

Résumés

de la

**6<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire**

Paris 2003

# Sommaire

<b>Dynamiques non-linéaires d'une aimantation soumise à une excitation par feedback électronique en Résonance Magnétique Nucléaire en phase liquide</b> <i>D. Abergel<sup>1</sup> et A. Louis-Joseph<sup>2</sup></i> .....	1
<b>Régimes d'écoulement dans un système de Taylor-Couette ouvert</b> <i>A. Ait Aider, S. Skali-Lami, J.-P. Brancher</i> .....	2
<b>Vésicules bi-phasiques : instabilité induite par l'absorption de protéines</b> <i>J.M Allainet M. Ben Amar</i> .....	3
<b>Observation expérimentale et modélisation de bursting dans les oscillateurs paramétriques optiques</b> <i>A. Amon<sup>1</sup>, M. Nizette<sup>2</sup>, M. Lefranc<sup>1</sup> and T. Erneux<sup>2</sup></i> .....	4
<b>Instabilités laser spatio-temporelles dans un milieu à élargissement homogène</b> <i>D. Amroun<sup>1</sup>, M. Brunel<sup>1</sup>, H. Leblond<sup>2</sup> et F. Sanchez<sup>2</sup></i> .....	5
<b>Fronces auto-similaires au bord d'une plaque élastique</b> <i>B. Audoly, A. Boudaoud</i> .....	6
<b>Estimation d'attracteurs étranges, robustesse par rapport aux petites variations des paramètres</b> <i>Sara Derivière et M.A. Aziz Alaoui</i> .....	7
<b>Bifurcation réversible de solutions homoclines — en présence d'un spectre essentiel</b> <i>M. Barrandon et G. Iooss</i> .....	8
<b>Instabilité de digitation visqueuse pour un fluide non-newtonien en cellule de Hele-Shaw d'épaisseur variable</b> <i>Martine Ben Amar</i> .....	9
<b>Une application du contrôle d'états instables dans un système optique d'intérêt — pratique: le laser impulsionnel (pico- ou femto-seconde) avec pertes saturables</b> <i>Nicolas Joly et Serge Bielawski</i> .....	10
<b>Exemples de systèmes chaotiques — n'appartenant pas à la bibliothèque — utilisée pour la modélisation globale de flots</b> <i>Marie-Auréli BOIRON Jean-Marc MALASOMA</i> .....	11
<b>Les états non-stationnaires dans l'écoulement cylindrique de Rayleigh-Bénard</b> <i>Katarzyna Boronska et Laurette S. Tuckerman</i> .....	12

<b>Mécanismes d'induction en magnétohydrodynamique</b> <i>M. Bourgoïn, P. Odier, J.-F. Pinton et R. Volk</i> .....	13
<b>Non localité spatiale et dynamique complexe photo-induite d'un film de cristal liquide</b> <i>E. Brasselet<sup>1</sup>, B. Doyon<sup>2</sup>, T. V. Galstian<sup>2</sup> et L. J. Dubé<sup>3</sup></i> .....	14
<b>Comparaison expérimentale de la vitesse de phase avec les vitesses diamagnétique et électrique dans un plasma cylindrique magnétisé de laboratoire</b> <i>F. Brochard et E. Gravier</i> .....	15
<b>Etude de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO</b> <i>C. Brun<sup>1,2</sup>, D. Garzella<sup>1,2</sup>, G. L. Orlandi<sup>1,2</sup>, R. Bartolini<sup>3</sup>, M.E. Couprie<sup>1,2</sup></i> .....	16
<b>Intermittence pendant le vieillissement</b> <i>L. Buisson et S. Ciliberto</i> .....	17
<b>Mouvements des cordes vibrantes en présence d'obstacles</b> <i>Henri Cabannes</i> .....	18
<b>Chaos spatiotemporel entre un disque tournant et un disque fixe</b> <i>A. Croset et P. Le Gal</i> .....	19
<b>Interactions des spirales contrapropagatives observées dans un écoulement de Couette-Taylor non-newtonien.</b> <i>O. Crumeyrolle, N. Latrache, I. Mutabazi</i> .....	20
<b>Interaction entre couche d'Ekman et vortex de Taylor</b> <i>R. M. Lueptow</i> .....	21
<b>Etude expérimentale de la propagation d'une flamme sur un combustible liquide</b> <i>E. Degroote et P.L. Garcia-Ybarra</i> .....	22
<b>Criticalidad de la propagación de una llama sobre combustibles líquidos</b> <i>E. Degroote et P.L. Garcia-Ybarra</i> .....	23
<b>Application de l'acoustique non linéaire dans le contrôle non destructif: mesure du paramètre non linéaire de la silice par une méthode de modulation de phase</b> <i>Serge Dos Santos, Michel Vila, Francois Vander-Meulen, Lionel Haumesser, Olivier Bou Matar</i> .....	24
<b>Spatio-temporal Dynamics and Control of Alternans in Cardiac Tissue</b> <i>Blas Echebarria† and Alain Karma†</i> .....	25
<b>Excitation des solitons et des états liés de solitons dans un canal d'eau peu profonde.</b> <i>A.B. Ezersky, J. Brossard, F. Marin, I. Mutabazi</i> .....	26
<b>Observation d'ondes solitaires <i>dépressions</i> à la surface d'une fine couche de fluide</b> <i>E. Falcon<sup>1</sup>, C. Laroche<sup>1</sup> et S. Fauve<sup>2</sup></i> .....	27
<b>Oscillations chaotiques de la phase optique pour la sécurisation des télécommunications optiques haut-débit</b> <i>É. Genin, L. Larger et J.P. Goedgebuer</i> .....	28

<b>Une loi de von Kármán en turbulence MHD Hélicitaire</b> <i>T. Gomez*</i> , <i>H. Politano**</i> et <i>A. Pouquet ***</i> .....	<b>29</b>
<b>Instabilités mécaniques induites par séchage de gouttes de solutions de polymères</b> <i>Y. Gorand</i> , <i>L. Pauchard</i> , <i>G. Calligari</i> , <i>J.P. Hulin</i> , <i>C. Allain</i> .....	<b>30</b>
<b>Verrouillage en phase de paires de solitons optiques dans un laser à fibre</b> <i>Ph. Grelu</i> , <i>F. Belhache</i> et <i>J.M. Soto-Crespo(*)</i> .....	<b>31</b>
<b>Route vers la synchronisation chaotique dans des systèmes d'applications couplées</b> <i>Pierre Guiraudet Bastien Fernandez</i> .....	<b>32</b>
<b>Déformations dynamiques spontanées dans des cylindres de gel :— un exemple de processus chimiomécanique.</b> <i>F. Gauffre</i> , <i>V. Labrot</i> , <i>P. De Kepper</i> , <i>J. Boissonade</i> .....	<b>33</b>
<b>Compétition d'ondes spirales à dispersion anormale dans le système de Couette-Taylor</b> <i>N. Latrache</i> , <i>A. Ezersky</i> , <i>I. Mutabazi</i> .....	<b>34</b>
<b>Solutions analytiques instationnaires bidimensionnelles en MHD idéale</b> <i>A. Laurian</i> .....	<b>35</b>
<b>Signatures de chaos déterministe dans un oscillateur paramétrique optique</b> <i>Axelle Amon</i> et <i>Marc Lefranc</i> .....	<b>36</b>
<b>Modélisation de l'injection de puissance dans Von Karma</b> <i>N. Leprovost</i> , <i>L. Marié</i> , <i>B. Dubrulle</i> .....	<b>37</b>
<b>Un modèle chaotique pour l'activité solaire</b> <i>C. Letellier</i> , <i>J. Maquet</i> , <i>L. A. Aguirre</i> et <i>R. Gilmore</i> .....	<b>38</b>
<b>Information et réseaux complexes dans la société</b> <i>Luis López</i> , <i>Miguel A. F. Sanjuán</i> .....	<b>39</b>
<b>Généralisation des équations de Ku-Fukunaga — de Moore-Spiegel et de Auvergne-Baglin</b> <i>J.-M. Malasomaet M.-A. Boiron</i> .....	<b>40</b>
<b>Transport de moment cinétique dans l'écoulement de von Kármán</b> <i>L. Marié</i> et <i>F. Daviaud</i> .....	<b>41</b>
<b>Super réseaux de rouleaux et de carré</b> <i>S. Mérens*</i> et <i>P. Borckmans<sup>+</sup></i> .....	<b>42</b>
<b>L'instabilité centrifuge d'une colonne de plasma en champ magnétique. Comparaison avec une situation analogue en mécanique des fluides</b> <i>I. Nanobashvili</i> , <i>P. Devynck</i> , <i>Th. Pierre</i> , <i>A. Escarguel</i> , <i>G. Leclert</i> et <i>D. Guyomarc'h</i> .....	<b>43</b>
<b>Contrôle du chaos spatio-temporel dans une boucle de rétro-action optique</b> <i>L. Pastur</i> , <i>P.L. Ramazza</i> , <i>S. Boccaletti</i> , <i>F.T. Arecchi</i> .....	<b>44</b>
<b>Nonlinéarités Géantes de Cristaux Liquides Dopés par les Colorants</b> <i>A. Petrossian (*)</i> , <i>S. Residori</i> .....	<b>45</b>

<b>Sélection des vecteurs d’ondes lors de la déstabilisation d’une structure hexagonale</b> <i>C. Pirat, L Gil, C. Mathis et P. Maissa</i> .....	46
<b>Modélisation de la dynamique d’ondes non linéaires en convection tournante :— effets des conditions limites et de la topologie</b> <i>Emmanuel Plaut</i> .....	47
<b>Etude de la dynamique explosive pour l’équation de Schrödinger non linéaire</b> <i>P. Raphaëlet F. Merle</i> .....	48
<b>Déploiement spatial de solutions périodiques — proches d’une orbite homocline à un noeud-col</b> <i>G. Réocreux et E. Risler</i> .....	49
<b>Excitation et dynamique des structures localisées optiques.</b> <i>S. Residori, T. Nagaya (*), A. Petrossian (**)</i> .....	50
<b>Etude théorique du laser à fibre dopée erbium en anneau unidirectionnel fonctionnant en régime soliton</b> <i>M. Salhi, H. Leblond et F. Sanchez</i> .....	51
<b>Approche globale et locale du “rhéochaos” dans un fluide complexe</b> <i>Salmon Jean-Baptiste, Sébastien Manneville, Annie Colin et Didier Roux</i> .....	52
<b>Diffusion Dirigée dans un réseau optique d’atomes froids</b> <i>L. Sanchez-Palencia, M. Schiavoni, F. Renzoni et G. Grynberg</i> .....	53
<b>Structures fractales et capacité de prédiction dans certains systèmes dynamiques non linéaires</b> <i>Jacobo Aguirre, Miguel A. F. Sanjuán</i> .....	54
<b>Modélisation de la croissance lente d’une fissure par activation thermique</b> <i>S. Santucci, L. Vanel et S. Ciliberto.</i> .....	55
<b>Étude de la turbulence inhomogène au voisinage d’un vortex intense à l’aide d’une équation de Langevin</b> <i>C. Simand Vernin, F. Chillà et J.-F. Pinton</i> .....	56
<b>Papier froissé :approche unidimensionnelle</b> <i>Eric Sultan, Arezki Boudaoud.</i> .....	57
<b>Mise en évidence d’instabilités convectives et absolues dans un système optique</b> <i>C. Szwaj, E. Louvergneaux, G. Agez, P. Glorieux and M. Taki</i> .....	58
<b>Génération de structures transverses par un oscillateur paramétrique optique</b> <i>M. Le Berre, A. Tallet, E. Ressayre</i> .....	59
<b>Solutions analytiques et analyse par boucles de rétroaction de systèmes chaotiques simples</b> <i>C. Letellier, et O. Vallée</i> .....	60

<b>Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant</b>	
<i>V. Vidal, C. Crambes et A. Davaille</i> .....	<b>61</b>
<b>Calcul des bifurcations et des branches bifurquées par — une méthode asymptotique numérique</b>	
<i>E.H. Boutyour*, H. Zahrouni**, M. Potier-Ferry** et M. Boudi***</i> .....	<b>62</b>

## Dynamiques non-linéaires d'une aimantation soumise à une excitation par feedback électronique en Résonance Magnétique Nucléaire en phase liquide

D. Abergel<sup>1</sup> et A. Louis-Joseph<sup>2</sup>

1) *Laboratoire de Chimie, Ecole Normale Supérieure,  
24, rue Lhomond, 75005 Paris*

2) *Département de Chimie, Ecole Polytechnique 91128 Palaiseau CEDEX*

Daniel.Abergel@ens.fr

La dynamique d'un ensemble de spins non couplés (en dehors d'interactions menant à des processus de relaxation) est correctement décrite par les équations de Bloch pour l'aimantation macroscopique. En conséquence, l'aimantation évolue simplement selon un mouvement de précession autour d'un champ magnétique, combiné à une atténuation de ses composantes transversales et longitudinale avec les temps caractéristiques de relaxation  $T_2$  et  $T_1$ , respectivement. En présence du phénomène d'amortissement par rayonnement cohérent (radiation damping)[1] particulièrement important en RMN à haut champ, et témoignant d'un couplage entre le circuit de détection et l'aimantation de l'échantillon, cette description n'est plus suffisante et les équations de Bloch doivent être modifiées pour en tenir compte, ce qui se traduit par l'introduction de termes non linéaires dans les équations d'évolution. Un dispositif de feedback électronique [2], initialement conçu pour contrôler ce phénomène parasite, permet de réaliser un système dans lequel l'aimantation est soumise à une irradiation de radiofréquence qui lui est asservie. Des études menées ont permis de prédire puis de mettre en évidence un comportement non linéaire de l'aimantation observée, se traduisant en particulier par une série de reviviscences du signal détecté [3], sur une échelle de temps très inhabituelle dans ce contexte (1 à 2 ordres de grandeur plus longue que les durées usuelles de persistance du signal de précession libre). Enfin, des simulations des équations de Bloch modifiées ont permis de repérer certaines transitions vers des régimes chaotiques.

## Références

- [1] A. Louis-Joseph, D. Abergel and J.-Y. Lallemand, *J. of Biomol. NMR*,**5**, 212 (1995)
- [2] A. Abragam *Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford (1961)
- [3] D. Abergel, A. Louis-Joseph and J.-Y. Lallemand, *J. Chem. Phys.*,**116**, 7073(2002)**5**
- [4] D. Abergel, *Phys. Lett. A*,**32**, 17 (2002)

## Régimes d'écoulement dans un système de Taylor-Couette ouvert

A. Ait Aider, S. Skali-Lami, J.-P. Brancher

LEMMA, INPL, 2 Avenue de Forêt de Haye, 54504 Vandoeuvre Cedex

Aomar.AITAIDER@ensem.inpl-nancy.fr

Les écoulements courbes sont le siège d'instabilités dues aux effets centrifuges. Ces instabilités donnent lieu à des cellules alignées dans le sens de l'écoulement en se juxtaposant. La structure cellulaire est caractérisée par un nombre d'onde. Dans l'étude expérimentale que nous présentons, la structure cellulaire se présente avec deux nombres d'onde différents ; un phénomène de fusion-scission fait passer l'écoulement d'un état à l'autre.

Notre étude est menée dans un système qui permet de produire trois écoulements distincts :

1. L'écoulement est obtenu par pompage d'un fluide autour de l'espace annulaire alors que les cylindres sont maintenus fixes : de nombreux travaux sont consacrés à ce problème, étudié pour la première fois par Dean [1].
2. Le fluide est entraîné par le cylindre intérieur qui tourne. La présence d'un diaphragme force l'écoulement à se renverser. Un système similaire, utilisé pour la première fois par Brewster et Nissan [2], est repris par de nombreux chercheurs durant la dernière décennie.
3. Le pompage du fluide autour de l'espace annulaire est combiné à la rotation du cylindre intérieur. Depuis l'étude expérimentale et théorique initiée par Brewster, Grosberg et Nissan [3], les rares travaux consacrés à cet écoulement furent théoriques et ne s'intéressèrent qu'aux conditions critiques de la formation des cellules.

Dans les trois cas étudiés, la visualisation de l'écoulement nous a permis de caractériser les différentes étapes par lesquelles il passe. Outre les instabilités qui se manifestent à l'entrée et à la sortie de l'écoulement et donnant lieu à des puits et des sources, nous avons relevé, sur la partie centrale de l'écoulement, les différents régimes par lesquels passe l'écoulement en cheminant vers la turbulence. En augmentant la vitesse de rotation du cylindre intérieur pour un débit donné, les modifications suivantes surviennent dans l'écoulement : lignes de concentration de vorticité axiale à l'entrée et à la sortie, cellules de Taylor dans la couche interne, lignes de concentration de vorticité azimutales, formation de cellules stationnaires de part et d'autre de ces lignes, fusion-scission, ondes circonférencielles, spots turbulents, allées tourbillonnaires, rouleaux propagatifs, turbulence faible (ondes modulées, spots turbulents, allées tourbillonnaires et rouleaux propagatifs sont en compétition), et enfin turbulence complètement développée où toutes les structures sont complètement émietées contrairement au cas classique où les cellules de Taylor persistent même aux plus grands nombres de Taylor.

## Références

- [1] W. R. Dean, *Fluid motion in a curved channel*, Proc. R. Soc. Lond. **A121**, 402-420 (1928).
- [2] D.B. Brewster, A.H. Nissan, *The hydrodynamics of flow between horizontal concentric cylinders*, Chem. Eng. Sci. **7**, 215-221 (1958).
- [3] D.B. Brewster, P. Grosberg and A.H. Nissan, *The stability of viscous flow between horizontal concentric cylinders*, Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. **251**, 76-91 (1959).

## Vésicules bi-phasiques : instabilité induite par l'absorption de protéines

J.M Allain et M. Ben Amar

*Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure*  
 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 5  
 jean-marc.allain@lps.ens.fr

Jusqu'à récemment, la membrane biologique était considérée comme une bicouche de lipides dans un état liquide et homogène. Des progrès récents montrent qu'il existe au sein des membranes de zones plus visqueuses provoquant une inhomogénéité latérale de la membrane [1]. Ces régions, dites "rafts", intéressent beaucoup les biologistes cellulaires, les immunologistes ainsi que les physiciens. En effet, les rafts seraient impliqués dans plusieurs fonctions cellulaires importantes telles que l'endocytose, l'adhésion, la signalisation, l'organisation protéique ou la régulation des lipides [2, 3, 4].

