'abord étudiés dans le cadre de travaux sur les écoulements atmosphériques [2 , 3] , les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard ont fait l'objet de nouvelles recherches , à partir des années 1980 , dans l'étude du dépôt par vapeur chimique (CVD) [4]. Ce sont des écoulements de convection mixte en conduite rectangulaire chauffée par le bas et refroidie par le haut [5]. La présente étude concerne des instabilités d'origine thermique dans un écoulement de Poiseuille : les nombres de Reynolds étudiés sont suffisamment faibles pour ne pas déclencher d'instabilités d'origine visqueuse.

Une étude de stabilité linéaire du problème montre que la composante longitudinale de vitesse se découple des autres variables et par conséquent , pour un nombre de Reynolds fixé , le nombre de Rayleigh critique pour un écoulement entre deux plaques infinies est égal à 1708 [6]. Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands , $Re > O(10)$ dans l'air , on observe des structures thermoconvectives sous la forme de rouleaux contra-rotatifs qui , sous l'effet du gradient de pression horizontal , s'orientent dans le sens de l'écoulement. Une étude [7] a montré récemment que cette instabilité primaire sous forme de rouleaux longitudinaux dans un canal de longueur et de largeur infinie est de type convectif. Le concept d'instabilité convective/absolue est basé sur la réponse impulsionnelle d'un écoulement ouvert [8]. Si dans un repère lié à la perturbation celle-ci croît en temps et si en tout point lié au canal l'amplitude de la perturbation décroît pour un temps suffisamment long , l'instabilité est dite convective. Ainsi , pour des écoulements convectivement instables , une perturbation limitée dans le temps ne suffit pas à déstabiliser l'écoulement de base. Pour voir apparaître un motif thermoconvectif , il faut perturber l'écoulement en permanence.

Partant de la solution stationnaire et indépendante de x en rouleaux longitudinaux dans un canal de longueur et de largeur infinies , R. M. Clever et F. H. Busse [1] en étudient la stabilité linéaire temporelle en fonction de Re et de Ra . Par une décomposition en modes normaux , ils montrent l'existence d'une instabilité sinueuse (figure 1) , c'est-à-dire qu'il existe un nombre d'onde longitudinal pour lequel le taux de croissance temporel est positif. La zone où de tels modes instables apparaissent est approximativement un quadrant défini par : $Re > 75$ et $Ra > 2200$ (figure 6 de l'article [1]). Notre étude a pour but d'observer et de caractériser cette instabilité secondaire à la fois expérimentalement et numériquement par simulation directe 3D. Nos études

expérimentale et numérique sont menées en parallèle sur un écoulement d'air ($Pr \approx 0,7$) dans un canal rectangulaire horizontal de rapport de forme transverse $B = 10$. L'écoulement entrant dans la zone où le gradient de température vertical est imposé, est supposé être un écoulement de Poiseuille parfaitement établi. La température d'entrée du fluide est égale à la température froide T_f et les parois verticales latérales sont supposées adiabatiques. Les grandeurs utilisées pour l'adimensionnement du problème sont h , U_{moy} , ΔT et ρ^0 . Dans cet article, les résultats sont obtenus au point ($Re=150$, $Ra=6500$) pour la simulation numérique et ($Re=250 \pm 1,4\%$, $Ra=6500 \pm 4\%$) pour la partie expérimentale.

2 Montage expérimental et moyens de mesure

L'étude expérimentale est réalisée dans un canal en polycarbonate transparent de hauteur $h=14,45$ mm et de rapport de forme $B=10,38$. La paroi inférieure est en trois parties : une zone d'entrée non chauffée de 50 cm, nécessaire à l'établissement hydrodynamique de l'écoulement ; une zone centrale de 2 m chauffée à température T_c et une zone de sortie non chauffée. La zone centrale est constituée d'une plaque de cuivre de 10 mm d'épaisseur, surmontée d'une plaque d'aluminium de 2 mm. La plaque de cuivre est chauffée par 5 chaufferettes électriques et est maintenue à température uniforme et constante par un contrôle en boucle fermée réalisé à l'aide de 22 thermocouples insérés à mi-hauteur de la plaque. Par ailleurs, des thermocouples insérés dans la plaque d'aluminium permettent de caractériser la distribution de température à moins d'un millimètre sous la surface en contact avec l'écoulement d'air. Le canal d'air est surmonté d'un canal en polycarbonate transparent dans lequel circule de l'eau maintenue à la température constante $T_f^* = 21^\circ\text{C}$. Les écoulements d'air et d'eau sont séparés par une paroi en polycarbonate de 5 mm et des thermocouples mesurent la température de l'eau en différents endroits. Ainsi, dans nos résultats expérimentaux, le nombre de Rayleigh $Ra=6500$ est donné avec une précision de $\pm 4\%$ dans une zone définie par $400 \text{ mm} < x^* < 1600 \text{ mm}$, l'origine des x étant le début de la zone chauffée. Notons que cette erreur ne prend pas en compte le fait que l'on ne mesure pas vraiment des températures pariétales. Un contrôleur de débit alimenté par le réseau d'air comprimé permet d'imposer une valeur donnée du nombre de Reynolds. Pour $Re=250$, la précision est de $\pm 1,4\%$. À la sortie du contrôleur, le fluide passe successivement dans une chambre de tranquillisation, un nid d'abeille, un convergent puis arrive dans le canal. L'ensemble