Depuis quelques années, des systèmes modèles comportant des rafts comme des vésicules géantes unilamellaires ont été créés [5, 6] et permettent d'en étudier les différentes propriétés. Ceci a permis de montrer que l'adsorption de protéines à la surface de la membrane provoque une déformation pouvant aller jusqu'au "budding" [7].

Nous nous sommes intéressés d'un point de vue théorique à la description de la déformation d'une sphère en fonction de la concentration en protéines à la surface de la vésicule. Pour cela, les protéines sont modélisées comme des cônes adsorbés à la surface de la vésicule [8].

Il existe une concentration limite au delà de laquelle la sphère commence à se déformer. De plus, il apparaît deux régimes d'instabilité de forme suivant le couplage entre la membrane et les protéines : un régime de couplage faible où la déformation est essentiellement dominée par les grandes longueurs d'onde et un régime de couplage fort où la déformation est dominée par une fréquence de résonance dépendant des caractéristiques physiques des protéines sur la surface et en particulier par l'angle que celle-ci impose localement à la surface.

## Références

- [1] K. Simons, E. Ikonen, *Functional rafts in cell membranes* Nature **387**, 569-572 (1997).
- [2] F. G. Van der Goot, J. Gruenberg, *Oiling the wheels of the endocytic pathway* Trends Cell Biol. **12**, 296-299 (2002).
- [3] R. E. Brown, *Sphingolipid organization in biomembranes: what physical studies of model membranes reveal* J. Cell Biol. **111**, 1-9 (1998).
- [4] D. A. Brown, E. London, *Structure and Function of Sphingolipid- and Cholesterol-rich Membrane Rafts* J. Biol. Chem. **275** (23), 17221-17224 (2000).
- [5] C. Dietrich et al., *Lipid Rafts Reconstituted in Model Membranes* Biophys. J. **80** (3), 1417-1428 (2001).
- [6] S. L. Veatch, S. L. Keller, *Organization in Lipid Membranes Containing Cholesterol* Phys. Rev. Lett. **89** (26) 268101 (2002).
- [7] G. Staneva, M. Angelova, K. Koumanov, *Phospholipase A2 Promotes Raft Budding and Fission from Giant Unilamellar Vesicles* to be published.
- [8] S. Leibler, *Curvature instability in membranes* J. physique **47**, 507-516 (1986)

## Observation expérimentale et modélisation de bursting dans les oscillateurs paramétriques optiques

A. Amon<sup>1</sup>, M. Nizette<sup>2</sup>, M. Lefranc<sup>1</sup> and T. Erneux<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes, Molécules,  
Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq, France

<sup>2</sup>Université Libre de Bruxelles, Optique Nonlinéaire Théorique,  
Campus Plaine, C. P. 231, 1050 Bruxelles, Belgium  
amon@phlam.univ-lille1.fr

Le phénomène dit de *bursting* est caractérisé par des bouffées d'oscillations rapides séparées par des intervalles d'évolution lente du système. C'est un comportement courant en biologie [1], qui permet entre autres aux neurones de communiquer entre eux. Il est généralement engendré par l'interaction d'une variable rapide et d'une variable lente, typiquement sous la forme d'oscillations de relaxation autour d'un cycle de bistabilité dont une des branches est une solution périodique.

De telles oscillations avec une fréquence rapide de quelques MHz et une fréquence lente de l'ordre de la dizaine de kHz avaient déjà été observées expérimentalement [2, 5] dans un oscillateur paramétrique optique (OPO) triplement résonant. Elles ont été reproduites numériquement [5] par un modèle prenant en compte (i) le couplage entre différents modes transverses du signal généré par l'OPO [3], responsable de l'apparition des oscillations rapides, et (ii) le balayage en température des désaccords en fréquence qui peut amener des oscillations de relaxation lentes de type van der Pol [2]. De nouvelles expériences ont prouvé la validité de ce modèle et ont montré une grande variété de formes de signaux et de fréquences rapides, qui peuvent atteindre la centaine de MHz.

Pour les oscillations les plus rapides, on peut justifier un traitement perturbatif du modèle qui permet de décrire le mécanisme des oscillations de manière simple, en séparant clairement les dynamiques lente et rapide, contrairement à la plupart des autres systèmes optiques. Il permet d'autre part de reconnaître dans le régime étudié un cas de bursting elliptique sous-critique, un mécanisme relativement rare en biologie.

Enfin, cette analyse montre que les deux modes transverses couplés se comportent en première approximation comme un champ unique dont le désaccord en fréquence est la moyenne des désaccords des deux champs. Un tel champ peut donc avoir un désaccord effectif petit et par conséquent un seuil d'oscillation bas alors même qu'il est loin de toute résonance, ce qui a des conséquences importantes sur le mécanisme de sélection de modes de l'OPO.

## Références

- [1] A. Goldbeter, *Biochemical Oscillations and Cellular Rhythms*, Cambridge University Press (Cambridge, 1996).
- [2] C. Richy, K.I. Petsas, E. Giacobino, C. Fabre, L. Lugiato, Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* 12, 456 (1995).
- [3] C. Schwob, P.F. Cohadon, C. Fabre, M.A.M. Marte, H. Ritsch, A. Gatti, L. Lugiato, Transverse effects and mode couplings in OPOs, *Applied Phys. B* 66, 685 (1998).
- [4] P. Suret, D. Derozier, M. Lefranc, J. Zemmouri, and S. Bielawski, Self-pulsing instabilities in an optical parametric oscillator: experimental observation and modeling of the mechanism, *Phys. Rev. A* 61, 021805 (R) (2000).
- [5] P. Suret, M. Lefranc, D. Derozier, J. Zemmouri, and S. Bielawski, Fast oscillations in an optical parametric oscillator, *Opt. Comm.* 200, 369 (2001).

## Instabilités laser spatio-temporelles dans un milieu à élargissement homogène

D. Amroun<sup>1</sup>, M. Brunel<sup>1</sup>, H. Leblond<sup>2</sup> et F. Sanchez<sup>2</sup>

1) Groupe d'Optique et d'Optronique, UMR 6614 CORIA, Université de Rouen  
Avenue de l'Université, BP 12, 76801 Saint-Etienne du Rouvray Cedex, France

2) Laboratoire POMA, UMR 6136, Université d'Angers  
2 bd Lavoisier, 49045 Angers Cedex 01, France  
amroun@coria.fr, marc.brunel@coria.fr

Nous étudions la dynamique spatio-temporelle d'un laser monomode à élargissement homogène. Les équations de Maxwell-Bloch, qui tiennent compte des effets de diffraction, admettent des solutions en ondes progressives transverses [1]. Nous montrons à l'aide d'une intégration numérique du système que des dynamiques spatio-temporelles très différentes peuvent apparaître dans les différents domaines d'instabilité. Dans certains domaines d'instabilité (pour de forts taux de pompage à désaccord de fréquence  $\delta$  négatif), l'évolution temporelle de l'intensité laser est périodique et le laser émet simultanément en champ lointain dans deux directions bien distinctes. Par contre, dans la zone d'instabilité obtenue pour des taux de pompage relativement faibles à désaccord de fréquence  $\delta$  positif, la dynamique temporelle est plus complexe : le laser émet alternativement une succession d'ondes planes progressives, chacune étant associée à une direction d'émission en champ lointain. Un lien est établi entre dynamique temporelle et évolution spatiale, confirmé par l'analyse de stabilité linéaire.

Nous montrons ensuite que ces équations de Maxwell-Bloch modifiées par la correction du champ local (CCL) [2] admettent toujours en présence de diffraction des solutions en ondes progressives transverses comme lorsque la CCL n'est pas prise en compte [1]. La forme de ces solutions est établie analytiquement. Leur stabilité est ensuite étudiée à travers une analyse de stabilité typique où l'on considère des perturbations spatio-temporelles de l'état stationnaire [1, 3]. Des domaines d'instabilité proches de ceux obtenus en l'absence de CCL sont mis en évidence [3], et les régimes dynamiques observés sont présentés.

## Références

- [1] P. K. Jakobsen, J. V. Moloney, A. C. Newell, R. Indik, *Space-time dynamics of wide-gain-section lasers*, Phys. Rev. A **45**, 8129-8137, (1992).
- [2] M. Fromager, M. Brunel, F. Sanchez, *Laser instabilities in homogeneously dense media*, Phys. Rev. A **61**, 053804, (2000).
- [3] D. Amroun, M. Brunel, H. Leblond, F. Sanchez, *Space-time laser instabilities in homogeneously broadened dense media*, accepté dans J. Mod. Opt., (2003).

## Fronces auto-similaires au bord d'une plaque élastique

B. Audoly, A. Boudaoud

*Laboratoire de Modélisation en Mécanique (UMPC)*

*Laboratoire de Physique Statistique (ENS)*

audoly@lmm.jussieu.fr

On s'intéresse aux plaques élastiques à bord distendu. De telles plaques peuvent être obtenues en déchirant une feuille en plastique [1] (à cause des effets d'écoulement plastique près de la fissure) et sont aussi un bon modèle pour les feuilles de certaines variétés de plantes [2] (à cause d'une croissance des tissus plus importante près du bord).

On s'intéresse aux configurations d'équilibre de telles plaques. Le bord distendu est modélisé par une métrique naturelle différente de la métrique classique euclidienne, fonction de la distance au bord. Le modèle est obtenu par des approximations dans les équations des plaques de Föppl–von Kármán, approximations que l'on valide *a posteriori*. Il est résolu numériquement. On obtient une cascade de plis auto-similaires près du bord, pour de divers profils de la métrique. Par des arguments de symétrie, on montre que le taux de dilatation laissant la cascade invariante vaut 3. Ce chiffre est proche de la valeur 3,2 rapportée dans des expériences récentes [1].

## Références

- [1] E. Sharon, B. Roman, M. Marder, G.-S. Shin, H. L. Swinney, *Buckling cascades in free sheets*, *Nature* **419** (2002).
- [2] Nechaev S., Voiturier R., *On the plant leaf's boundary, 'jupe à godets' and conformal embeddings*, *J. Phys. A: Math. Gen.* **34** (2001), 11069–11082.

## Estimation d'attracteurs étranges, robustesse par rapport aux petites variations des paramètres

Sara Derivière et M.A. Aziz Alaoui

*Lab. de Mathématiques Appliquées, Université du Havre,  
BP 540, 76058 Le Havre cedex, FRANCE.*

aziz@univ-lehavre.fr

L'estimation des attracteurs (chaotiques) des systèmes différentiels non-linéaires est un problème bien connu dans la pratique. La procédure basée sur l'utilisation du principe d'invariance de LaSalle [1] est efficace dans certains cas, mais, en général, la recherche de fonctions de Lyapunov associées à cette méthode, souvent difficile à réaliser, diminue son champs d'application. Cependant, des extensions de ce principe d'invariance, qui requièrent des hypothèses moins fortes, permettent leur utilisation dans une plus large classe de problèmes [2, 3].

Une première extension [4] permet d'obtenir une estimation des attracteurs uniformément stable par rapport aux petites variations des paramètres, et une seconde extension [5] donne une méthode pour trouver d'éventuels "trous" au sein de l'attracteur, et ainsi d'optimiser son estimation.

Nous appliquons ces résultats théoriques au système chaotique suivant [5] qui appartient à la famille généralisée des systèmes de Lorenz [5, 6] :

$$\begin{cases} \dot{x} &= -\sigma x - \sigma y, \\ \dot{y} &= -rx - y - xz, \\ \dot{z} &= -bz + xy. \end{cases} \quad (7.1)$$

L'estimation obtenue est robuste vis-à-vis des petites perturbations des paramètres  $\sigma$ ,  $r$  et  $b$  qui sont pris respectivement égaux à 9, 17 et 1 à  $\pm 5\%$  près.

## Références

- [1] J.P. LaSalle, *Some Extension of Lyapunov's Second Method*, IRE Trans. Circuit Theory, vol. CT-7, 520-527 (1960).
- [2] S. Derivière et M.A. Aziz Alaoui, *Estimation d'Attracteurs Etranges, Application à l'Attracteur de Rössler*, Compte Rendu de la 5ème Rencontre du Non-Linéaire 2002, 67-71 (2002).
- [3] S. Derivière et M.A. Aziz Alaoui, *Principe d'Invariance Uniforme et Estimation d'Attracteurs Etranges dans  $\mathbb{R}^3$* , 3<sup>ème</sup> colloque sur le Chaos temporel et le Chaos spatio-temporel, 65-70 (2001).
- [4] H.M. Rodrigues, L.F.C. Alberto, N.G. Bretas, *Uniform Invariance Principle and Synchronization, Robustness with Respect to Parameter Variation*, JDE **169**, 228-254 (2001).
- [5] S. Derivière et M.A. Aziz Alaoui, *Estimation of Attractors and Synchronization of Generalized Lorenz Systems*, Dynamics of Continuous, Discrete and Impulsive System, in press (2003).
- [6] S. Celikovskiy, G. Chen, *On a Generalized Lorenz Canonical Form of Chaotic Systems*, Int. Journal of Bifurc. and Chaos, in press (2002).

## Bifurcation réversible de solutions homoclines en présence d'un spectre essentiel

M. Barrandon et G. Iooss

*Institut Non Linéaire de Nice*  
1361, Route des Lucioles, 06560 Valbonne  
barrando@inln.cnrs.fr

On étudie les bifurcations dans les systèmes réversibles de dimension infinie possédant un équilibre l'origine et tel que l'opérateur linéarisé en 0  $L_\varepsilon$  a un spectre essentiel situé sur l'axe réel et une valeur propre en 0. On suppose également que pour les valeurs du paramètre  $\varepsilon < 0$  il y a une paire de valeurs propres imaginaires pures qui se tamponnent en  $\varepsilon = 0$  et qui disparaissent dans le spectre essentiel pour  $\varepsilon > 0$ . De tels systèmes réversibles se rencontrent en théorie des vagues [1, 3, 5].

Les résultats classiques dans le cas où le système est réductible à la dimension finie, qui utilisent une réduction à une variété centrale, et étudient une forme normale perturbée [2] ne s'appliquent pas pour notre problème, à cause de la présence du spectre essentiel. On peut trouver dans [4] un exemple de ce type de bifurcation.

Pour étudier cette bifurcation nous caractérisons la singularité de  $L_\varepsilon$  par la forme de sa résolvante au voisinage de l'origine puis nous faisons des hypothèses nécessaires sur le terme non linéaire. Nous montrons alors que le problème peut être ramené à l'étude d'une équation différentielle scalaire non locale, qui n'est autre (dans certains cas) que l'équation de Benjamin-Ono perturbée. Nous obtenons l'existence de solutions homoclines 0 qui décroissent polynomialement. Ces résultats s'appliquent en particulier à certains problèmes de la théorie des vagues.

## Références

- [1] C. Amick, *On the theory of internal waves of permanent form in fluids of great depth*, Trans. Amer. Math. Soc. **364**, 399-419, (1994).
- [2] F. Dias, G. Iooss, *Water-waves as a spatial dynamical system*, Handbook of Mathematical Fluid Dynamics, vol II, S. Friedlander, D. Serre Eds, Elsevier 443-449, (2003).
- [3] G. Iooss, *Gravity and capillary-gravity periodic traveling waves for two superposed fluid layers, one being of infinite depth*, J. Math. Fluid. Mech. **1**, 24-61, (1954).
- [4] G. Iooss, E. Lombardi, S.M. Sun, *Gravity traveling waves for two superposed fluid layers of infinite depth: a new type of bifurcation*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **360**, 2245-2336 (2002).
- [5] S.M. Sun, *Existence of solitary internal waves in a two-layer fluid of infinite depth*, Nonlinear Analysis **30**, 5481-5490, (1997).

## Instabilité de digitation visqueuse pour un fluide non-newtonien en cellule de Hele-Shaw d'épaisseur variable

Martine Ben Amar

*Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure*

benamar@lps.ens.fr

Quand on écarte l'une des deux plaques d'une cellule de Hele-Shaw contenant un fluide visqueux, on observe une instabilité de digitation visqueuse qui conduit à une ondulation du contour. Nous avons établi l'existence de cette instabilité dans le cas d'un fluide en loi de puissance. Le modèle traite la viscosité non-newtonienne à l'approximation de lubrification. Nous avons prédit la dynamique aux temps courts des modes les plus instables.

## Références

## Une application du contrôle d'états instables dans un système optique d'intérêt pratique: le laser impulsionnel (pico- ou femto-seconde) avec pertes saturables

Nicolas Joly et Serge Bielawski

*Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules,  
Centre d'Études et de Recherches Lasers et Applications,  
Université des Sciences et Technologies de Lille,  
F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, FRANCE.  
serge.bielawski@univ-lille1.fr*

La réalisation d'une grande partie des lasers pico et femto-seconde commerciaux actuels et en développement repose sur l'utilisation d'absorbants saturables à semiconducteurs (SESAMs [1]). Or il apparaît que la nonlinéarité de ces composants —particulièrement efficace pour obtenir les impulsions désirées— est responsable d'une déstabilisation de ces lasers, empêchant ainsi un fonctionnement correct. Cette instabilité entraîne des oscillations géantes de la puissance de sortie (le "Q-switch") pouvant mener typiquement à la disparition des impulsions pico- ou femto-seconde, ou à la destruction du SESAM.

Jusque récemment, la stratégie traditionnelle consistait à choisir des domaines de paramètres satisfaisant deux contraintes: l'obtention de l'effet désiré (régime impulsionnel), et l'absence d'instabilités. Travailler dans ces domaines de paramètres est problématique pour plusieurs raisons: (i) les conditions d'utilisation sont souvent proches du seuil de destruction du SESAM, (ii) on doit éviter des domaines de paramètres ou des matériaux qui auraient pourtant pu permettre une amélioration majeure des propriétés des impulsions, comme leur durée.

Nous présentons ici des résultats théoriques et numériques sur une stratégie différente, consistant à stabiliser l'état désiré par une contre-réaction. Nous montrons qu'il est possible de stabiliser l'état désiré [3] par une contre-réaction d'un type classique [2], extrêmement simple à réaliser expérimentalement. La faisabilité expérimentale a été démontrée par ailleurs par Schibli *et al.* [4].

Dans un deuxième temps, nous montrons que la stabilisation de l'état désiré (impulsions brèves régulières) n'est pas une condition suffisante. En effet, cette solution peut coexister avec une solution "parasite" (oscillations géantes). L'état atteint finalement dépend alors de l'histoire du système. En pratique, l'application naïve de la contre-réaction échouera dans de nombreux cas malgré la stabilisation de l'état désiré.

Nous proposons deux solutions possibles à ce problème. D'une part à partir d'une étude des bifurcations du système, nous montrons qu'il est toujours possible de choisir un chemin dans l'espace des paramètres, qui permet d'atteindre le régime d'impulsions brèves régulières [5]. D'autre part, nous présentons des résultats préliminaires sur la possibilité d'appliquer un contrôle non-linéaire pour atteindre l'état désiré.

## Références

- [1] F. X. Kärtner, J. Aus der Au and U. Keller, *IEEE J. Quantum Electron.* **4** 159 (1998).
- [2] S. Bielawski, M. Bouazaoui, D. Derozier, and P. Glorieux, *Phys. Rev. A* **47**, 3276 (1993).
- [3] N. Joly and S. Bielawski, *Opt. Lett.* **26**, 692 (2001)
- [4] T. R. Schibli and U. Morgner and F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **26** 148 (2001).
- [5] N. Joly and S. Bielawski, soumis à *Opt. Commun.* (2003)

**Exemples de systèmes chaotiques  
n'appartenant pas à la bibliothèque  
utilisée pour la modélisation globale de flots**

Marie-Aurélié BOIRON Jean-Marc MALASOMA  
*Laboratoire Géomatériaux DGCB-URA CNRS 1652*  
*ENTPE, rue Maurice Audin, 69518 Vaulx-en-Velin cedex, France*  
boiron@entpe.fr

En 1987, plusieurs auteurs [1, 2] ont montré qu'il était possible d'obtenir, à partir d'une série chronologique d'une seule variable scalaire, un système d'équations différentielles ordinaires permettant de reproduire le comportement d'un système chaotique.

Une de ces techniques de modélisation globale développée par Gouesbet et ses collaborateurs [3, 4, 5] repose sur une reconstruction de l'attracteur chaotique par plongement différentiel de la série chronologique. Ensuite, la recherche d'un modèle sous la forme d'un système d'équations différentielles ordinaires permet par intégration numérique de reproduire cet attracteur. La structure générale de ce système est choisie, a priori, de telle sorte qu'elle ne donne lieu qu'à l'estimation d'une seule fonction  $F$  de plusieurs variables. Pratiquement, dans le cas d'une dimension de plongement égale à trois, cette fonction vérifie  $\ddot{u} = F(u, \dot{u}, \ddot{u})$  où  $u$  est la variable de reconstruction. Elle est estimée, habituellement, par interpolation sur une base tronquée de polynômes. La sélection des monômes conservés dans cette troncature constitue le point délicat de la méthode. Pour cette raison, plus récemment, une bibliothèque de modèles a été introduite [6]: à chacun de ces modèles correspond une forme  $F$  particulière. La structure générale de ces systèmes est la suivante :

$$\begin{cases} \dot{x} &= p_1(x, y, z) \\ \dot{y} &= p_2(x, y, z) \\ \dot{z} &= p_3(x, y, z) \end{cases} \quad (11.1)$$

où  $x$  est choisie comme variable de reconstruction et  $p_1, p_2$  et  $p_3$  sont des polynômes de degré 2. La bibliothèque actuelle a été obtenue avec l'hypothèse restrictive  $\dot{x} = p_1(x, y)$ . Afin de montrer qu'elle doit être complétée, nous effectuons une classification des polynômes  $p_1$  admissibles. Nous intégrons, ensuite, les modèles déjà établis dans ce nouveau classement. Enfin, nous exhibons des exemples de systèmes n'appartenant pas à la bibliothèque donnée en [6].

## Références

- [1] J. P. Crutchfield, B.S. Mc Namara, *Equations of motion from data series*, Complex systems, **1**,417-452 (1987).
- [2] J. Cremers, A. Hübber, *Construction of differential equations from experimental data*, Zeitung Naturforsch, 42a,797-802 (1987).
- [3] G. Gouesbet, J. Maquet, *Construction of phenomenological models from numerical scalar time series*, Physica D, **58**, 202 (1992).
- [4] G. Gouesbet, C. Letellier, *Global field reconstruction by using a multivariate polynomial  $L_2$  approximation on nets*, Phys. Rev. E, **49**, 4955-4972, (1994).
- [5] C. S. M. Lainscsek, F. Shürerer, J. Kadtke, *A general form for global dynamical data models for three-dimensional systems*, Int. Journal of Bifurcation and Chaos, **8**,899-914, (1998).
- [6] C. S. M. Lainscsek, C. Letellier, F. Shürerer, *Ansatz library for global modeling with structure selection*, Physical Review E, **64** (2001).

## Les états non-stationnaires dans l'écoulement cylindrique de Rayleigh-Bénard

Katarzyna Boronska et Laurette S. Tuckerman

*Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI)*

*BP 133 - 91403 ORSAY cedex*

`kasia@limsi.fr`

Dans une cavité cylindrique chauffée par le bas, le passage de l'état conductif vers un écoulement convectif stationnaire et axisymétrique a été décrit dans les années 1970s et 1980 [1, 2]. Pourtant les écoulements secondaires, qui peuvent dépendre de temps [3, 4], sont toujours peu explorés. La théorie des bifurcations prévoit qu'ils peuvent prendre la forme des ondes stationnaires ou progressives. Notre but était de déterminer comment le choix entre ces deux solutions dépend des paramètres de contrôle pour un rapport d'aspect d'ordre 1.

Une simulation numérique non-linéaire des équations de Navier-Stokes a été effectuée par moyen d'un code pseudospectral [5]. D'abord, le cas d'une instabilité oscillatoire en  $Ra = 24928$ , décrit par Wanschura et al. [3], a été réexaminé. En effet c'est une bifurcation de Hopf où l'état stationnaire axisymétrique laisse la place à un écoulement non-stationnaire du mode azimutal  $m = 3$ , qui ressemble donc à une tarte à trois parts identiques, pulsantes au même rythme. Pourtant, au-dessus de ce  $Ra$  nous avons observé les ondes progressives.

## Références

- [1] G.S. Charlson, R.L. Sani, *On thermoconvective instability in a bounded cylindrical fluid layer*, Intl J. Heat Mass Transfer **14**, 2157 (1970).
- [2] J.C. Buell, I. Catton, *The effect of wall conduction on the stability of a fluid in a right circular cylinder heated from below*, Trans. ASME J. Heat Transfer **105**, 255 (1983).
- [3] M. Wanschura, H. Kuhlmann, H. Rath, *Three-dimensional instability of axisymmetric buoyant convection in cylinders heated from below*, J. Fluid Mech. **326** 399 (1996).
- [4] B. Hof, P.G. Lucas, T. Mullin, *Flow state multiplicity in convection*, Phys. Fluids **10**, 2815 (1999).
- [5] L.S. Tuckerman, *Divergence-free Velocity Fields in Nonperiodic geometries*, J. Comp. Phys. **80**, 403 (1989).

## Mécanismes d'induction en magnétohydrodynamique

M. Bourgoin, P. Odier, J.-F. Pinton et R. Volk

*Laboratoire de Physique de l'école normale supérieure de Lyon*

*46, Allée d'Italie, 69364 Lyon Cedx 07*

`mickael.bourgoin@ens-lyon.fr`

La présence d'un champ magnétique dans un écoulement de liquide conducteur donne lieu à des phénomènes d'induction engendrant des courants électriques et des champs magnétiques de géométrie relativement complexe. Dans certains types d'écoulements, une instabilité peut se développer où le champ magnétique ainsi induit vient se superposer au champ initial. Ce phénomène, appelé effet dynamo, est responsable du champ magnétique terrestre et d'autres corps célestes.

Des expériences récentes ont permis d'observer des instabilités magnétohydrodynamiques de ce type [1, 2]. Toutefois, les écoulements étudiés étaient fortement contraints. Des expériences avec des écoulements non-contraints sont actuellement en cours. Bien que l'effet dynamo n'y ait pas encore été observé, des mécanismes d'induction intéressants ont pu être mis en évidence [3, 4, 5]. Afin de comprendre ces mécanismes, nous proposons une approche perturbative des équations d'induction permettant un calcul numérique de la structure spatiale du potentiel électrique, de la densité de courant électrique et du champ magnétique induits. Le paramètre intervenant dans le développement perturbatif est le nombre de Reynolds magnétique  $R_m$ , mesurant l'importance relative des effets d'induction et des effets dissipatifs (liés aux pertes joule dans le milieu conducteur.)

Dans cette approche, un champ initial  $\mathbf{B}_0$  induit un potentiel électrique  $\phi_1$ , auquel est associé une distribution de courants  $\mathbf{j}_1$  engendrant un champ magnétique  $\mathbf{B}_1$ . Le processus peut alors être itéré pour obtenir le champ induit aux ordres suivants. L'accord avec les résultats expérimentaux est très bon, aussi bien d'un point de vue qualitatif que quantitatif. Par cette approche nous avons pu identifier et expliquer clairement des mécanismes donnant lieu à des effets d'induction souvent dominés par des contributions non-linéaires en  $R_m$ . Ces mécanismes suggèrent aussi la possibilité d'une instabilité dynamo de type " $\alpha\omega$ " (liée à l'hélicité et à la rotation différentielle de l'écoulement étudié.) Des mécanismes particuliers, associés à la nature conductrice (ou non) des parois à l'intérieur desquelles évolue l'écoulement, ont été mis en évidence. De tels effets, purement liés à la condition limite électrique, permettent d'expliquer des observations expérimentales, où des champs induits violant la symétrie des équations d'induction (sous leur forme habituelle) sont mesurés.

## Références

- [1] R. Stieglitz, U. Müller *Naturwissenschaften*, **87**(9), 381-390, (2000).
- [2] Gailitis A., Lielausis O., Dement'ev S., Placatis E., Cifersons A., Gerbeth G., Gundrum T., Stefani F., Chrsiten M., Hänel H., Will G., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4365, (2000).
- [3] M. Bourgoin, L. Marié, F. Pétrélis, C. Gasquet, A. Guigon, J.-B. Luciani, M. Moulin, F. Namer, J. Burguete, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, P. Odier, J.-F. Pinton. *MHD measurements in the von Kármán sodium experiment*, *Physics of Fluids* **14**, 3046-3058 (2002)
- [4] F. Pétrélis, M. Bourgoin, L. Marié, J. Burguete, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, P. Odier and J.-F. Pinton. *Nonlinear magnetic induction by helical motion in a liquid sodium turbulent flow*, *Phys. Rev. Lett.*, submitted
- [5] L. Marié, F. Pétrélis, M. Bourgoin, J. Burguete, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, P. Odier and J.-F. Pinton. *Open questions about homogeneous fluid dynamos; the VKS experiment*, *Magneto-hydrodynamics* **38**, 156-169 (2002)

## Non localité spatiale et dynamique complexe photo-induite d'un film de cristal liquide

E. Brasselet<sup>1</sup>, B. Doyon<sup>2</sup>, T. V. Galstian<sup>2</sup> et L. J. Dubé<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, 61 Avenue du président Wilson, ENS de Cachan, 94235 Cachan Cedex*

<sup>2</sup> *Département de Physique, de Génie Physique, et d'Optique, Université Laval, Cité Universitaire, Québec, Canada G1K 7P4*

<sup>3</sup> *Laboratoire de Dynamique des Ions, des Atomes, et des Molécules, Université Pierre et Marie Curie, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*  
 ebrassel@lpqm.ens-cachan.fr

On étudie un film de cristal liquide nématique homéotrope soumis à une onde lumineuse de polarisation circulaire à incidence normale. Le comportement dynamique d'un tel système ainsi que l'origine physique des phénomènes associés sont relativement bien connus [1] dans la limite de l'onde plane infinie. En prenant l'intensité laser comme paramètre de bifurcation on observe alors successivement une bifurcation de Hopf sous critique associée au phénomène de précession moléculaire [2], l'apparition d'un phénomène de nutation via une transition du second ordre [3] et enfin une transition du premier ordre avec une hysteresis géante [4]. Cependant, la dimension finie du faisceau est une réalité expérimentale et, en pratique, celle-ci est de l'ordre de grandeur ou inférieure à l'épaisseur du film de cristal liquide à cause de l'intensité nécessaire, qui est de l'ordre du  $kW/cm^2$  en régime continu. En régime réorienté statique, comme c'est le cas lorsque l'onde polarisée linéairement, les effets transverses non locaux résultant des corrélations moléculaires conduisent à un profil de réorientation dont la dimension transverse dépend du rapport  $\delta$  entre le diamètre du faisceau et l'épaisseur du film [5]. Il paraît donc intéressant d'étudier l'influence de la dimension finie du faisceau d'excitation sur la dynamique moléculaire photo induite par une onde de polarisation circulaire. Nous avons réalisé des expériences dans le cas où  $\delta < 1$  et il apparaît que  $\delta$  peut être considéré comme le paramètre de bifurcation d'une nouvelle classe de dynamique complexe contrôlée par des effets de non localité transverse. Nous pensons que le walk-off entre les ondes ordinaire et extraordinaire du au phénomène de double réfraction dans le milieu anisotrope réorienté est l'agent responsable de la brisure de symétrie. De plus, nous montrons comment un tel processus est contrôlé par les effets de non localité transverse. De nombreux régimes dynamiques tels que des régimes périodiques, quasi-périodiques, intermittents, auto-organisés et possiblement chaotiques n'ayant pas été rapportés auparavant sont observés. La comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle dynamique de l'onde plane infinie [1] suggère que la transition du régime périodique au régime quasi-périodique peut être principalement attribué à des effets de non localité longitudinale (1D) alors que la description de la transition du régime quasi-périodique au régime irrégulier, de l'intermittence et du phénomène l'auto-organisation doit tenir compte de la non localité transverse (2D) qui conduit alors par couplage à des effets non locaux 3D.

## Références

- [1] E. Brasselet, B. Doyon, T. V. Galstian and L. J. Dubé, to be published in Phys. Rev. E (2003).
- [2] E. Santamato, B. Daino, M. Romangoli, M. Settembre and Y. R. Shen, Phys. Rev. Lett. **57**, 2423 (1986).
- [3] E. Brasselet, B. Doyon, T. V. Galstian and L. J. Dubé, Phys. Lett. A **299**, 212 (2002).
- [4] E. Brasselet and T. V. Galstian, Opt. Comm. **186**, 291 (2000).
- [5] I. C. Khoo, T. H. Liu and P. Y. Yan, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 115 (1987).

## Comparaison expérimentale de la vitesse de phase avec les vitesses diamagnétique et électrique dans un plasma cylindrique magnétisé de laboratoire

F. Brochard et E. Gravier

*Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés et Applications, Université Henri Poincaré -  
Nancy 1*

*Boulevard des Aiguillettes BP 239 - 54506 VANDOEUVRE-lès-NANCY cedex*

`frederic.brochard@lpmi.uhp-nancy.fr`

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la recherche sur la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique. La réussite d'une telle recherche passe par le contrôle des instabilités responsables d'un transport turbulent, qui en provoquant la fuite des particules en travers des lignes de champ magnétique dégrade fortement le confinement nécessaire à l'entretien de la réaction de fusion. Il s'avère donc indispensable de caractériser précisément ces instabilités. L'objet de cette étude est de préciser la nature de ces instabilités, par comparaison de la vitesse de phase et des vitesses diamagnétique et électrique déduites de profils expérimentaux. On montre ainsi que selon la valeur du champ magnétique il est possible de faire la distinction entre l'instabilité d'ondes de dérives associée à la vitesse diamagnétique, et l'instabilité centrifuge associée à la vitesse de dérive électrique. L'ajout d'un diaphragme à l'entrée de la colonne de plasma permet également, en accentuant les gradients de densité responsables de l'apparition des ondes de dérives, de préciser l'influence des forts gradients sur les instabilités.

**Etude de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO**

C. Bruni<sup>1,2</sup>, D. Garzella<sup>1,2</sup>, G. L. Orlandi<sup>1,2</sup>, R. Bartolini<sup>3</sup>, M.E. Couprie<sup>1,2</sup>

1) *Laboratoire pour l' Utilisation du Rayonnement Electromagnétique, Bâtiment 209D,  
Université Paris Sud, BP34, 91 898 Orsay cedex, France*

2) *CEA-SPAM, bat 522, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

3) *ENEA, Divisione Fisica Applicata, Centro Ricerche Frascati, Roma, Italy*

`christelle.bruni@lure.u-psud.fr`

Le laser à électrons libres de Super-ACO peut adopter un régime chaotique suite à une modulation de son gain. Ce gain dépend du désaccord entre la fréquence d'aller retour du rayonnement synchrotron stocké dans la cavité optique, et la fréquence de passage des électrons dans le milieu amplificateur. Les premiers résultats de l'étude expérimentale systématique des séquences et des conditions d'apparition du chaos seront présentés. Pour une fréquence de modulation,  $f$ , de 320 Hz, le laser est pulsé, puis en augmentant l'amplitude de la modulation, il devient chaotique avec une dominante de la fréquence  $f/3$ , puis pulsé à  $2f/3$ , à nouveau chaotique avec une dominante  $f/2$ , puis pulsé à  $f/2$ . Entre chaque bifurcation apparaissent des régimes chaotiques. Les résultats d'un modèle théorique empirique, qui reproduit la dynamique naturelle du laser en fonction du désaccord, sont confrontés aux résultats expérimentaux. Les séquences théoriques et expérimentales sont en accord, ce qui permet une confrontation des attracteurs.