du dispositif en aval de la chambre est monté sur une table anti-vibration afin d'éliminer le maximum de perturbations extérieures. Par ailleurs, nous avons installé, légèrement en amont de la zone chauffée ($x=-2$), un système schématisé sur la figure 1 permettant de créer des perturbations de vitesse du type : $\vec{V}_p(-2, y, z_0, t) = A_{\max} \cdot \cos \omega t (\cos \theta_0 \cdot \vec{x} + \sin \theta_0 \cdot \vec{z})$ (1). Enfin, un éclairage par une nappe laser horizontale et un enfumage de l'écoulement en amont de la chambre de tranquillisation, permettent de visualiser l'écoulement que l'on filme en vue de dessus, à l'aide d'une caméra CCD. Par ailleurs, un thermocouple installé dans l'écoulement à l'abscisse $x = 87,2$ et au centre de la section mesure l'évolution temporelle de la température en ce point.

3. Description du code de simulation numérique directe 3D

On adopte l'hypothèse de Boussinesq, c'est-à-dire que toutes les propriétés physiques du fluide sont constantes, sauf la masse volumique ρ dans le terme de poussée d'Archimède qui est supposée varier linéairement en fonction de la température : $\rho = \rho^\circ(1 - \beta^\circ(T - T_{\text{ref}}))$. On prend ici $T_{\text{ref}} = T_f$. Les équations de conservation s'écrivent alors sous forme adimensionnelle :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{V} = 0 \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{V} + \frac{Ra}{\text{Re}^2 \text{Pr}} T \vec{z} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T = \frac{1}{\text{Re} \text{Pr}} \nabla^2 T \end{cases} \quad (2)$$

avec comme conditions aux limites à l'entrée : $U(0, y, z)$ est le profil de Poiseuille 3D parfaitement établi, calculé analytiquement dans [9] ; $V(0, y, z) = W(0, y, z) = 0$; $T(0, y, z) = T_f$. À la sortie, on applique des conditions aux limites ouvertes "non réfléchives" de type Orlanski [10, 11] : $\forall \Phi = (U, V, W, T)$, $(\partial \Phi / \partial t + U_{\text{moy}} \partial \Phi / \partial x)(A, y, z) = 0$. Sur les parois horizontales et verticales, on a : $\vec{V}(x, y, 0) = \vec{V}(x, y, 1) = \vec{V}(x, 0, z) = \vec{V}(x, B, z) = 0$; $T(x, y, 0) = 1$; $T(x, y, 1) = 0$; $\partial T / \partial y(x, 0, z) = \partial T / \partial y(x, B, z) = 0$.

Le code numérique utilisé dans cette étude résout les équations de Boussinesq (2) discrétisées au second ordre en temps et en espace. Les méthodes de différences finies centrées sont appliquées en espace, sur un maillage décalé cartésien, de taille $NX \times NY \times NZ$, uniforme dans la direction x et raffiné aux parois dans les directions y et z . Le schéma temporel (en $O(\Delta t^2)$) est du type Adams-Bashforth. Le code utilise des méthodes de résolution relativement classiques qui ont

fait leur preuve pour d'autres configurations d'écoulements thermoconvectifs [12]. L'algorithme d'intégration temporelle et la méthode de découplage entre vitesse et pression sont basés sur la méthode de projection de Goda [13], dont l'étape de prédiction est résolue par une méthode "ADI incrémentale"[14]. Le code écrit en FORTRAN 90 est vectorisé et optimisé sur le calculateur NEC-SX5 de l'IDRIS. Dans la présente étude, pour des domaines de calcul de rapport de forme $A=200$ et $B=10$ et pour des maillages de taille $NX \times NY \times NZ=1000 \times 120 \times 30$, le code montre des performances d'un peu plus de 6 Gflops. Les solutions instationnaires pleinement établies, présentées sur les figures 6 et 7, nécessitent environ 2h30 de calculs en temps CPU.

4 Analyse des résultats

En l'absence de perturbation, on observe expérimentalement 12 rouleaux longitudinaux non-sinueux (figure 2) bien que, d'après [1], nous soyons dans la gamme de paramètres pour laquelle il apparaît une instabilité sinueuse. Afin de confirmer le caractère stationnaire des rouleaux thermoconvectifs, nous avons représenté sur la figure 3 le spectre de puissance du signal de température délivré par le thermocouple situé dans l'écoulement. Le spectre ne fait apparaître aucun pic significatif par rapport au bruit de mesure. En revanche, si on applique à l'entrée de la zone chauffée une perturbation de vitesse définie par l'équation (1) avec $A_{\max} = 2,5\%$; $f_{\text{forçage}} = 8,7 \cdot 10^{-2}$ ($f_{\text{forçage}}^* = 1,6 \text{ Hz}$); $z_0 = 0,3$ et $\theta_0 = 35^\circ$, on voit se développer les sinuosités. Le spectre de puissance du signal temporel correspondant, enregistré par le thermocouple situé dans l'écoulement, est représenté sur la figure 4. L'onde observée est donc périodique en temps avec une fréquence égale à la fréquence de forçage. De plus, le diagramme spatio-temporel présenté sur la figure 5, obtenu à partir d'un film d'une durée de 5s à 25images/s, montre une succession de lignes obliques qui confirme la présence d'une onde périodique. Ce diagramme permet d'obtenir directement la vitesse de phase de l'onde qui est égale à $Cr = 1,26$. On en déduit ainsi la longueur d'onde $\lambda_x = 14,5$. Ainsi, l'instabilité sinueuse est bien observée expérimentalement, à condition d'imposer une perturbation à l'entrée de l'écoulement. Outre l'observation de cette instabilité, le résultat principal concerne le caractère convectif de cette instabilité sinueuse, montré par le fait que les rouleaux sinueux sont observés uniquement lorsqu'une perturbation est entretenue en amont. De plus, une instabilité convective se comporte

comme un amplificateur de bruit [8] et par conséquent , retrouver une fréquence temporelle de l'instabilité égale à la fréquence de forçage , conforte ce résultat.

Concernant les résultats numériques , nous présentons sur la figure 6 des images à huit instants différents d'un écoulement non perturbé dans un canal de rapports de forme $A=200$ et $B=10$. On constate que dans la phase transitoire , le canal est partagé en deux zones. Dans la zone aval qui contient le fluide présent à l'instant $t=0$, se développent 12 rouleaux longitudinaux qui sont complètement évacués vers $t=180$. Dans la zone amont , 10 rouleaux longitudinaux se développent et se maintiennent pour $t>180$. Remarquons qu'à la frontière entre ces deux zones , quelques structures sinueuses apparaissent à $t=140$, rapidement évacuées du domaine de calcul. D'une manière générale , avec un écoulement non perturbé entrant à la température T_f dans le canal , nous avons toujours obtenu , asymptotiquement , des rouleaux longitudinaux parfaitement établis dans toute la zone du plan $Re-Ra$ où R. M. Clever et F. H. Busse [1] observent des rouleaux sinueux. Sur la figure 7 , on soumet ce même écoulement à une perturbation entretenue sous forme d'un bruit blanc (figure 1) à l'entrée du canal. Plus exactement , nous avons ajouté à chaque pas de temps , un nombre aléatoire d'amplitude maximale $\pm 5 \times 10^{-2}$ aux composantes transversales V et W de la vitesse en tout point du plan $x=0$. En comparant les figures 6 et 7 , on constate que les écoulements aux quatre premiers instants ($t = 20 , 40 , 60 , 80$) diffèrent très peu. En revanche , pour $t > 140$, on voit apparaître des rouleaux sinueux lorsque l'écoulement est soumis à un bruit blanc à l'entrée du canal. Ces rouleaux sinueux ne sont pas parfaitement périodiques , mais ils se maintiennent tant que la perturbation est entretenue. Leur longueur d'onde moyenne est $\lambda_x=5,5$, là où R. M. Clever et F. H. Busse [1] prédisent $\lambda_x=9$ au point ($Re=150$, $Ra = 3000$). Leur fréquence moyenne , calculée dans le cadre des expériences pour $Re=150$, est $f = 0,22$ ($f^* = 2,4$ Hz). Si au lieu d'imposer un bruit blanc d'amplitude $\pm 5 \times 10^{-2}$ on impose un bruit d'amplitude $\pm 5 \times 10^{-4}$, on constate que la longueur d'apparition des rouleaux sinueux s'allonge comme le prédit l'étude de Müller et al (1992) [15] et que la longueur d'onde est conservée ($\lambda_x = 5,3$). Ces simulations numériques directes nous permettent donc d'affirmer que les rouleaux sinueux sont convectivement instables.