## Intermittence pendant le vieillissement

L.Buisson et S.Ciliberto

*Ecole Normale Supérieure de Lyon*

*46, allée d'Italie, 69007 Lyon*

`lbuisson@ens-lyon.fr`

Une étude expérimentale du vieillissement des matériaux vitreux [1], basée sur l'analogie entre verres de spin et verres structuraux [2], a été réalisée en introduisant une température effective [3, 4] pour ces systèmes faiblement hors équilibre. Cette nouvelle observable se mesure via le rapport fluctuation-dissipation.

La relation fluctuation-dissipation (FDR) est mesurée sur les propriétés diélectriques d'un gel (Laponite) et d'un verre polymérique (polycarbonate). Pour le gel il a été trouvé que pendant la transition de l'état liquide à l'état solide le théorème fluctuation dissipation est fortement violé [5]. L'amplitude et la persistance dans le temps de cette violation sont des fonctions décroissantes de la fréquence. Autour de 1 Hz, elle persiste plusieurs heures. Un comportement très similaire a été observé dans le polycarbonate [6] après une trempe en dessous de la température de transition vitreuse. Dans chaque cas l'origine de la violation semble être due à une dynamique fortement intermittente caractérisée par de grandes fluctuations.

## Références

- [1] L.C. Struick, *Physical aging in amorphous polymers and other materials* (Elsevier, Amsterdam, 1978).
- [2] J.P. Bouchaud, L. F. Cugliandolo, J. Kurchan, M. Mézard, *Out of equilibrium dynamics in Spin Glasses and other glassy systems*, in *Spin Glasses and Random Fields*, ed A.P. Young (World Scientific, Singapore 1998). (also in cond-mat/9702070)
- [3] L. Cugliandolo, *Effective temperatures out of equilibrium*, to appear in *Trends in Theoretical Physics II*, eds. H Falomir et al, Am. Inst. Phys. Conf. Proc. of the 1998 Buenos Aires meeting, cond-mat/9903250
- [4] L. Cugliandolo, J. Kurchan, L. Peliti, *Energy flow, partial equilibration and effective temperatures in systems with slow dynamics*, Phys. Rev. E **55**, p. 3898 (1997).
- [5] L. Bellon, S. Ciliberto, C. Laroche, *Violation of fluctuation dissipation relation during the formation of a colloidal glass*, Europhys. Lett., **46** (5), 637 (1999).
- [6] L.Buisson, L.Bellon, S.Ciliberto, *Intermittency during aging.*, to be published in Journal of Cond.Matt.

## Mouvements des cordes vibrantes en présence d'obstacles

Henri Cabannes

*Académie des sciences - 23, quai de Conti - 75006 PARIS*

henri.cabannes@normalesup.org

Je souhaiterais présenter les mouvements des cordes vibrantes en présence d'obstacles.

Les mouvements se font en deux dimensions; les équations du mouvement sont linéaires durant le mouvement libre, et non linéaires durant les contacts.

Quatre séquences sont présentées :

1. Corde vibrante avec un obstacle de masse ponctuelle,
2. Corde vibrante avec un obstacle de masse rectilinéaire,
3. Corde vibrante avec un obstacle de masse curvilinéaire, rebondissement,
4. Corde vibrante avec un obstacle de masse curvilinéaire, enveloppement.

Ces exemples se trouvent sur ma page Web [http://lapasserelle.com/henri\\_cabannes](http://lapasserelle.com/henri_cabannes) dans l'item animations.

## Chaos spatiotemporel entre un disque tournant et un disque fixe

A. Cros et P. Le Gal

*Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre*  
*Technopôle de Château-Gombert, Universités d'Aix-Marseille I & II*  
 49 rue F. Joliot-Curie - BP 146  
 13 384 Marseille Cedex 13  
 cros@irphe.univ-mrs.fr

Un écoulement de type Batchelor est généré entre un disque fixe et un disque en rotation angulaire  $\Omega$  lorsque la distance qui sépare ceux-ci est plus grande que l'épaisseur des couches limites. Deux types d'instabilités génériques des écoulements de disque tournant se développent sous la forme de deux réseaux d'ondes, qui coexistent à partir d'une certaine valeur du paramètre de contrôle  $\Omega$  [1]. Elles sont caractérisées entre autre par deux fréquences temporelles  $f_1$  et  $f_2$ , incommensurables. Alors que ces deux types d'ondes évoluent sur des régions radiales distinctes pour les petites valeurs de  $\Omega$ , l'augmentation du paramètre de contrôle donne lieu à une transition progressive vers la turbulence. Le signal spatiotemporel acquis sur un cercle est analysé par "décomposition biorthogonale" (DBO) [2, 3], qui permet d'étudier dans deux espaces différents la dynamique temporelle et la structure spatiale, et ordonne les modes propres par énergie décroissante. Les trois premiers modes spatiaux constituent une base dans laquelle la trajectoire décrite par le système évolue sur un tore, caractérisant le régime quasipériodique généré par la présence des fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . Pour une certaine valeur  $\Omega$ , la DBO révèle que le système décrit l'un des cercles engendrant le tore avec une fréquence moitié, présentant ainsi une bifurcation sous la forme d'un "doublement de tore", déjà observée dans d'autres systèmes expérimentaux [4, 5, 6, 7].

## Références

- [1] L. Schouveiler, P. Le Gal, M. P. Chauve, *Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk*, J. Fluid. Mech. **443**, 329-350 (2001).
- [2] N. Aubry, R. Guyonnet, R. Lima, *Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications*, J. Stat. Phys. **64**, 683-739 (1991).
- [3] A. Madon, *Instabilités et transition vers la turbulence faible spatio-temporelle dans une expérience de plasma*, thèse de l'Université de Provence (1996).
- [4] J. M. Flesselles, V. Croquette, S. Jucquois, *Period doubling of a torus in a chain of oscillators*, Phys. Rev. Lett. **72**(18), 2871-2874 (1994).
- [5] M. R. Bassett, J. L. Hudson, *Experimental evidence of period doubling of tori during an electrochemical reaction*, Physica D **35**, 289-298 (1989).
- [6] K. E. McKell, *Torus doubling in convecting Molten Gallium*, Europhys. Lett. **12**(6), 513-518 (1990).
- [7] J. C. Shin, *Experimental observation of a torus-doubling transition to chaos near the ferroelectric phase transition of a  $KH_2PO_4$  crystal*, Phys. Rev. E **60**(5), 5394-5401 (1999).

## Interactions des spirales contrapropagatives observées dans un écoulement de Couette-Taylor non-newtonien.

O. Crumeyrolle, N. Latrache, I. Mutabazi

*Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences*

*Université du Havre, 25 rue Philippe Lebon, BP 540, 76058 Le Havre Cedex*

`Crumeyrolle@univ-lehavre.fr`

L'addition de polymères flexibles à longues chaînes linéaires dans un solvant newtonien confère à la solution obtenue des propriétés viscoélastiques. Celles-ci modifient la stabilité des écoulements par rapport au cas d'un liquide newtonien même pour de faibles concentrations [1].

L'écoulement de Couette-Taylor, qui s'observe quand une couche de liquide est confinée entre deux cylindres en rotation, a fait l'objet de nombreuses études dans le cas des liquides newtoniens. L'étude de l'écoulement de solutions de polymères avec des solvants très visqueux a conduit à la découverte des instabilités dites purement élastiques à de faibles valeurs du nombre de Reynolds [2] : l'écoulement est déstabilisé uniquement par les effets visco-élastiques puisque les forces inertielles sont négligeables. Lorsque les échelles de temps des forces inertielles et des effets visco-élastiques sont comparables, on observe des modes *inertio-élastiques*.

De tels modes peuvent être observés avec l'écoulement de Couette-Taylor de solutions de polyoxyéthylène de forte masse molaire dans l'eau [3]. Nous rapportons le comportement dans le cas de solutions de polyoxyéthylène (Aldrich,  $8 \cdot 10^6$  g/mol) dans un mélange d'eau et d'alcool isopropylique dans un rapport de 95 pour 5 en volume. Les expériences sont menées à cylindre extérieur fixe.

Par démodulation complexe du signal spatio-temporel, nous pouvons déterminer la répartition spatiale des différents modes présents dans l'écoulement.

Pour des concentrations de 500 ppm ou plus, nous avons observé la bifurcation de l'écoulement de base, purement azimutal, vers un régime comportant des spirales contrapropagatives. La spirale se propageant vers la gauche est présente dans la partie gauche de l'expérience ainsi qu'à l'extrémité droite, tandis que la spirale se propageant vers la droite est présente dans la partie droite ainsi qu'à l'extrémité gauche. On observe dans la partie centrale et aux extrémités du système l'apparition d'ondes quasistationnaires dues à un fort couplage entre les modes. Les domaines gauche et droit de l'écoulement présentent des fréquences légèrement différentes. Dans la zone centrale de l'expérience, l'écoulement est dominé par les modes harmoniques quasistationnaires, avec des modulations de très basses fréquences qui se manifestent par des défauts dans le motif. Au-delà du seuil, on note une diminution du nombre d'onde moyen et de la fréquence moyenne. Un régime chaotique est atteint pour une vitesse de rotation bien plus faible que dans le cas newtonien.

## Références

- [1] R.G. Larson, *Rheol. Acta* **31**(3), 213–263 (1992)
- [2] R.G. Larson, E.S.G. Shaqfeh, and S.J. Muller, *J. Fluid. Mech.*, **218** 573-600 (1990)
- [3] O. Crumeyrolle, I. Mutabazi, and M. Grisel, *Phys. Fluids*, **14**(5) 1681-1688 (2002)

## Interaction entre couche d'Ekman et vortex de Taylor

R. M. Lueptow

*Department of Mechanical Engineering, Northwestern University*  
*Evanston, Illinois, 60208, USA*  
r-lueptow@northwestern.edu

Dans un système de Taylor-Couette confiné, les parois terminales génèrent des couches limites qui interagissent avec l'instabilité centrifuge. Nous avons examiné l'interaction entre les couches d'Ekman (ou de Bödewadt) créées par les parois, et les tourbillons de Taylor, au voisinage du seuil de transition entre l'écoulement de Couette et l'écoulement instable de Taylor. L'outil retenu est une simulation numérique directe par méthode spectrale de haute précision [1]. Le système, de faible hauteur, est de type rotor-stator, avec cylindre interne en rotation ; il est caractérisé par un rapport de rayon  $\eta = 0.75$  et un rapport d'aspect  $L = 6$ . Trois types de conditions limites aux parois ont été utilisés : parois fixes (cl1), parois solidaires du cylindre en rotation (cl2), et surfaces libres (cl3). En-dessous du nombre de Reynolds critique, les vortex d'Ekman en (cl2) ont une vitesse plus de deux fois plus importante qu'en (cl1). La condition (cl3) conduit à des vortex terminaux semblables en intensité aux vortex obtenus en (cl2) au-dessus du Reynolds critique. Les conditions terminales modifient de façon significative le diagramme de bifurcation basé sur la vitesse radiale au centre de la cavité. Pour (cl3), la transition est brusque, alors que pour (cl1) et (cl2), la transition est continue, depuis un écoulement stable vers un écoulement instable [2].

## Références

- [1] I.Raspo, S. Hugues, E. Serre, A. Randriamampianina, P. Bontoux, *A spectral projection method for the simulation of complex three-dimensionel rotating flows*, *Comp.& Fluids* **31**, 745-767 (2002).
- [2] O. Czarny, E. Serre, P. Bontoux, R. M. Lueptow, *Interaction between Ekman pumping and the centrifugal instability in Taylor-Couette flow*, *Phys. Fluids*, **15**, (2003) à paraître.

## Etude expérimentale de la propagation d'une flamme sur un combustible liquide

E. Degroote et P.L. Garcia-Ybarra

*Universidad Politécnica de Madrid*

*C/ Pico de los Artilleros, 71; piso 1-C, 28030 Madrid*

*edegroote@ccupm.upm.es*

L'évolution d'une flamme sur un combustible liquide est un problème qui est loin d'être éclairci [1, 2]; nous avons mesuré sa propagation de façon précise, et nous observons qu'elle présente des oscillations qui dépendent de la température initiale du combustible ( $T_\infty$ ) [3, 4]. Ainsi, nous trouvons (au moins) trois régimes de propagation différents, de telle façon que:

1. Si  $T_\infty \geq T_c$  la vitesse ( $v_f$ ) du front de flamme est uniforme (régime uniforme). Cette région présente à son tour trois sous-régimes différents, soit:
  - (a) Pour  $T_\infty \geq T_{as}$ ,  $v_f$  est constante, avec  $v_f \approx 100 \text{ cm/s}$ .
  - (b) Pour  $T_{fd} \leq T_\infty \leq T_{as}$   $v_f$  est uniforme, avec  $dv_f/dT_\infty \approx 10 \text{ cm/s}^\circ\text{K}$   $25 - 30 \text{ cm/s} \leq v_f \leq 100 \text{ cm/s}$ .
  - (c) Pour  $T_c \leq T_\infty \leq T_{fd}$   $v_f$  est encore uniforme, mais dans ce cas nous mesurons  $dv_f/dT_\infty \approx 1 \text{ cm/s}^\circ\text{K}$ .
2. Pour  $T_h < T_\infty < T_c$  la vitesse de propagation de la flamme n'est plus uniforme (régime oscillatoire):  $v_f$  présente des pulsations; la période de ces oscillations a été mesurée de façon précise.
3. Pour  $T_\infty \leq T_h$ , la vitesse de propagation de la flamme est uniforme et constante, avec  $v_f \approx 1 \text{ cm/s}$  (régime pseudouniforme).

La température critique  $T_{as}$  correspond à une bifurcation entre deux états stationnaires;  $T_{fd}$  est une bifurcation transcritique, tandis que  $T_c$  semble correspondre à une bifurcation de Hopf sous-critique [5]. La période des oscillations diverge pour  $T_\infty = T_h$ , ce qui indique que, probablement, cette température correspond à une connection homoclinique.

L'apparition de ces valeurs critiques pour la température  $T_\infty$  est liée à l'existence d'une région de convection dans le liquide combustible devant la flamme (effet Marangoni); ce courant de convection (qui ne se produit pas dans le cas d'un combustible solide) modifie la concentration du combustible (et les conditions de transfert thermique) devant la flamme, et donc  $v_f$ .

## Références

- [1] K. Akita, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1973.
- [2] A. Ito, D. Masuda, K. Saito, *Combust. Flame* **83**, 375, 1991.
- [3] E. Degroote, P.L. Garcia-Ybarra, *Eur. Phys. J. B. (Non Linear Section)*, 381-386 (2000).
- [4] *Experimental Chaos*, 6th Experimental chaos conference, Potsdam, Germany, AIP Conference Proceedings 622, 278.
- [5] G. Nicolis, *Introduction to Non Linear Science* (Cambridge University Press, Cambridge, MA, 1995).

## Criticalidad de la propagación de una llama sobre combustibles líquidos

E. Degroote et P.L. Garcia-Ybarra

*Universidad Politécnica de Madrid*

*C/ Pico de los Artilleros, 71; piso 1-C, 28030 Madrid*

*edegroote@ccupm.upm.es*

La vitesse de propagation  $v_f$  d'une flamme sur un combustible liquide présente quatre températures critiques ( $T_{as}, T_{fd}, T_c, T_h$ ) de la température superficielle initiale du liquide  $T_\infty$ , qui marquent la limite de cinq régimes de propagation différents [1, 2, 3]. Ainsi, pour des températures superficielles  $T_\infty \geq T_{as}$ , la flamme se propage à vitesse constante  $v_f \approx 100 \text{ cm/s}$ ; pour des températures  $T_{as} \leq T_\infty \leq T_{fd}$  la vitesse de propagation est uniforme; le diagramme  $T_\infty - v_f$  a dans ce cas une pente  $dv_f/dT_\infty \approx 10 \text{ cm/sK}$ ; pour des valeurs  $T_c \leq T_\infty \leq T_{fd}$ , la pente est, par contre,  $dv_f/dT_\infty \approx 1 \text{ cm/sK}$ . Une bifurcation se présente pour  $T_\infty = T_c$ . Ainsi, pour  $T_h \leq T_\infty \leq T_c$ ,  $v_f$  oscille. Enfin, pour  $T_\infty < T_h$  la flamme se propage à nouveau à vitesse constante  $v_f \approx 1 \text{ cm/s}$ .

Nous avons cherché à trouver, pour tous les combustibles utilisés dans nos expériences, les phénomènes physiques qui produisent les différents régimes de propagation. Nous avons trouvé que, lors de la propagation de la flamme sur le combustible liquide, un courant convectif (produit par thermocapillarité) se produit devant la flamme; sa dimension horizontale  $L$  a été mesurée expérimentalement, et sa vitesse de projection caractéristique  $u_s$  (près de la flamme) a été calculée [4, 5].

La comparaison des vitesses ( $v_f, u_s$ ) doit nous indiquer la valeur précise de  $T_\infty$  à partir de laquelle le courant convectif devance la flamme: ( $u_s > v_f$ ). A ce moment là, le liquide se trouve réchauffé, ce qui a pour effet d'augmenter la concentration du combustible en phase gazeuse et donc d'accélérer la flamme. Nos résultats expérimentaux suggèrent que la température autour de laquelle se produit cette transition doit être  $T_{fd}$ . Pour vérifier notre hypothèse, nous avons calculé le paramètre adimensionnel  $S = \frac{u_s}{v_f}$  pour cette température critique. Nos résultats nous fournissent, pour  $T_\infty = T_{fd}$ , une valeur pratiquement constante  $S \approx 1,1$ , pratiquement identique pour tous les combustibles utilisés dans les différentes géométries expérimentales.

## Références

- [1] K. Akita, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1973.
- [2] E. Degroote, P.L. Garcia-Ybarra, *Eur. Phys. J. B. (Non Linear Section)*, 381-386 (2000).
- [3] E. Degroote, P.L. Garcia-Ybarra, *Experimental Chaos*, 6th Experimental chaos conference, Potsdam, Germany, AIP Conference Proceedings 622, 278.
- [4] E. Degroote, P.L. Garcia-Ybarra, *Proceedings of the 27th International Symposium on Combustion 1998 (WIP)*, , The Combustion Institute, p 492.
- [5] F. J. Higuera, J.C. Antoranz, V. Sankovitch, J.L. Castillo, E. Degroote, P.L. Garcia-Ybarra, *The Vortical Structure of Flame Spreading over Liquid Fuels*, *Lecture Notes in Physics: Coherent Structures in Complex Systems*, Springer, 2000, p 190.