Dans leur étude théorique , R. M. Clever et F. H. Busse [1] utilisent une analyse temporelle (évolution temporelle d'une perturbation périodique en espace) où , pour un nombre d'onde fixé , le signe du taux de croissance temporelle permet de conclure sur la nature stable ou

instable du mode. Or , une instabilité convective , qui peut être vue comme un amplificateur de bruit , est mieux caractérisée par un taux de croissance spatial et une fréquence temporelle [8]. Ainsi , même si les résultats de R. M. Clever et F. H. Busse étaient donnés pour nos points de fonctionnement (Re , Ra) , il serait difficile de comparer précisément les valeurs caractéristiques de l'instabilité données dans [1] avec nos résultats. Cependant , on remarque que l'ordre de grandeur de la longueur d'onde est respecté : l'analyse temporelle dans [1] donne $\lambda_x=9$ au point (Re=150 , Ra = 3000) qui est encadré par nos études numérique $\lambda_x=5,3$ et expérimentale $\lambda_x=14,5$. Si l'ordre de grandeur est le même dans les trois types d'analyse , les différences sur la longueur d'onde donnée par l'expérience et la simulation s'expliquent d'une part , par la différence des nombres de Reynolds et d'autre part , par les deux types de perturbation qui sont utilisés pour déclencher l'instabilité sinueuse. En effet , le bruit blanc permet d'exciter l'ensemble des fréquences et seul le mode le plus instable est amplifié. En revanche , on utilise dans nos expériences une perturbation cohérente dont la fréquence temporelle est amplifiée par l'instabilité et par conséquent le mode observé est imposé par la perturbation d'entrée. Par ailleurs , les vitesses de phase trouvées expérimentalement et numériquement sont égales - aux erreurs de mesure près. En effet , bien que l'on excite deux modes différents , on trouve dans les deux cas $Cr \approx 1,22 \pm 5\%$ ce qui est encore de l'ordre de grandeur de la vitesse de phase trouvée dans [1] au point (Re=150 , Ra=3000) : $Cr \approx 1$.

5. Conclusions

Dans cette étude , la déstabilisation des rouleaux longitudinaux en rouleaux sinueux a été mise en évidence tant expérimentalement que numériquement. Nous avons montré que cette instabilité secondaire se comporte comme un amplificateur de bruit. En effet , sans perturbation à l'entrée du canal , l'instabilité n'apparaît pas. Si l'on impose un bruit blanc , les rouleaux longitudinaux se déstabilisent en rouleaux sinueux. Enfin , avec un forçage cohérent , des sinuosités de même fréquence se développent dans le canal. Ceci montre que cette instabilité secondaire est de type convectif. Il est maintenant nécessaire d'élargir l'étude à d'autres modes pour affirmer si cette instabilité sinueuse de type convectif est une onde non-dissipative.

Références :

- [1] R. M. Clever, F. H. Busse, Instabilities of longitudinal rolls in the presence of Poiseuille flow , J. Fluid Mech., 229 (1991) 517-529.
- [2] P. Idrac , Études expérimentales sur le vol à voile , Thèse de doctorat , Paris , 1921.
- [3] H. Bénard , D. Avsec , Travaux récents sur les tourbillons cellulaires et les tourbillons en bandes. Applications à l'astrophysique et à la météorologie. J. Physique et Radium , 9 (1938) 486-500.
- [4] K. F. Jensen , E. O. Einset , D. I. Fotiadis , Flow phenomena in chemical vapor deposition of thin films , Ann. Rev. Fluid Mech. , 23 (1991) 197-233.
- [5] X. Nicolas , Revue bibliographique sur les écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas , Int. J. Thermal Sciences , 41(10) (2002) 961-1016.
- [6] K. S. Gage , W. H. Reid , the stability of thermally stratified plane Poiseuille flow , J. Fluid Mech. 33 (1968) 21-32.
- [7] P. Carrière , P. A. Monkewitz , Convective versus absolute instability in mixed Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection , J. Fluid Mech. , 384 (1999) 243-262.
- [8] P. Huerre , P. A. Monkewitz , Absolute and convective instabilities in free shear layers , J. Fluid Mech. , 159 (1985) 151-168.
- [9] X. Nicolas, J. M. Lujikx, J. K. Platten, Linear stability of mixed convection flows in horizontal rectangular channels of finite transversal extension heated from below, Int. J. Heat Mass Transfer, 43 (2000) 589-610.
- [10] I. Orlanski , A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, J.Comput.Phys., 21 (1976) 251-269.
- [11] X. Nicolas, P. Traore, A. Mojtabi, J. P. Caltagirone, Augmented Lagrangian method and open boundary conditions in 2D simulation of Poiseuille-Bénard channel flow, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 25 (1997) 265-283.
- [12] E. Gadoin, P. Le Quéré, O. Daube, A general methodology for investigating flow instability in complex geometries : application to natural convection in enclosures, Int. J. Num. Meth. Fluids, 37 (2001), 175-208

- [13] K. Goda, A multistep technique with implicit difference schemes for calculating two or three dimensional cavity flows, *J. Comput. Phys.*, 30 (1979) 76-95.
- [14] C. Hirsch, *Numerical computation of internal and external flows*, Wiley & Sons, vol. 1 (1987)
- [15] H. W. Müller, M. Lücke, M. Kamps, Transversal convection patterns in horizontal shear flow, *Physical Review A*, 45 (1992) 3714-3725.