## Application de l'acoustique non linéaire dans le contrôle non destructif: mesure du paramètre non linéaire de la silice par une méthode de modulation de phase

Serge Dos Santos, Michel Vila, Francois Vander-Meulen, Lionel Haumesser, Olivier Bou Matar

*Laboratoire UltraSons Signaux et Instrumentation de L'Université François Rabelais  
FRE 2448 CNRS, EIVL Rue de la Chocolaterie, BP3410, 41034 BLOIS CEDEX, FRANCE  
dossantos@univ-tours.fr*

Dans le secteur aéronautique par exemple, le contrôle non destructif (CND) des pièces exige des méthodes de plus en plus fiables et précises sur des matériaux de plus en plus complexes (composites) dans lesquels se produisent des phénomènes physiques micro voir nanoscopiques (adhésion, délamination, micro-craks, etc.). C'est dans ce contexte technologique que se trouvent les limites du CND utilisant les méthodes dites linéaires de la spectroscopie acoustique (au demeurant de bonne qualité et pratique à mettre en oeuvre).

Aussi, afin d'effectuer une détection précoce de la fatigue dans les matériaux, des résultats théoriques et expérimentaux ont montré que le paramètre de nonlinéarité  $\beta$  du matériau permettait une observation et une détection plus précoce de la dégradation de ce matériau. Ce paramètre  $\beta$  est relatif au comportement non linéaire du matériau (ou du fluide) vis-à-vis de la propagation d'une onde acoustique ultrasonore. Ainsi les conséquences de la nonlinéarité de la propagation des ondes (génération d'harmoniques, modulation, interaction paramétrique) seront d'autant plus mesurables que la valeur du  $\beta$  est grande. La caractérisation d'un matériau par son paramètre  $\beta$  semble donc d'un intérêt primordial dans un contexte de CND. Cependant, compte tenu de la faible nonlinéarité des matériaux et de la difficulté de la mesure, il est nécessaire de mettre en place des expériences permettant non seulement une mesure absolue et autocalibrée du  $\beta$ , mais aussi présentant des applications potentielles.

Nous nous proposons de présenter une expérience de mesure ultrasonore en contact, autocalibrée par réciprocité, du paramètre non linéaire de la silice[1]. Cette méthode expérimentale consiste à utiliser le phénomène de modulation de phase d'une onde HF ultrasonore sonde à 20 MHz par une onde ultrasonore BF pompe à 2.5 MHz; toutes deux se propageant colinéairement dans la silice. La modulation de phase de la HF proportionnelle au paramètre  $\beta$  et à l'amplitude de la BF nécessite une calibration de la BF que nous avons réalisée à l'aide du principe de réciprocité. La valeur négative du paramètre  $\beta$  de la silice a donc pu être extraite en conformité avec des résultats précédemment publiés. Cette expérience pourrait être utilisée in situ sur des pièces à contrôler. Une bonne caractérisation du paramètre  $\beta$  ouvre la perspective d'un suivi de "taux de nonlinéarité dans un matériau" souvent lié à son vieillissement et à sa dégradation.

## Références

- [1] O. Bou Matar, S. Dos Santos, M. Vila, F. Vander Meulen, *Acoustic Nonlinear Parameter in Solids with a Contact Phase Modulation Method and Reciprocity Calibration Measurements*, à paraître dans les proceedings de la conférence IEEE Ultrasonic Symposium, Oct 2002.

## Spatio-temporal Dynamics and Control of Alternans in Cardiac Tissue

Blas Echebarria<sup>†</sup> and Alain Karma<sup>‡</sup>

<sup>†</sup>*Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France.*

<sup>‡</sup>*Department of Physics and Center for Interdisciplinary Research on Complex Systems, Northeastern University, Boston, MA 02115.*

`blas@lps.ens.fr`

An alternans rhythm consists on the beat to beat oscillation in the duration of cardiac electrical excitation, that typically occurs as a result of a period doubling instability at sufficiently fast pacing rates. Several theoretical and experimental studies to date support the hypothesis that alternans is closely linked to the onset of the turbulent electrical activity known as ventricular fibrillation [1, 2], which usually leads to sudden cardiac death. This link is thought to be due to its destabilizing effect on spiral or scroll waves that are formed on cardiac muscle [3]. Recent experiments in paced patches [4] and linear strands [5] of tissue have shown that alternans can adopt a spatial structure, with different regions of the tissue oscillating out of phase. Furthermore, the fronts separating these regions can be either stationary, or travel. We show that the spatio-temporal dynamics of cardiac alternans is well described by a Ginzburg-Landau type equation [6], whose coefficients we calculate explicitly for a simplified ionic model, and otherwise measure numerically for more realistic models. From a linear stability analysis of the nonoscillating state we find that the distance between nodes results from a combination of several length scales, related to the strength of intracellular electrical coupling and dispersion of the waves of cardiac excitation. These results agree well with those obtained from numerical simulations of detailed ionic models, and reproduce the experimentally observed dynamics. Furthermore, we have used our simplified model to study control of spatially extended alternans from a single site. This analysis reveals that control failure above a critical cable length is caused by the formation of standing wave patterns of alternans that are eigenfunctions of a forced Helmholtz equation [7]. Recent experiments of control in linear strands of tissue confirm our theoretical results.

## Références

- [1] D. S. Rosenbaum *et al.*, N. Engl. J. Med. **330**, 235 (1994).
- [2] M.L. Riccio *et al.*, Circulation Research **84**, 955 (1999); A. Garfinkel *et al.*, PNAS **97**, 6061 (2000).
- [3] A. Karma, Chaos **4**, 461 (1994); J.N. Weiss *et al.*, Circulation **99**, 2919 (1999).
- [4] J. M. Pastore *et al.*, Circulation **99**, 1385 (1999).
- [5] J. J. Fox *et al.*, Circulation Research **90**, 289 (2002).
- [6] B. Echebarria and A. Karma, Phys. Rev. Lett. **88**, 208101 (2002).
- [7] B. Echebarria and A. Karma, Chaos **12**, 923 (2002).

## Excitation des solitons et des états liés de solitons dans un canal d'eau peu profonde.

A.B. Ezersky, J. Brossard, F. Marin, I. Mutabazi

Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences,  
Université du Havre, 25 rue Philippe Lebon, BP 540, 76058 Le Havre Cedex  
alexander.ezersky@univ-lehavre.fr

L'étude de la formation et la dynamique de solitons à la surface d'un liquide se fait en général dans des systèmes infinis dans la direction horizontale, dans lesquels il n'y a pas de d'interaction d'ondes contra-propagatives. Lorsqu'on excite une cuve de longueur finie avec une eau peu profonde avec une force harmonique, on peut obtenir des ondes fortement non linéaires qui ressemblent à une séquence de solitons [1]. Dans ce cas, l'interaction des ondes contra-propagatives ne peut être négligée et la présence de la cavité peut conduire à des fortes distorsions de la forme de l'onde. C'est ce problème dont nous présentons des résultats d'étude expérimentale et théorique.

L'expérience est menée dans un canal à houle de 10m de longueur dans lequel des ondes longues sont excitées par un batteur harmonique. La fréquence de la force extérieure a été choisie très proche de la fréquence du mode ayant une longueur d'onde égale à la longueur du canal. Nous avons observé que, lorsque l'amplitude de la force extérieure augmente, une séquence d'impulsions se propageant d'une extrémité du canal à l'autre étaient excitées sur le fond d'onde stationnaire. En fonction de la fréquence et de l'amplitude de la force extérieure, une, deux ou trois impulsions ont été générées sur une période de l'onde de surface. Nous avons représenté les diagrammes spatio-temporels de ces impulsions et les avons identifiés à des solitons se propageant de façon synchrone avec l'onde harmonique. Nous avons observé le doublement de période : pour un intervalle défini des valeurs des paramètres de contrôle, la période des ondes non linéaires est égale à 2 fois celle de la force d'excitation. Nous avons également mis en évidence le phénomène de multistabilité : différents régimes peuvent être réalisés pour les mêmes paramètres de la force extérieure avec des conditions initiales différentes. Par exemple, nous avons réalisé une excitation de 2 ou 3 solitons sur une période et une génération alternée de 2 et 3 solitons.

Pour décrire de façon théorique la génération de telles ondes non linéaires en eau peu profonde, nous avons utilisé les équations modifiées de Boussinesq [2]. La résolution de ces équations a montré que l'augmentation de l'amplitude d'oscillation donnait lieu à la génération d'impulsions se propageant sur le fond de l'onde stationnaire le long du canal. Aussi bien les calculs et l'expérience ont montré que les ondes non linéaires avec 3 solitons sur une période étaient excitées pour des fréquences inférieures à la fréquence de résonance du mode et celles avec un soliton apparaissaient pour des fréquences supérieures à la fréquence de résonance. Les régimes de doublement de période et de multistabilité ont été également mis en évidence.

L'approche analytique d'étude de l'interaction soliton-onde harmonique développée en [3] a été utilisée pour expliquer certains aspects de la génération d'onde non linéaire. En particulier, elle nous a permis de calculer le déphasage entre le soliton et l'onde harmonique qui est très proche de la valeur expérimentale.

## Références

- [1] W. Chester and J.A. Bones, *Proc. Roy. Soc.* **A306**, 22-30 (1968)
- [2] S. Leibovich and A.R. Seeabass (ed.), *Nonlinear Waves*, Cornell University Press, (1974).
- [3] K.A. Gorshkov, L.A. Ostrovsky and V.V. Papko, *Izv. Vuzov, Radiofizika*, Vol. **XVI** (8), 1196-1204 (1973).

**Observation d'ondes solitaires *dépressions* à la surface d'une fine couche de fluide**E. Falcon<sup>1</sup>, C. Laroche<sup>1</sup> et S. Fauve<sup>2</sup><sup>1</sup>*Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon,  
UMR 5672, 46, allée d'Italie, 69 007 Lyon, France*<sup>2</sup>*Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure,  
UMR 8550, 24, rue Lhomond, 75 005 Paris, France*

Eric.Falcon@ens-lyon.fr

<http://www.ens-lyon.fr/~efalcon>

Depuis la première observation d'une onde solitaire à la surface de l'eau par John Scott Russell [1], et son interprétation en utilisant l'équation de Korteweg-de Vries (KdV) [2], les ondes solitaires élévations en "eau peu profonde" ont été étudié de façon extensive [3, 4]. Pourtant, Korteweg et de Vries ont souligné dès leur papier pionnier que les ondes solitaires peuvent impliquer une perturbation localisée soit positive (*élévation*), soit négative (*dépression*) selon le signe de la dispersion. En effet, lorsque la tension de surface n'est plus négligeable, les effets capillaires ont une très forte influence sur les ondes solitaires KdV qui sont prédites devenir des ondes dépressions plutôt qu'élévations. Cependant, seules des ondes solitaires élévations ont été observées jusqu'à présent.

Nous avons observé [5] pour la première fois la propagation d'ondes de surface solitaires de type dépression à la surface d'une couche de mercure lorsque sa profondeur est suffisamment petite devant la longueur capillaire. Nous trouvons que la forme des ondes solitaires et leur vitesse dépendant de leur amplitude, sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Nous soulignons qu'aucun paramètre ajustable n'a été utilisé lors de cette comparaison. Bien que les ondes solitaires soient amorties par dissipation visqueuse, nous avons montré qu'elles gardaient, sur une longueur de propagation grande devant leur taille typique, une forme auto-similaire donnée par la famille continue de solution de l'équation KdV.

**Références**

- [1] J. S. Russell, *Report on Waves* in Proc. R. Soc. Edinburgh **11**, 319 (1844).
- [2] D. J. Korteweg and G. De Vries, London, Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci. **39**, 422 (1895).
- [3] J. L. Hammack and H. Segur, J. Fluid Mech. **65**, 289 (1974).
- [4] A. Bettini, T. A. Minelli and D. Pascoli, Am. J. Phys. **51**, 977 (1983).
- [5] E. Falcon, C. Laroche and S. Fauve, Phys. Rev. Lett. **89**, 204501 (2002); also in Phys. Rev. Focus, 29 Oct. 2002, <http://focus.aps.org/story/v10/st20>

## Oscillations chaotiques de la phase optique pour la sécurisation des télécommunications optiques haut-débit

É. Genin, L. Larger et J.P. Goedgebuer

Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR 6603

Université de Franche-Comté,

16, route de Gray, 25030 Besançon

eric.genin@univ-fcomte.fr

Les systèmes de communications actuels, du fait de la croissance exponentielle des communications par fibre optique, nécessitent une protection accrue des informations transmises. Les systèmes conventionnels de cryptage de l'information sont basés sur des algorithmes informatiques coûteux en temps de traitement des données.

Une alternative à ces méthodes de cryptage est apparue au début des années 90 lorsque Pecora et Carroll [1] ont montré une possible synchronisation de deux générateurs de signaux chaotiques. Ce succès a permis d'entrevoir l'existence d'une nouvelle méthode de cryptage en temps réel, le cryptage par chaos. À la fin des années 90, les premiers systèmes de cryptage par chaos optiques sont apparus [2, 3]. Néanmoins ces systèmes basés sur des dynamiques non-linéaires à retard sont actuellement limités en bande passante et ne peuvent donc pas être utilisés dans les lignes de transmission par fibre optique standard à 2,5 Gbit/s.

Le générateur que nous proposons ici permet de masquer des signaux de plusieurs Gbit/s voir la dizaine de Gbit/s. Ce système est toujours basé sur une dynamique non-linéaire à retard et utilise un modulateur de phase conjugué à une cavité en anneau fibrée pour réaliser la non-linéarité et le retard temporel  $T$ . La dynamique est limitée par un filtre passe-bande constitué d'une chaîne d'amplification large bande Radio-Fréquence (RF). Le signal ainsi généré occupe un spectre qui s'étale sur plusieurs GHz.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus sont présentés ainsi que les simulations numériques correspondantes.

Une étude numérique de la complexité du système est aussi exposée. Pour cela, un calcul des exposants et de la dimension de Lyapunov est effectué à partir de la méthode donnée par Farmer [4]. Cette dimension et l'entropie de Kolmogorov-Sinai sont ensuite étudiées en fonction des paramètres caractéristiques du système comme le gain opto-électronique ou le retard temporel par exemple.

## Références

- [1] L.M. Pecora, T.L. Carroll, *Synchronization in chaotic systems*, Phys. Rev. Lett., **64**, 821 (1990).
- [2] J.P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, *Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode*, Phys. Rev. Lett., **80**, 2249 (1998).
- [3] G. D. VanWiggeren, R. Roy, *Optical communication with chaotic waveforms*, Phys. Rev. Lett., **81**, 3547 (1998).
- [4] J. D. Farmer, *Chaotic attractors of infinite dimensional dynamical system*, Physica 4D, 366-393(1982).

## Une loi de von Kármán en turbulence MHD Hélicitaire

T. Gomez\*, H. Politano\*\* et A. Pouquet \*\*\*

\* *Laboratoire de Modélisation en Mécanique*  
8 rue du capitaine Scott, 75015 Paris

\*\* *Observatoire de la Côte d'Azur, BP4239, 06304 Nice*

\*\*\* *NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, Colorado 80307-3000.*  
gomez@lmm.jussieu.fr

Nous considérons une turbulence Magnétohydrodynamique (MHD) homogène isotrope avec une hélicité moyenne non nulle, induisant une brisure de la symétrie miroir de l'écoulement [1]-[4]. Nous obtenons une relation exacte, correspondant à la loi de von Kármán pour les écoulements turbulents de fluide neutre [5, 6].

Cette relation a pour origine l'invariance de l'hélicité magnétique en turbulence MHD tridimensionnelle. Elle lie de façon non triviale la dissipation de l'hélicité magnétique à des moments d'ordre trois des composantes de la vitesse, du champ magnétique et de son potentiel.

L'intérêt de cette nouvelle relation est de nous donner des informations sur les phénomènes non linéaires opérant dans de tels écoulements, en particulier, elle induit une corrélation entre les composantes transverses du potentiel magnétique et de la force électromotrice variant linéairement en espace.

## Références

- [1] G. Batchelor, *The Theory of Homogeneous Turbulence*, Cambridge University Press (1953).
- [2] S. Chandrasekhar, *The theory of axisymmetric turbulence*, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A **242**, 557 (1950).
- [3] T. Gomez, H. Politano and A. Pouquet, *An exact relationship for third-order structure functions in helical flows*, Phys. Rev. E **61**, 5321 (2000).
- [4] S. Oughton, K. H. Rädler and W. H. Matthaeus, *General second-rank correlation tensors for homogeneous magnetohydrodynamic turbulence*, Phys. Rev. E **56**, 2875 (1997).
- [5] T. von Kármán and L. Howarth, Proc. Roy. Soc. London A **164**, 192 (1938).
- [6] H. Politano and A. Pouquet, *A von Kármán-Howarth equation for magnetohydrodynamic fluids and its consequences on third-order longitudinal structure and correlation functions*, Phys. Rev. E Rapid Comm. **57**, R21 (1998).

## Instabilités mécaniques induites par séchage de gouttes de solutions de polymères

Y. Gorand, L.Pauchard, G. Calligari, J.P. Hulin, C. Allain

*FAST, Bât. 502, Campus Universitaire d'Orsay,*

*91405 Orsay Cedex, France*

`gorand@fast.u-psud.fr`

De nombreux processus microscopiques interviennent lors du séchage de fluides complexes : diffusion du solvant, transition vitreuse, contraintes générées par l'évaporation du solvant. Nous nous sommes intéressés aux instabilités mécaniques apparaissant lors du séchage de solutions concentrées en polymères (Dextran : polysaccharide hydrosoluble) présentant une transition vitreuse lors de la perte de solvant à température ambiante. La géométrie d'étude est une goutte déposée sur un substrat plan. Au cours de l'évaporation du solvant une peau vitreuse se forme alors à la surface de la goutte. On peut observer ainsi la déformation mécanique d'une coque dont le volume diminue.

Trois différents comportements peuvent être observés en fonction de l'angle de contact initial,  $\theta_0$ , de la goutte sur le substrat. Pour de faibles valeurs de l'angle de contact ( $\theta_0 < 30^\circ$ ) la goutte s'aplatie progressivement et la hauteur de la partie centrale, i.e. l'apex, décroît régulièrement jusqu'à la formation d'une "crêpe" de matière sèche à l'état final. Pour des angles plus importants ( $30^\circ < \theta_0 < 60^\circ$ ) l'apex décroît dans un premier temps puis augmente rapidement jusqu'à atteindre une valeur qui peut dépasser la hauteur initiale de la goutte. Dans ce cas, l'état final de la goutte s'apparente à un "chapeau mexicain" [1]. Si l'angle de contact est encore plus important ( $60^\circ < \theta_0$ ) un changement de courbure de la coque est énergétiquement plus favorable.

## Références

- [1] L. Pauchard, C. Allain, *Buckling Instability induced by polymer solution drying*, subm. to E.P.J. (2003).

## Verrouillage en phase de paires de solitons optiques dans un laser à fibre

Ph. Grelu, F. Belhache et J.M. Soto-Crespo(\*)

*Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, UMR 5027,  
9, Avenue A. Savary, 21078 Dijon Cedex.*

*(\*) Instituto de Optica, C.S.I.C., Serrano 121, 28006 Madrid.*

Philippe.Grelu@u-bourgogne.fr

Lasers à fibre modes bloqués et lignes de transmission par fibre optique sont des exemples de systèmes dynamiques dissipatifs, qui acceptent des solutions sous la forme d'impulsions stables ou de trains d'impulsions [1, 2]. Nous avons montré récemment la possibilité d'obtenir expérimentalement des états liés comportant deux impulsions verrouillées en phase, que l'on peut appeler paire de solitons dissipatifs, dans un laser à fibre dopée erbium à blocage de modes passif [3, 4]. Sur la base de l'analyse de stabilité de l'équation de Ginzburg-Landau quintique complexe, des paires de solitons ayant une différence de phase de  $\pm 90$  degrés avaient été prédites [1], et ce sont ces solutions stables que nous avons obtenu expérimentalement.

Nous présentons un modèle numérique du laser à fibre qui permet de simuler la formation de ces paires de solitons déphasés de  $\pm 90$  degrés. Nous montrerons en particulier que les deux solitons ne se verrouillent en phase que pour certaines séparations, ces dernières formant un ensemble discret.

## Références

- [1] N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J.M. Soto-Crespo, *Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers*, J. Opt. Soc. Am. B15, 515 (1998).
- [2] N. Akhmediev, F. Zen and P. Chu, *Pulse-pulse interaction in dispersion-managed fiber systems with nonlinear amplifiers*, Opt. Commun. 201, 217 (2002).
- [3] F. Belhache, F. Gutty, Ph. Grelu et J.M. Soto-Crespo, *Impulsions subpicosecondes verrouillées en phase dans un laser à fibre dopée blocage de modes passif*, Compte-rendus de la 5ème Rencontre du Non-Linéaire pp. 19-24 (2002).
- [4] Ph. Grelu, F. Belhache, F. Gutty and J.M. Soto-Crespo, *Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser*, Opt. Lett. 27, 966 (2002).

## Route vers la synchronisation chaotique dans des systèmes d'applications couplées

Pierre Guiraud et Bastien Fernandez

*Centre de Physique Théorique*

*CNRS Luminy, Case 907*

*13288 Marseille CEDEX 09*

guiraud@cpt.univ-mrs.fr bastien@cpt.univ-mrs.fr

Dans l'étude des réseaux d'applications couplées, on s'intéresse à la description rigoureuse des changements de la dynamique avec l'intensité du couplage.

Pour certaines applications locales dilatantes, nous décrivons la dynamique depuis le régime de faible couplage où cette dernière ressemble à celle du système découplé (existence d'une mesure invariante absolument continue avec décroissance des corrélations [2, 5], conjugaison topologique au système découplé [1]) jusqu'au régime de fort couplage où la synchronisation apparaît (la diagonale attire un ensemble de mesure de Lebesgue positive [6]). Utilisant le langage de la dynamique symbolique, nous montrons que l'ensemble des suites symboliques obtenues par codage est encadré par deux sous-shifts qui décroissent avec le couplage [3]. (En quelque sorte, il y a de moins en moins de suites admissibles quand le couplage augmente.) En particulier, il résulte que l'entropie topologique du système original est encadrée par deux fonctions du couplage décroissantes et constantes par morceaux.

De ce point de vue topologique, les changements de la dynamique entre faibles et forts couplages se font progressivement, alors qu'ils se manifestent par des transitions de phases dans une description statistique [4].

## Références

- [1] V. Afraimovich and B. Fernandez, *Topological properties of linearity coupled expanding map lattices*, *Nonlinearity* **13** (2000) 973-993.
- [2] J. Bricmont and A. Kupiainen, *Infinite-dimensional SRB-measures*, *Physica D* **103** (1997) 18-33.
- [3] B. Fernandez and P. Guiraud, *Route to chaotic synchronisation in coupled map lattices: rigorous results*, arXiv:nlin.CD/0210019.
- [4] G. Gielis and R. S. Mackay, *Coupled map lattices with phase transition*, *Nonlinearity* **13** (2000) 867-888.
- [5] M. Jiang and Y. Pesin, *Equilibrium measures for coupled Map Lattices: Existence, Uniqueness and Finite-Dimensional Approximations*, *Commun. Math. Phys.* **193** (1998) 675-711.
- [6] G. Keller, M. Künzle and T. Nowicki, *Some phase transition in coupled map lattices*, *Physica D* **59** (1992) 39-51.

## Déformations dynamiques spontanées dans des cylindres de gel : un exemple de processus chimiomécanique.

F. Gauffre, V. Labrot, P. De Kepper, J. Boissonade

*Centre de Recherches Paul Pascal*

*Av. Schweitzer, 33600 pessac*

`labrot@crpp.u-bordeaux.fr`

Nous décrivons des phénomènes de variations spontanées de volume et de forme résultant du couplage entre des processus chimiques et mécaniques (variation locale de volume). Expérimentalement, ce couplage est réalisé en immergeant un cylindre de gel stimuable dans un mélange réactionnel maintenu hors d'équilibre. La réaction utilisée (chlorite-tetrathionate) est une réaction non-linéaire, présentant une auto-catalyse acide et donnant lieu en système ouvert à des variations de pH de grande amplitude. Le gel stimuable est constitué d'un réseau de polymères gonflé de solvant et répond par des variations de volume et de transparence aux changements de pH. Nous observons des comportements dynamiques complexes : oscillations de volume et propagation d'ondes de déformation.

Nous proposons une interprétation selon laquelle les dynamiques observées résultent d'instabilités de réaction-diffusion qui ont été étudiées par ailleurs[1]. La réponse mécanique du gel est asservie aux modifications locales de la concentration en acide.

Il est également possible de générer des comportements dynamiques du volume et des concentrations (excitabilité, oscillations) lorsque les changements de taille du système opèrent une rétroaction sur l'état chimique d'un système bistable.

## Références

- [1] M. Fuentes, M. N. Kuperman, J. Boissonade, E. Dulos, F. Gauffre, and P. De Kepper, *Dynamical effects induced by long range activation in a nonequilibrium reaction-diffusion system*, PRE, **66**,056205(2002)

## Compétition d'ondes spirales à dispersion anormale dans le système de Couette-Taylor

N. Latrache, A. Ezersky, I. Mutabazi

*Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences*  
*Université du Havre, 25 rue Philippe Lebon, BP 540, 76058 Le Havre Cedex*  
noureddine.latrache@univ-lehavre.fr

Le système de Couette-Taylor est constitué d'un écoulement confiné entre deux cylindres en rotation différentielle. Il est le siège de plusieurs régimes d'écoulement dont certains possèdent des propriétés spatio-temporelles surprenantes [1]. Les paramètres de contrôle sont les nombres de Reynolds  $Ro$  et  $Ri$  définis par rapport aux cylindres extérieur et intérieur. L'expérience rapportée se fait à une vitesse de rotation constante du cylindre extérieur correspondant à  $Ro = -622$ . Lorsque les deux cylindres sont en contra-rotation, l'écoulement de base de Couette bifurque, pour  $Ri_c = 336$ , vers des ondes spirales qui se propagent dans deux sens opposés le long et autour de l'axe des cylindres avec une source quasi-stationnaire.

Pour étudier les propriétés spatiotemporelles de ces spirales, nous utilisons la technique de démodulation complexe qui consiste à séparer l'amplitude et la phase du motif et permet ainsi d'étudier la variation des grandeurs telles que la fréquence, le nombre d'onde et de construire la relation de dispersion.

Pour  $Ri > 341$ , nous avons mesuré la vitesse de groupe à partir de la courbe de dispersion, en fonction de l'amplitude afin d'obtenir la vitesse de groupe linéaire (faible amplitude) et la vitesse de groupe non linéaire (forte amplitude). Nous avons obtenu que la vitesse de groupe linéaire et la vitesse de phase ont des signes opposés alors que la vitesse de groupe non linéaire et la vitesse de phase ont le même signe. Ainsi, pour de faibles amplitudes, le motif présente une dispersion anormale et, pour de fortes amplitudes, il présente une dispersion normale.

La théorie de Ginzburg-Landau avec deux équations complexes couplées permet d'expliquer l'existence de sources stables dans le cas d'une dispersion anormale, alors que les sources sont instables dans le cas de la dispersion normale [2].

## Références

- [1] C.D. Andereck, S.S. Liu and H. L. Swinney, *J. Fluid Mech.* **164**, 155-183 (1986)
- [2] M. van Hecke, C. Storm and W. van Sarloos, *Physica D* **134**, 1-47 (1999)

## Solutions analytiques instationnaires bidimensionnelles en MHD idéale

A. Laurian

*CEA/DAM Ile-de-France*

*Département de Physique Théorique et Appliquée*

*91680 Bruyères-le-Châtel*

`aude.laurian@cea.fr`

Lorsqu'une supernova explose, elle éjecte de la matière dans le milieu interstellaire (MIS) à grande vitesse (environ 10000 km/s). L'évolution des restes de supernovae est influencée par les champs magnétiques, qu'ils soient ambiants ou auto-générés. Dans les premiers temps de l'explosion, les ejecta s'étendent dans le MIS sans interagir avec celui-ci. L'expansion est alors à symétrie sphérique. Puis, les ejecta sont ralentis par le milieu ambiant et des instabilités du type Rayleigh-Taylor ou Rychtmeyer-Meshkov peuvent se développer. Dans cet exposé, nous nous concentrons sur la phase d'expansion libre des restes de supernovae. L'instabilité de Rayleigh-Taylor en milieu magnétique fait l'objet de ma thèse.

Dans une première approximation, l'expansion des restes est décrite par les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale. Une méthode de redimensionnement est utilisée pour calculer des solutions analytiques auto-semblables du système étudié. Cette méthode repose sur l'obtention des invariants du groupe des transformations homothétiques. Ils permettent de réduire le nombre d'équations décrivant la dynamique du plasma (et leur ordre). Les solutions obtenues sont instationnaires et à trois dimensions d'espace. Elles décrivent de nombreuses situations physiques.

Parallèlement, un code numérique est développé par F. Duboc [1]. Il permet de simuler l'évolution d'un plasma dans un milieu magnétisé, lorsque deux températures le caractérisent. Il traite la MHD idéale mais aussi la MHD résistive.

La comparaison des solutions analytiques et numériques permet de valider le code numérique et montre que les solutions analytiques sont un outil précieux pour les numériciens.

## Références

- [1] F.Duboc, *Extension de schémas de Godunov à la MHD orthogonale résistive bi-température et termes de champs magnétiques auto-générés*, Rapport de stage CEA (2002).

## Signatures de chaos déterministe dans un oscillateur paramétrique optique

Axelle Amon et Marc Lefranc

*Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes, Molécules*

Marc.Lefranc@univ-lille1.fr

Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) sont des sources accordables de rayonnement cohérent ayant de nombreuses applications liées à leurs propriétés quantiques. Ils sont basés sur l'interaction de trois champs optiques dans une cavité comportant un cristal non linéaire : un champ de pompe et deux champs infrarouges engendrés par effet paramétrique dans le cristal.

Comme tout système non linéaire, les OPO sont susceptibles de présenter des instabilités et du chaos déterministe. Or, bien que l'existence de régimes chaotiques dans les OPO triplement résonants ait été prédite il y a plus de quinze ans [1], aucune observation expérimentale n'est venue jusqu'à ce jour la confirmer. Cette situation contraste fortement avec la grande majorité des systèmes non linéaires, dans lesquels des régimes chaotiques ont été activement recherchés, et généralement trouvés.

Ceci s'explique probablement par le fait qu'instabilités et chaos apparaissent dans des situations où les non linéarités optiques sont importantes, c'est-à-dire à forte puissance. Or, les densités d'énergie élevées induisent alors d'autres effets dans le cristal, en particulier des effets thermiques qui peuvent mener à des instabilités de type Van der Pol [2]. Ces effets ont d'autant plus d'influence que la condition de triple résonance rend le système particulièrement sensible aux moindres perturbations. Dans ces conditions, la longueur de cavité n'est plus un paramètre mais se comporte comme une variable lente couplée aux variables optiques. L'observation de chaos devient alors très difficile puisque le système purement optique ne peut plus être considéré comme stationnaire. Or la plupart des méthodes de caractérisation du chaos (calculs de dimension fractale ou d'exposants de Lyapunov, par exemple) nécessitent de longues séries temporelles et un système stationnaire.

Malgré cela, nous avons pu observer récemment, à l'aide de portraits de phase et d'applications de premier retour, une signature particulièrement claire de chaos déterministe dans un OPO. Ce qui rend cette signature remarquable est qu'elle est obtenue à partir d'une bouffée de comportement irrégulier dont la durée totale est inférieure à  $100 \mu\text{s}$ , soit environ 250 cycles de la période d'oscillation de base, isolée dans une série temporelle par ailleurs périodique. Le système est alors fortement non-stationnaire puisque durant cet intervalle de temps, il parcourt dans les deux sens un diagramme de bifurcation allant de la cascade de doublement de période jusqu'au delà de la fenêtre de période 3. Cette observation suggère donc que la non-stationnarité n'est pas toujours un obstacle à la caractérisation du chaos déterministe. En fait, un des ingrédients essentiels semble être l'utilisation de mesures aussi locales dans le temps que possible. De ce point de vue, l'analyse topologique des segments périodiques de la série temporelle [3] semble être une approche particulièrement prometteuse.

## Références

- [1] L. A. Lugiato, C. Oldano, C. Fabre, E. Giacobino, and R. J. Horowicz, Bistability, self-pulsing and chaos in optical parametric oscillators, *Il Nuovo Cimento* **10D**, 959 (1988).
- [2] P. Suret, D. Derozier, M. Lefranc, J. Zemouri, and S. Bielawski, Self-pulsing instabilities in an optical parametric oscillator: experimental observation and modeling of the mechanism, *Phys. Rev. A* **61**, 021805(R) (2000).
- [3] R. Gilmore and M. Lefranc, *The Topology of Chaos: Alice in Stretch and Squeezeland* (Wiley, New York, 2002).

## Modélisation de l'injection de puissance dans Von Karma

N. Leprovost, L. Marié, B. Dubrulle

*GIT-SPEC CEA Saclay. Orme des Merisiers. 91191 Gif-sur Yvette*  
nicolas.leprovost@cea.fr

S'appuyant sur des résultats expérimentaux [1], nous avons développé un modèle stochastique caractérisant l'injection de puissance dans le dispositif de Von-Karman (machine à laver) en régime turbulent. Deux modes d'injection de l'énergie ont été étudiés, l'un à vitesse de rotation des disques constante, l'autre à couple moteur appliqué constant. Cette étude a été réalisée dans le cas d'un bruit  $\delta$ -corrélé ou coloré grâce à l'approximation UCNA [2, 3]. Ce modèle nous permet de retrouver les distributions de puissance expérimentales ainsi que d'étudier la limite intéressante où l'inertie des disques tend vers 0.

## Références

- [1] J.H. Titon and O. Cadot *unpublished*.
- [2] P. Jung and P. Hänggi Dynamical systems: a unified colored-noise approximation *Physical review A* **35** 10, 4464–4466 (1987).
- [3] S.Z. Ke and D.J. Wu and L. Cao Phase transitions in a bistable system driven by two colored noises *Eur. Phys. J. B* **12**, 119–122 (1999).

## Un modèle chaotique pour l'activité solaire

C. Letellier, J. Maquet, L. A. Aguirre et R. Gilmore

*CORIA UMR 6614 - Université de Rouen, BP 12  
76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex*

*Universidade Federal de Minas Gerais, Av. Antônio Carlos 6627  
31.270-901 Belo Horizonte, MG., Brazil*

*Physics Department, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA  
Christophe.Letellier@coria.fr*

### Résumé

La modélisation de la dynamique sous-jacente à l'évolution de l'indice de Wolf utilisé pour le décompte des taches solaires est un problème relativement important dans la mesure où les fluctuations de cet indice reflètent l'activité relative du Soleil qui, en retour, influence plusieurs propriétés terrestres. Le point clé dans la modélisation de la dynamique des taches solaires, qui présente un cycle de onze années, réside dans la nécessité de tenir compte de l'inversion du champ magnétique solaire, ce qui implique un cycle de vingt-deux ans. Ceci peut être réalisé à l'aide de l'indice de Bracewell mais de nombreuses difficultés surviennent alors. Nous montrons qu'en fait l'indice de Bracewell n'est pas approprié et qu'une transformation introduisant la symétrie du portrait de phase avec un axe de symétrie correctement placé doit être utilisé. Cette transformation résulte des travaux récemment entrepris par deux d'entre nous sur les propriétés des systèmes équivariants et des relations existants entre systèmes *couvertures* possédant des propriétés de symétrie et systèmes *images* sans symétrie résiduelle. Le changement de coordonnées proposé présente l'avantage de "déplier" la structure du portrait de phase et d'éloigner les trajectoires de l'origine de l'espace des phases reconstruit, facilitant ainsi l'obtention de modèle (équations différentielles ou applications discrètes). L'obtention de modèle tri-dimensionnels plaide en faveur d'une dynamique à long-terme structurée sur un attracteur chaotique de basse dimension. La topologie de cet attracteur correspond à celle d'un système de Rössler auquel est ajoutée une torsion globale.