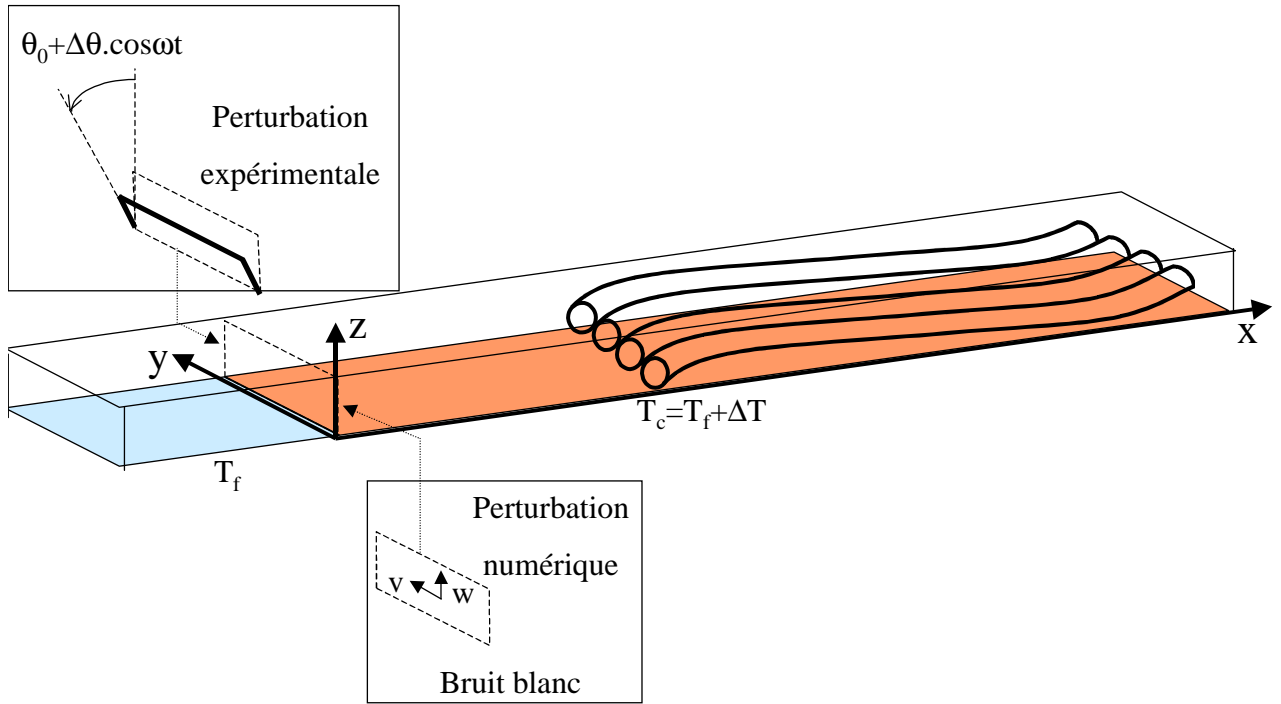


Figure 1

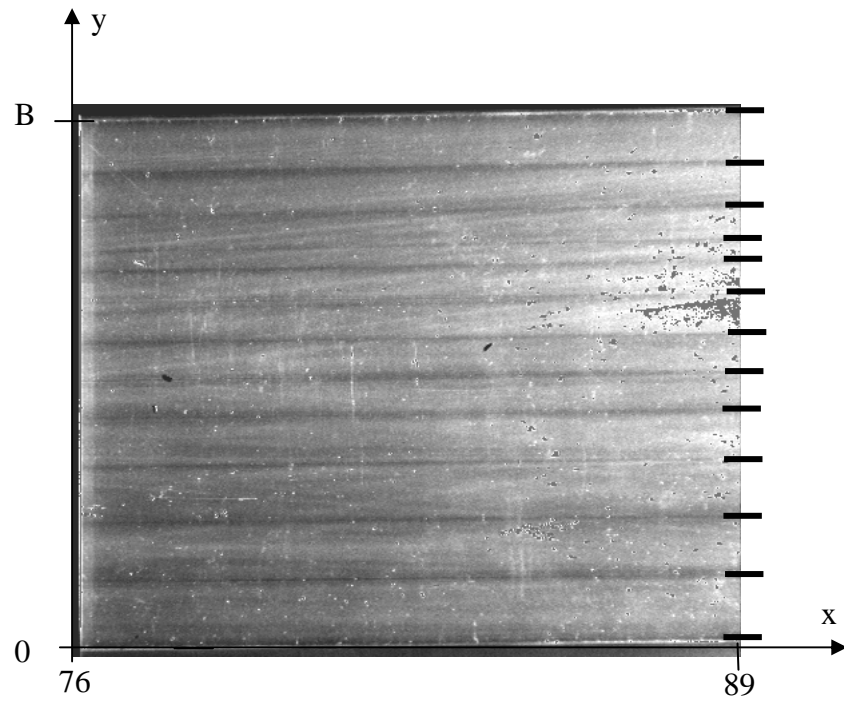


Figure 2

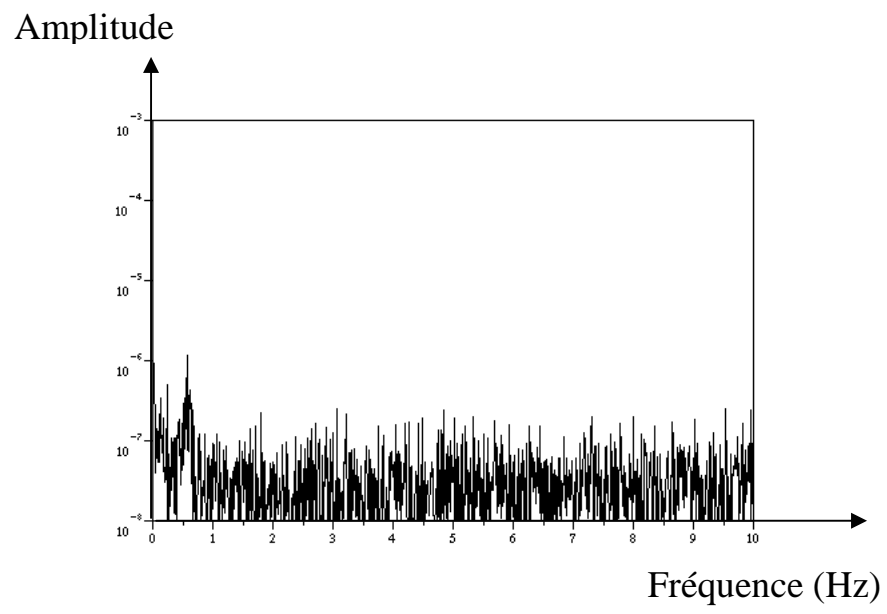


Figure 3

Amplitude

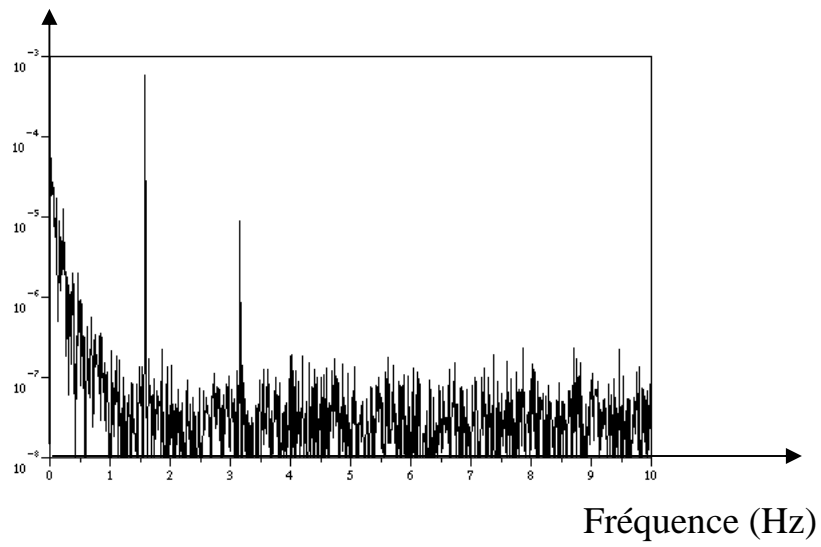


Figure 4

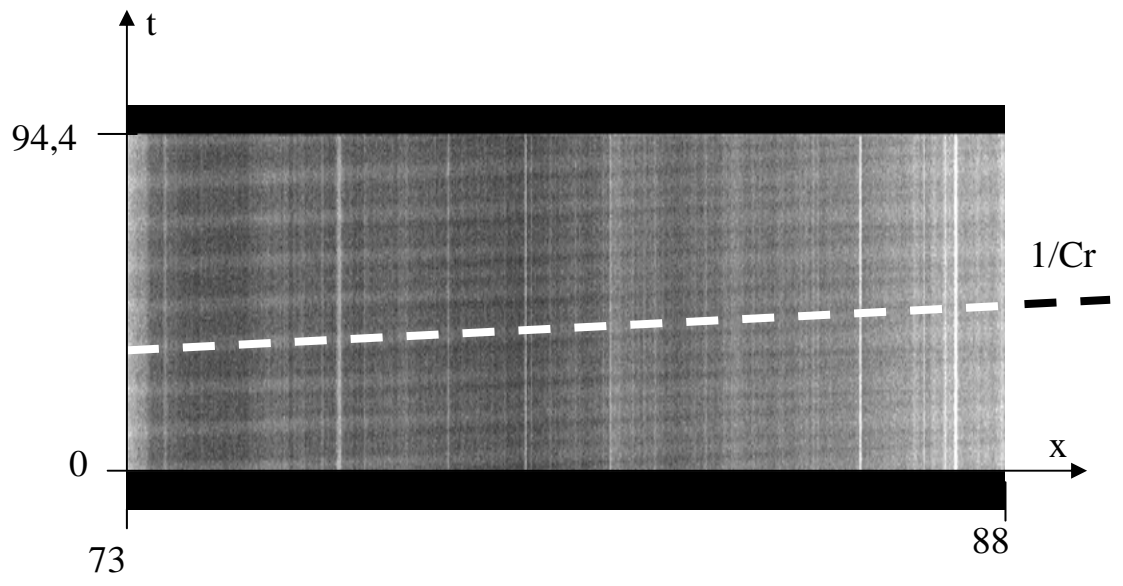


Figure 5

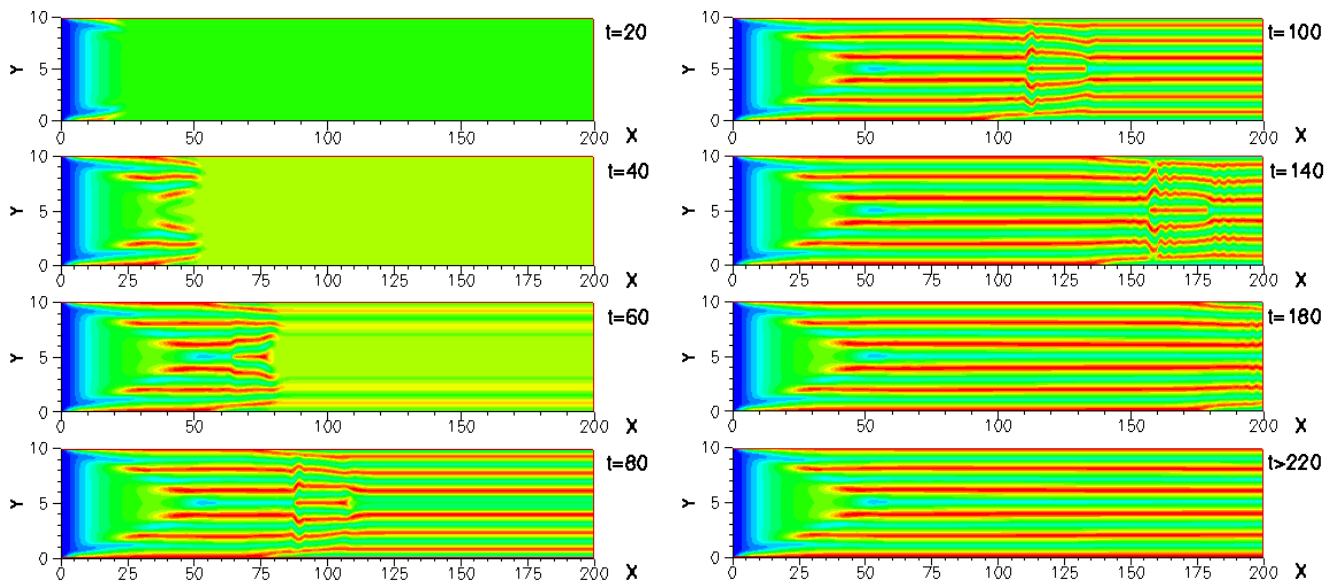


Figure 6

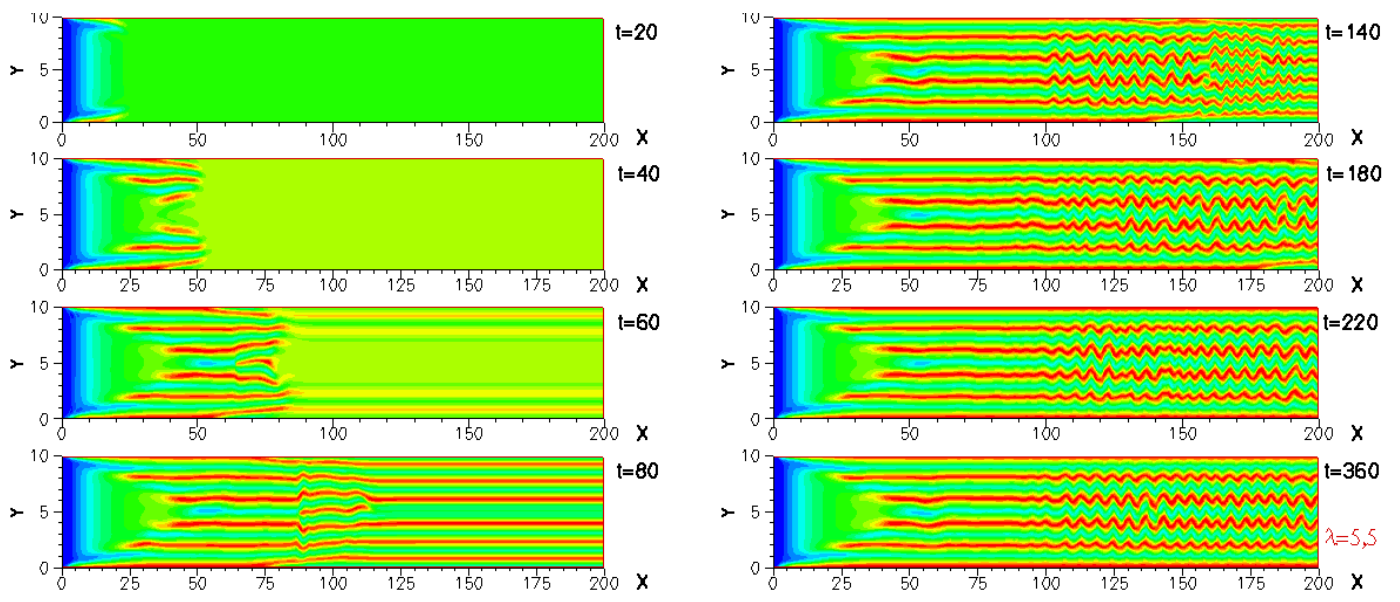


Figure 7

Légendes des figures.

Figure 1 : Schématisation du canal. L'écoulement à l'entrée de la zone chauffée est un écoulement de Poiseuille à température T_f . On a schématisé en aval l'allure de l'instabilité sinueuse. À l'entrée de la zone chauffée, des perturbations peuvent être imposées.

Figure 1 : Schematic view of the channel. The flow at the inlet of the heated zone is a constant temperature Poiseuille flow at T_f . The wavy instability pattern is represented. Disturbances can be imposed at the inlet of the heated zone.

Figure 2 : Structures thermoconvectives stationnaires, observées expérimentalement, sans perturbation à l'entrée de l'écoulement. $Ra=6500$ $Re=250$. On observe six paires de rouleaux longitudinaux non-sinueux (indiquées par les marqueurs sur le côté droit de l'image).