## Références

- [1] C. Letellier & R. Gilmore, *Covering dynamical systems : Two-fold covers*, Phys. Rev. E, **63**, 16206, 2001.

## Information et réseaux complexes dans la société

Luis López, Miguel A. F. Sanjuán

*Grupo de Dinámica No Lineal y Teoría del Caos*

*Universidad Rey Juan Carlos*

*Tulipán s/n, 28933 Móstoles (Madrid)*

`llopez@escet.urjc.es`

Dans les dernières années, le rôle joué par les réseaux d'interconnexions dans les systèmes complexes a été de plus en plus important et a permis de décrire et comprendre leur comportement.

Aujourd'hui, la recherche de cette discipline s'applique à de nombreux domaines comme l'Écologie [1], la Sociologie [2], la Neurologie [3], le WWW [4], etc.

Dans ce contexte, l'objectif de cette communication est de décrire un nouveau modèle pour le transfert d'information dans les réseaux complexes fournit par un environnement approprié à l'étude des interactions dans les réseaux sociaux [5, 6].

Après avoir introduit les concepts fondamentaux, le modèle mathématique et ses applications seront présentés.

## Références

- [1] R.V. Solé and J.M. Montoya, Complexity and Fragility in Ecological Networks. Proc. R. Soc. London 268 (2001).
- [2] D.J. Watts. Small Worlds. Princeton University Press, Princeton (1999).
- [3] T.B. Achacoso and W.S. Yamamoto. Neuroanatomy of C. Elegants for computaion. CRC Press, Boca Raton (1992).
- [4] A.-L. Barabási, R. Albert and H. Jeong. Scale-free characteristics of random networks: the topology of the world-wide web. Physica A 281 2115 (2000).
- [5] L. López and M. A. F. Sanjuán. Phys. Rev. E 64 036102 (2002).
- [6] L. López, J.F.F. Mendes and M. A. F. Sanjuán. Physica A 316 591 (2002).

## Généralisation des équations de Ku-Fukunaga de Moore-Spiegel et de Auvergne-Baglin

J.-M. Malasoma et M.-A. Boiron

*ENTPE Laboratoire Géomatériaux*

*Rue maurice Audin, 69518 Vaulx en Velin Cedex*

`malasoma@entpe.fr`

En 1966, Moore et Spiegel [1] ont modélisé la convection d'un fluide en rotation par une équation différentielle scalaire du troisième ordre présentant une seule non-linéarité polynômiale. Ils ont montré que dans toute une région de l'espace des paramètres, le comportement asymptotique observé numériquement était apériodique suivant la terminologie utilisée par Lorenz [2] trois ans plus tôt. En 1985, Auvergne et Baglin [3] ont modélisé les variations relatives du rayon de la zone d'ionisation d'une étoile variable à l'aide d'une équation du même type que celle de Moore et Spiegel et ils ont également observé des solutions chaotiques. En fait, dès 1958, Ku et Fukunaga [4, 5] avaient déjà, dans un contexte complètement différent, introduit une équation différentielle similaire afin d'étudier le contrôle d'un système non-linéaire. La seule différence essentielle entre leur équation et celle de Moore-Spiegel et de Auvergne-Baglin est le signe de la non-linéarité utilisée.

Dans cet article, nous introduisons une famille  $K_n$  d'équations généralisant les équations de Ku, de Moore-Spiegel et de Auvergne-Baglin. Dans la première partie, nous étudions la stabilité de l'unique point fixe de  $K_n$  en fonction de l'entier  $n$  et des 3 autres paramètres de cette équation. Nous montrons, entre autre, que ce point peut subir une bifurcation de Hopf et nous déterminons analytiquement, en fonction de la parité de l'entier  $n$ , la nature super-critique ou sub-critique de cette bifurcation [6]. Dans la seconde partie, nous établissons deux théorèmes énonçant des conditions nécessaires portant les signes des paramètres de  $K_n$  pour que des comportements chaotiques puissent apparaître. Nous montrons, ensuite que si ces conditions sont remplies, de tels comportements chaotiques sont effectivement observés numériquement.

## Références

- [1] D. W. Moore, E. A. Spiegel, *A thermally excited non-linear oscillator*, *Astrophys. J.* **143**, 871-887, (1966).
- [2] E. N. Lorenz, *Deterministic nonperiodic flow*, *J. Atmos. Science* **20**, 130-141, (1963).
- [3] M. Auvergne, A. Baglin, *A dynamical instability as a driving mechanism for stellar oscillations*, *Astron. Astrophys.* **142**, 388-392, (1985).
- [4] Y. H. Ku, K. Fukunaga, *A.I.E.E. Conference paper*, 58-1302 (1958).
- [5] Y. H. Ku, *Analysis and Control of nonlinear Systems*, Ronald Press (1958).
- [6] J.-M. Malasoma, M.-A. Boiron, *Hopf bifurcation in generalized Ku-Moore-Spiegel equation*, en préparation.

## Transport de moment cinétique dans l'écoulement de von Kármán

L. Marié et F. Daviaud

*SPEC, C.E.A. Saclay*

*91191 Gif-sur-Yvette Cedex*

*marie@drecam.saclay.cea.fr*

L'écoulement de von Kármán est l'écoulement produit dans une cuve cylindrique par la contre-rotation de deux disques coaxiaux situés aux extrémités. Cet écoulement a été l'objet de nombreuses études, théoriques [1], numériques [2] ainsi qu'expérimentales [3, 4, 5, 6], et permet de générer une turbulence développée dans un volume réduit. Utilisant la forme du théorème d'Euler qui exprime la conservation du moment cinétique (Th. d'Euler-Rateau), nous sommes parvenus à établir un lien quantitatif entre le couple fourni par les moteurs et les propriétés statistiques des fluctuations de l'écoulement. Nous présenterons cette relation, ainsi que les résultats de mesures par Anémométrie Laser Doppler qui nous ont permis de la vérifier expérimentalement [7]. Enfin, nous présenterons les résultats d'une analyse spectrale des fluctuations turbulentes qui montre que le transport de moment cinétique dans l'écoulement de von Kármán est principalement dû à des fluctuations lentes, correspondant à des échelles de temps plus longues que le temps de rotation des disques.

## Références

- [1] P.J. Zandbergen, D. Dijkstra, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **19**, 465 (1987).
- [2] C. Nore et al., *Submitted to J. Fluid Mech.*
- [3] P. Tabeling et al., *Phys. Rev. E* **53**, 1613 (1996).
- [4] R. Labbé, J.-F. Pinton, S. Fauve, *J. Phys. II, France* **6**, 1099 (1996).
- [5] O. Cadot, C. Titon, *submitted to Phys. Fluids.*
- [6] L. Marié, F. Daviaud, A. Chiffaudel, *Proc. Rencontres du Non-Linéaire* (2002).
- [7] L. Marié, F. Daviaud, *submitted to Phys. Rev. Lett.*

## Super réseaux de rouleaux et de carré

S. Métens\* et P. Borckmans<sup>+</sup>

\* *Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée,  
Université de Paris 7, Case Postale 7020, 2 Place Jussieu, 75231 Paris, France.*

*Laboratoire associé à la Fédération de Recherche FR2438 du CNRS*

<sup>+</sup> *Service de Chimie Physique and Center for Nonlinear Science and Complex Systems,  
Université Libre de Bruxelles, CP231, Bd du Triomphe, B1050 Bruxelles, Belgique*

`metens@ccr.jussieu.fr`

Nous étudions la formation de structures dans des systèmes présentant une compétition entre deux longueurs d'ondes instables. Nous proposons un mécanisme permettant d'expliquer l'apparition de structures de super réseaux de rouleaux et de carrés tels que celles observées dans les expériences de convection de Rayleigh-Bénard soumise à une oscillation paramétrique verticale [1].

## Références

- [1] J. L. Rogers, M. F. Schatz, O. Brausch, W. Pesch, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4281 (2000).

## L'instabilité centrifuge d'une colonne de plasma en champ magnétique. Comparaison avec une situation analogue en mécanique des fluides

I. Nanobashvili, P. Devynck, Th. Pierre, A. Escarguel, G. Leclert et D. Guyomarc'h

*Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée  
C.E.N. de Cadarache, 13110 St Paul lez Durance et  
Laboratoire PIIM, UMR6633 CNRS-Université de Provence  
13397 Marseille cedex 20  
nanob@pegase.cad.cea.fr*

Nous mettons en évidence des structures spirales autour d'une colonne de plasma en rotation rapide dans un champ magnétique et étudions l'analogie avec un système voisin en mécanique des fluides. La rotation d'une colonne de plasma est induite par la présence d'un champ électrique radial. Celui-ci crée une dérive électrique du plasma dont la vitesse est proportionnelle à l'intensité du champ électrique et inversement proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. L'instabilité centrifuge se traduit par la présence de modes azimutaux qui modulent très fortement la densité du plasma. Sur le bord de la colonne, ces modes se prolongent par des bras spiraux qui s'enroulent autour de la colonne. Le paramètre de contrôle est la vitesse angulaire de la colonne qui est déterminée par le potentiel de l'électrode de collection du plasma en bout de colonne. Nous avons montré que l'accroissement du paramètre de contrôle détermine une succession de transitions vers des modes d'ordre plus faible, partant d'un mode d'ordre 3 pour finir par un mode d'ordre 1. Au-delà, un régime de chaos spatio-temporel s'établit dans la colonne et autour de celle-ci. Cette situation physique est tout à fait analogue à celle décrite il y a quelques années en mécanique des fluides [1] dans le cas de cuves tournantes paraboliques portant un film d'eau de faible épaisseur. Au centre de la cuve est placé un disque en rotation rapide. L'instabilité centrifuge se développe dans la couche de cisaillement qui existe autour de ce disque. Avec l'accroissement du paramètre de contrôle (vitesse angulaire du disque central), des modes azimutaux d'ordre décroissant sont excités. Ils se prolongent par des bras spiraux qui sont des structures solitaires supersoniques stables. La non-linéarité est ici induite par le fait que le fluide est de faible épaisseur en surface libre.

La grande analogie entre les deux expériences est mise en évidence ici pour la première fois. Elle incite à penser qu'elle peut se prolonger par l'étude expérimentale de la correspondance entre les ondes de Rossby et les ondes dérive en physique des plasmas. Bien que cette analogie formelle soit admise depuis plusieurs années [1], aucune expérience cruciale n'a été réalisée jusqu'à présent. Le système physique que constitue la colonne de plasma en champ magnétique peut ainsi permettre de tester certaines hypothèses concernant à la fois la formation et la stabilité de certains systèmes dynamiques comme la Grande Tache Rouge de Jupiter ou la structure des galaxies spirales [3, 4]. Ces résultats en plasma de laboratoire sont prolongés par la mesure et le contrôle des vitesses de rotation des couches externes des plasmas de tokamaks. Nous analysons l'importance des effets centrifuges dans le problème du transport radial anormal de l'énergie dans ces machines. Des mesures effectuées sur le tokamak Castor seront présentées et analysées.

## Références

- [1] M. Nezlin, *Rossby vortices, spiral structures, solitons*, Springer, Berlin (1993).
- [2] W. Horton and A. Hasegawa *Quasi-two-dimensional dynamics of plasmas and fluids*, *Chaos* **4**, 227-251, (1994).
- [3] M. Nezlin *Rossby solitary vortices on giant planets and in the laboratory*, *Chaos* **4**, 187-201, (1994).
- [4] M. Nezlin *Self-organization of the large-scale planetary and plasma drift vortices*, *Chaos* **6**, 309-327, (1996).

## Contrôle du chaos spatio-temporel dans une boucle de rétro-action optique

L. Pastur, P.L. Ramazza, S. Boccaletti, F.T. Arecchi

*Istituto Nazionale di Ottica Applicata  
Largo E. Fermi 6, 50125 Firenze, Italie*

pastur@ino.it

Nous présentons un dispositif expérimental modèle pour la formation et l'étude d'états de chaos spatio-temporels. Il s'agit d'une boucle de rétro-action optique fermée sur un milieu non-linéaire de type Kerr (valve optique à cristaux liquides). Le contrôle de ces structures est réalisé par l'insertion dans la boucle optique d'un écran à cristaux liquides piloté par ordinateur.

Des simulations numériques réalisées à partir des équations qui régissent la dynamique dans ce système montrent que le contrôle du chaos spatio-temporel y est possible, de différentes manières. L'évolution au cours du temps de la perturbation appliquée au système nous renseigne sur la qualité du contrôle.

## Références

## Nonlinéarités Géantes de Cristaux Liquides Dopés par les Colorants

A. Petrossian (\*), S. Residori

*Institut du Non Linéaire de Nice*

*1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

*(\*)Département de Physique, Université d'Etat de Yerevan, Yerevan, Arménie*

*apetrosy@ens-lyon.fr*

Les cristaux liquides dopés par les colorants montrent une très grande réponse optique, même pour des faibles intensités de lumière incidente [1]. L'explication maintenant la plus largement acceptée de cette énorme nonlinéarité optique, repose sur la modification des conditions d'ancrage en combinaison avec le changement de conformation moléculaire des colorants [2, 3]. Beaucoup de questions restent tout de même ouvertes, comme le rôle spécifique du type particulier de colorant utilisé (*azo-dye*), en particulier l'influence de sa conformation moléculaire, ou le poids relatif des contributions de surface et de volume à l'ensemble du processus de réorientation. En fait, une fois que la réorientation commence à la surface en conséquence de l'affaiblissement des conditions d'ancrage induit par la lumière, le mouvement du directeur se propage dans le volume de la cellule où il se couple avec d'autres mécanismes résumés sous le nom d'interaction *guest-host* [4].

Afin d'obtenir des informations sur la trajectoire du directeur, nous avons étudié la réponse des cristaux liquides sous l'action de deux faisceaux lasers Ar<sup>+</sup> polarisés circulairement qui interfèrent sur le plan de la cellule. Nos cellules sont homéotropes et traitées avec un surfactant ionique, HTAB où HTAC. Le cristal liquide nématique est le 5CB (Merck) dopé par 0.3 % en poids de Rouge de Méthyle (Aldrich Chemicals). L'épaisseur typique du film nématique est de 10 microns. En utilisant un laser He-Ne polarisé linéairement (horizontal ou vertical) comme faisceau sonde, nous avons montré que les contributions de surface et de volume se combinent de telle sorte que le mouvement résultant du directeur suit une trajectoire tri-dimensionnelle qui sort du plan d'incidence de la lumière [5]. La réorientation commence par un mouvement rapide (de l'ordre de 1 seconde) du directeur dans le plan, dû à l'effet de surface. Ensuite, le directeur quitte le plan avec un mouvement beaucoup plus lent (plusieurs dizaines de secondes). Cela induit une augmentation de l'absorption de lumière, à cause des propriétés de dichroïsme des colorants, et le changement de conformation moléculaire des colorants induit à son tour une rotation ultérieure du directeur. Dans l'état stationnaire, le directeur est presque parallèle aux parois de la cellule, qui devient similaire à une cellule planaire.

Une fois développé, le réseau de diffraction montre des effets de mémoire. La diffraction ainsi que la self-diffraction persiste même quand un des deux faisceaux de pompe est éteint. Le réseau s'auto-entretient grâce au mécanisme d'injection de photons qui peut être maintenu même par illumination de la cellule en lumière blanche. Une fois l'illumination arrêtée, le réseau s'efface en quelques secondes. Ces observations montrent le rôle central de la transformation moléculaire *trans-cis* des colorants dans les nonlinéarités géantes des cristaux liquides nématiques dopés.

## Références

- [1] I.C. Khoo, S. Slussarenko, B.D. Guenther, M-Y Shih, P. Chen, W.V. Wood, *Opt. Lett.* 23, 253 (1999).
- [2] F. Simoni, L. Lucchetti, D.E. Lucchetta, O. Francescangeli, *Optics Express* 9, 85 (2001).
- [3] A.Petrossian, S. Residori, *Europhys. Lett.* 60, 79 (2002).
- [4] M. Kreuzer, L. Marucci and D. Paparo, *J. Non. Opt. Phys. Mat.* 9, 157 (2000).
- [5] A.Petrossian, S. Residori, *Light Driven Motion of the Nematic Director in Azo-Dye Doped Liquid Crystals*, submitted to *Opt. Commun.* (2002).

## Sélection des vecteurs d'ondes lors de la déstabilisation d'une structure hexagonale

C. Pirat, L. Gil, C. Mathis et P. Maissa

*Institut du Non Linéaire de Nice*

*1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

pirat@inln.cnrs.fr

Quand un système unidimensionnel stationnaire et spatialement périodique (de période  $\lambda$ ) se déstabilise en mettant en jeu une nouvelle longueur d'onde (du même ordre de grandeur que  $\lambda$ ), il met le plus souvent en jeu une structuration spatiale à la longueur d'onde double. C'est le cas en convection de Rayleigh-Bénard [1], dans Couette-Taylor [2] et Rayleigh-Taylor [3], en solidification dirigée [4, 5] ou dans la simulation numérique de l'équation de Kuramoto Sivashinsky [6].

Par des arguments de type résonance forte, on a montré que c'est l'invariance par parité qui force ce doublement de période. Inversement quand le système n'est pas invariant par parité (par exemple dans le cas d'une onde que l'on observe dans un repère en mouvement), on observe et on explique théoriquement que les instabilités secondaires génériques de l'onde mettent en jeu des longueurs d'ondes qui ne sont plus nécessairement commensurables avec celle de base.

En utilisant des arguments analogues, on s'intéresse ici à la sélection des vecteurs propres (direction et norme) qui interviennent lors de la déstabilisation d'un pattern stationnaire hexagonal [7].

Nous avons observé certains des modes prédits dans une expérience d'hydrodynamique.