Figure 2 : Stationary thermoconvective structures experimentally observed without perturbation. $Ra=6500$ $Re=250$. Six pairs of longitudinal rolls are detected (see marks on the right picture side)

Figure 3 : Spectre de puissance du signal de température délivré par un thermocouple situé au centre de la section à $x=87,2$ sans perturbation à l'entrée de l'écoulement. $Ra=6500$ $Re=250$. Le spectre ne fait apparaître aucun pic significatif, l'écoulement est stationnaire.

Figure 3 : Power spectrum of the temperature signal measured by the thermocouple located at the midheight of the section at $x=87.2$ without perturbation. $Ra=6500$ $Re=250$. No dominant frequency is detected appears, the flow is in a steady state.

Figure 4 : Spectre de puissance du signal de température relevé au centre de la section à $x=87,2$ avec une perturbation à l'entrée de l'écoulement de fréquence $8,7 \cdot 10^{-2}$ (1,6Hz). $Ra=6500$ $Re=250$. L'écoulement est périodique en temps avec une fréquence fondamentale égale à la fréquence de forçage. On remarque aussi une amplification des harmoniques.

Figure 4 : Power spectrum of the temperature signal measured by the thermocouple located at the midheight of the section at $x=87.2$ with a perturbation of frequency $8,7 \cdot 10^{-2}$ (1,6Hz). $Ra=6500$ $Re=250$. The flow is periodic in time with a fundamental frequency equal to the imposed frequency.

Figure 5 : Diagramme spatio-temporel de l'instabilité sinueuse pour $Ra=6500$ $Re=250$. Cette instabilité est obtenue par une perturbation de fréquence $f_{\text{forçage}} = 8,7 \cdot 10^{-2}$ ($f_{\text{forçage}}^* = 1,6\text{Hz}$) , à l'entrée de la zone chauffée. La vitesse de phase est l'inverse de la pente du motif périodique donné par le diagramme ; elle est égale à $Cr = 1,26$.

Figure 5 : spatio-temporal representation of the wavy instability for $Ra=6500$ $Re=250$. This instability is obtained using given frequency perturbation at the inlet of the heated zone ($f_{\text{forçage}} = 8,7 \cdot 10^{-2}$ ($f_{\text{forçage}}^* = 1,6\text{Hz}$)). The phase velocity is related to the inverse slope of the pattern : $Cr = 1,26$.

Figure 6 : Evolution temporelle (phase transitoire et régime pleinement établi) de l'écoulement non perturbé. Les champs représentés sont des isovaleurs des perturbations de température autour du profil conductif à huit instants successifs. $Ra=6500$, $Re=150$.

Figure 6 : Time evolution of the flow without perturbation. Temperature deviation from the conductive state are represented. $Ra=6500$, $Re=150$.

Figure 7 : Même simulation que pour la figure 6 mais avec l'introduction en continu , dès l'instant $t=0$, d'une perturbation aléatoire sur V et W d'amplitude maximale de $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ dans tout le plan $x=0$. $Ra=6500$, $Re=150$.

Figure 7 : Similar simulation as figure 6 with an imposed random perturbation on V and W of $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ maximum amplitude in the section $x=0$. $Ra=6500$, $Re=150$.