## Références

- [1] S. Ciliberto and P. Bigazzi, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 286, (1988).
- [2] C.D. Andereck, S.S. Liu and H. L. Swinney, *J. Fluid Mech.* **164**, 155, (1986).
- [3] F. Giorgiutti, A. Bleton, L. Limat and J. E. Wesfreid, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 538, (1995). C. Counillon, L. Daudet, T. Podgorski and L. Limat, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2117, (1998).
- [4] A. J. Simon, J. Bechhoeffer and A. Libchaber, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2574, (1988). M. Georgelin and A. Pocheau *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2698, (1997).
- [5] M. Ginibre, S. Akamatsu and G. Faivre, *Phys. Rev. E* **56**, 56, (1997).
- [6] H. Chaté, and P. Manneville, , *Phys. Rev. Lett.* **58**, 112, (1987). C. Misbah and A. Valence, *Phys. Rev. E* **49**, 166, (1994).
- [7] C. Pirat and L. Gil, *Wave vectors selection at the threshold of a generic instability of a hexagonal pattern*, accepté à *Physica D* (2003).

## Modélisation de la dynamique d'ondes non linéaires en convection tournante : effets des conditions limites et de la topologie

Emmanuel Plaut

LEMETA, INPL - UHP - CNRS, 2 avenue de la Forêt de Haye, F-54504 Vandœuvre cedex  
emmanuel.plaut@ensem.inpl-nancy.fr

L'étude des ondes non linéaires constitue un domaine majeur de la physique, puisque de telles ondes apparaissent dans des systèmes très différents où elles jouent souvent un rôle crucial. L'équation modèle la plus simple capable de décrire de telles ondes est l'équation d'enveloppe de Ginzburg-Landau

$$\tau(\partial_t A + v_g \partial_x A) = (1 + ic_0)\epsilon A + \xi^2(1 + ic_1)\partial_x^2 A - \gamma(1 + ic)|A|^2 A \quad (47.1)$$

pour un système quasi-unidimensionnel étendu dans la direction  $x$ . Malgré le caractère universel de (1) et la richesse des phénomènes qu'elle présente, il existe très peu de *comparaisons systématiques entre expérience et théorie* basées sur (1). Ceci est dû d'une part au fait que le domaine de validité stricte de (1), i.e. la limite  $\epsilon \rightarrow 0$  où  $\epsilon$  est l'écart réduit au seuil d'une instabilité structurante surcritique, est très difficile à étudier expérimentalement. D'autre part le calcul des coefficients de (1) à partir de modèles physiques de base est souvent très lourd. Une tentative de comparaison intéressante s'est focalisée récemment sur les *ondes de bords* obtenues en *convection tournante d'un disque de fluide* lorsque le nombre d'Ekman est suffisamment petit. Grâce à de très belles expériences [1], Liu & Ecke ont montré que (1) décrit bien la dynamique de leurs ondes. Ceci a motivé les travaux théoriques de Kuo & Cross [2] et Hecke & Saarloos [3]. La comparaison entre les coefficients de (1) mesurés dans [1] et ceux prédits par [2] est décevante, puisque des désaccords importants (jusqu'à 240%) apparaissent. C'est pourquoi je développe un nouveau modèle plus physique pour décrire ces ondes, en utilisant des conditions limites *complètement rigides* pour le champ de vitesse. Ce modèle, résolu par une méthode de Galerkin spectrale, conduit à des désaccords plus raisonnables ( $\lesssim 50\%$ ) avec les expériences en ce qui concerne les coefficients de (1).

Je révise de plus les prédictions de [3] comme quoi du chaos spatio-temporel au seuil devrait être obtenu en convection d'un *canal annulaire* tournant si le nombre de Prandtl du fluide est petit. Je montre que l'équation (1) n'est pas valide dans un canal annulaire, qui constitue un domaine d'écoulement *multiplément connexe*. En effet la formulation en vorticité utilisée dans [3] est erronée, puisque l'on doit ajouter à l'équation de la vorticité la *contrainte topologique* de continuité de la pression sur un tour : la moyenne azimuthale de la composante azimuthale de l'équation de Navier-Stokes doit être r  solv  e explicitement. Cette équation intervient lors du calcul des modes esclaves de vitesse à l'ordre  $A^2$ , et conduit à l'existence d'un *mode d'écoulement global* proportionnel à la moyenne  $\langle |A|^2 \rangle$ , sur la coordonnée azimuthale  $x$ , du module carré de l'enveloppe des ondes. Comme ce mode exerce une rétroaction sur les ondes actives à l'ordre cubique, l'équation d'enveloppe résultante contient un *terme non local* en  $\langle |A|^2 \rangle A$ . Je montre que cet effet non local, qui généralise des travaux antérieurs [4], pourrait être mis en évidence expérimentalement en utilisant un fluide de faible nombre de Prandtl, malgré le fait que, en contradiction avec [3], aucun état de chaos spatio-temporel ne soit plus attendu.

## Références

- [1] Y. Liu, R. E. Ecke, Phys. Rev. Lett. **78**, 4391 (1997) ; Phys. Rev. E **59**, 4091 (1999).
- [2] E. Y. Kuo, M. C. Cross, Phys. Rev. E **47**, R2245 (1993).
- [3] M. V. Hecke, W. V. Saarloos, Phys. Rev. E **55**, R1259 (1997).
- [4] Cet effet a par exemple été mis en évidence dans un modèle bidimensionnel, donc intrinsèquement plus simple que le modèle traité ici, par E. Plaut & F. H. Busse dans le J. Fluid Mech. **464**, 345 (2002).

## Etude de la dynamique explosive pour l'équation de Schrödinger non linéaire

P. Raphael et F. Merle

*Département de Mathématiques*

*Université de Cergy-Pontoise, 2, avenue Adolphe Chauvin, BP 222, 95302 Cergy Pontoise*

*pierre.raaphael@polytechnique.org*

L'équation de Schrödinger non linéaire critique (NLS):  $iu_t = -\Delta u - |u|^2 u$ ,  $(t, x) \in [0, T) \times \mathbf{R}^2$ ,  $u(0, x) = u_0(x)$ ,  $u_0 : \mathbf{R}^2 \rightarrow \mathbf{C}$ , apparaît en optique non linéaire dans l'étude de la focalisation d'un rayon laser dans un milieu Kerr optique, cf [1] pour des références complètes sur le sujet. Etant donnée une condition initiale standard, disons une "bosse" pour fixer les idées, (NLS) doit ainsi modéliser la formation en temps fini -ou distance finie si l'on pense au modèle physique- d'une singularité, soit essentiellement un pic de concentration en un point de l'espace.

D'un point de vue mathématique, (NLS) est l'exemple générique d'une équation non linéaire dispersive Hamiltonienne, puisque la norme  $L^2$  de la solution ainsi que son énergie  $E(u) = \frac{1}{2} \int |\nabla u|^2 - \frac{1}{4} \int |u|^4$  sont des quantités conservées au cours du temps. Cette structure permet d'identifier une condition optimale de non explosion des solutions, [2]: si  $|u_0|_{L^2} < C^*$ , il n'y a pas focalisation, et  $C^*$  est une constante universelle reliée aux ondes solitaires solutions de (NLS) qui sont aussi des minimiseurs de l'énergie.

Si l'existence de solutions explosives pour  $|u_0|_{L^2} \geq C^*$  est connue, la compréhension du phénomène d'explosion, sa stabilité et la mesure de la vitesse de focalisation sont des problèmes encore largement incompris. Les simulations numériques sur le sujet, [3], indiquent une universalité de la structure de focalisation. Je présenterai à cet égard des résultats récents obtenus avec mon directeur de thèse qui montrent l'universalité du comportement asymptotique à l'explosion pour une large classe de données initiales, [3], [4], [5].

## Références

- [1] Sulem, C.; Sulem, P.L., The nonlinear Schrödinger equation. Self-focusing and wave collapse. Applied Mathematical Sciences, 139. Springer-Verlag, New York, 1999.
- [2] Weinstein, M.I., Nonlinear Schrödinger equations and sharp interpolation estimates, Comm. Math. Phys. **87** (1983), 567—576.
- [3] Landman, M. J.; Papanicolaou, G. C.; Sulem, C.; Sulem, P.-L., Rate of blowup for solutions of the nonlinear Schrödinger equation at critical dimension. Phys. Rev. A (3) **38** (1988), no. 8, 3837–3843.
- [4] Merle, F.; Raphael, P., Sharp upper bound on the blow up rate for critical nonlinear Schrödinger equation, to appear in Geom. Funct. Ana.
- [5] Merle, F.; Raphael, P., On blow up profile for critical nonlinear Schrödinger equation-Part A: Universality, preprint.
- [6] Merle, F.; Raphael, P., On blow up profile for critical nonlinear Schrödinger equation-Part B: Non existence of Dirac mass blow up solutions, preprint.

## Déploiement spatial de solutions périodiques proches d'une orbite homocline à un noeud-col

G. Réocreux et E. Risler

*Institut Non Linéaire de Nice*

*1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

`reocreux@inln.cnrs.fr`

On considère des solutions d'équations aux dérivées partielles qui sont homogènes en espace et périodiques en temps au voisinage d'une bifurcation de codimension deux ; on a une orbite homocline à un équilibre noeud-col dans  $\mathbb{R}^2$ . On étudie la stabilité de telles solutions par rapport à des perturbations de grande longueur d'onde.

Au voisinage d'une bifurcation noeud-col, on a stabilité ou instabilité suivant le signe d'un coefficient dans les termes de couplage spatiaux [1]. Au voisinage d'une bifurcation correspondant à une homoclinisation de l'orbite périodique, on a instabilité de phase ou instabilité auto-paramétrique [2], suivant le signe d'une intégrale de Melnikov le long de l'orbite homocline. Ici on étudie la combinaison de ces deux effets, et, dans le cas où le noeud-col est stabilisant, on détermine les domaines de stabilité et d'instabilité dans l'espace bidimensionnel des paramètres.

Les résultats peuvent s'appliquer à une chaîne de pendules couplés soumis à un couple constant (modélisée par la même équation qu'une chaîne de diodes de Josepson).

## Références

- [1] P. Couillet, E. Risler, N. Vandenbergh, *Spatial unfoldings of elementary bifurcations*, J. Statist. Phys. **101** (2000), no. 1-2, 521-541.
- [2] E. Risler, *Generic instability of spatial unfoldings of almost homoclinic periodic orbits*, Comm. Math. Phys. **216** (2001), no. 2, 325-356.
- [3] S.-N. Chow, X.B. Lin, *Bifurcation of a homoclinic orbit with a saddle-node equilibrium*, Diff. Integ. Equ. **3** (1990), no. 3, 435-466.
- [4] S. Schechter, *The saddle-node separatrix-loop bifurcation*, SIAM J. Math. Anal. **18** (1987), no. 4, 1142-1157.

## Excitation et dynamique des structures localisées optiques.

S. Residori, T. Nagaya (\*), A. Petrossian (\*\*)

*Institut du Non Linéaire de Nice*

*1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

*(\*) Département d'Ingénierie Electronique, Université d'Okayama, Japon.*

*(\*\*) Département de Physique, Université d'Etat de Yerevan, Yerevan, Arménie*

`residori@inln.cnrs.fr`

Une valve à cristal liquide (LCLV) [1] dans une boucle de contre-réaction optique montre un phénomène de bistabilité entre différents états homogènes. Ceux-ci résultent du caractère sous-critique de la transition de Fréedericksz quand le champ électrique local dépend de l'angle de réorientation des cristaux liquides [2]. En présence simultanée de bistabilité et de diffraction, ce même système donne lieu à des structures localisées optiques [3]. Leur dynamique a été étudiée récemment en fonction de la largeur de bande spectrale du système [4]. Nous montrons ici des nouvelles caractéristiques de ces structures et de leur dynamique, telle que leur apparition sur des cercles concentriques successifs [5].

Dans la boucle de contre-réaction optique, l'angle de rotation de la fibre optique est fixé à 120 degrés, compatible avec la symétrie hexagonale, et la longueur de propagation libre de la lumière est fixée à -10 cm. Les angles de polarisation de la lumière incidente et de contre-réaction sont fixés à 45 degrés de telle sorte que les *patterns* hexagonaux coexistent avec la solution homogène dans la région de bistabilité proche de la transition de Fréedericksz (la tension appliquée est d'environ 3 V rms, avec une fréquence de 5 kHz). Une autre situation intéressante existe dans la limite opposée de haute tension appliquée (autour de 18 V rms), c'est-à-dire loin de la transition de Fréedericksz. Dans ce cas, le film nématique est déjà fortement orienté et la LCLV est proche d'une cellule homéotrope. La lumière de contre-réaction n'induit que des petits changements autour de la position d'équilibre et donc le comportement de la LCLV est semblable à celui que l'on observe près de la transition de Fréedericksz. L'avantage de travailler dans ce régime de paramètres est que la saturation de la réponse filtre toutes les sources de bruit, permettant l'apparition de structures sur des cercles réguliers et successifs comme prévu par la simulation numérique [6].

Après leur création par apparition de cercles successifs, les structures localisées sont caractérisées par une dynamique spatio-temporelle très riche, se développant dans les directions radiale et azimutale.

Les structures tournent le long des cercles dont le diamètre oscille. Ce mouvement radial peut donner lieu à l'annihilation de deux cercles voisins ou, au contraire, à la création de deux cercles voisins. Sur chaque cercle, le nombre de structures localisées respecte la symétrie hexagonale, par exemple six sur le premier cercle et un multiple de six sur les cercles successifs.

## Références

- [1] S.A. Akhmanov, M.A. Vorontsov, V.Yu. Ivanov, *JETP Lett.* **47**, 707 (1988).
- [2] M.G. Clerc, S. Residori, C.S. Riera, *Phys. Rev. E* **63**, 060701 (R), (2001).
- [3] P.L. Ramazza, S. Ducci, S. Boccaletti, F.T. Arecchi, *J. Opt. B* **2**, 399 (2000).
- [4] P.L. Ramazza, E. Benkler, U. Bortolozzo, S. Boccaletti, S. Ducci, F.T. Arecchi, *Phys. Rev. E* **65**, 066204-1 (2002).
- [5] S. Residori, T. Nagaya, A. Petrossian, *Localized Structures and their Dynamics*, preprint INLN.
- [6] P.L. Ramazza, communication à la troisième rencontre du réseau PHASE (European Science Foundation), Venise, 16 -19 Octobre 2002.

## Etude théorique du laser à fibre dopée erbium en anneau unidirectionnel fonctionnant en régime soliton

M. Salhi, H. Leblond et F. Sanchez

*Laboratoire des Propriétés Optiques des Matériaux et Applications*  
2, Bd Lavoisier, 49045 Angers cedex  
mohamed.salhi@univ-angers.fr

Nous avons développé un modèle théorique original qui permet de modéliser un laser à fibre dopée erbium en anneau unidirectionnel fonctionnant en régime soliton [1]. Le montage optique est composé d'une fibre dopée erbium, d'un isolateur sensible à la polarisation placé entre deux lames demi-onde. En fonction de l'orientation de ces dernières le laser peut fonctionner en régime continu, modes bloqués ou instable. Le régime impulsionnel se déclenche par la rotation non-linéaire de la polarisation [2, 3, 4]. Par ailleurs, l'évolution du champ électrique à l'intérieur de la cavité est décrite par l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique. Elle admet une solution à amplitude constante qui est stable si l'excès de gain linéaire est positif et le gain non-linéaire est négatif. Elle admet également une solution localisée (impulsions courtes) stable sous certaines conditions. Notre formalisme mathématique est capable d'extraire les énergies des impulsions, ainsi que leur durées.

## Références

- [1] M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, *Theoretical study of the erbium-doped fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation*, à paraître Phys. Rev. A (2002).
- [2] L.E.Nelson, D.J.Jones, K.Tamura, H.A.Haus, E.P.Ippen, *Ultrashort-pulse fiber ring lasers*, Appl.Phys.B. **65**, 277-294, (1997).
- [3] A.D.Kim, J.N.Kutz, D.J.Muraki, *Pulse-train uniformity in optical fiber lasers passively mode-locked by nonlinear polarization rotation*, IEEE Journal Of Quantum Electronics. **36**, 465-471, (2000).
- [4] G.P.Agrawal, *Applications Of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, (2001).

## Approche globale et locale du “rhéochaos” dans un fluide complexe

Salmon Jean-Baptiste, Sébastien Manneville, Annie Colin et Didier Roux

Centre de Recherche Paul Pascal, avenue Albert Schweitzer 33600 Pessac

salmon@crpp.u-bordeaux.fr

Le béton, la mayonnaise ou encore la mousse sont des exemples courants de fluides complexes. Ces derniers possèdent une structure interne qui peut se coupler à un écoulement de cisaillement simple engendrant ainsi de nombreux comportements extrêmement non-linéaires. Parmi ces comportements, dits *non-Newtoniens*, des phénomènes de rhéofluidification, de glissement aux parois ou encore des écoulements inhomogènes sont fréquemment observés [1].

Le fluide complexe étudié ici est une phase lamellaire, *i.e.* une phase de membranes de tensioactifs périodiquement espacées dans un solvant aqueux (c'est donc un cristal liquide de symétrie Smectique A). Il est connu que l'effet du cisaillement sur une telle phase est d'induire différentes textures de ces membranes à l'échelle du micron. Parmi ces textures induites, on trouve la texture *ognon* où les membranes sont organisées en une assemblée vitreuse, compacte et monodisperse de vésicules multilamellaires emboîtées [2]. Ces *ogbons* ont une taille caractéristique de l'ordre du micron. Récemment il a été montré que le cisaillement permettait d'ordonner les ogbons sur des plans glissant les uns sur les autres, parallèlement au gradient de vitesse, c'est la transition dite de *feuillestage* [3]. Plus étonnamment encore, au voisinage de cette transition, l'écoulement devient non-stationnaire et présente des oscillations de viscosité sur des échelles de temps extrêmement longues d'environ 10 minutes [4, 5].

Par diffusion statique de la lumière sous écoulement, nous montrons que ces oscillations sont corrélées à un changement structural du fluide et ne correspondent pas à une simple instabilité élastique. Dans certains régimes, ces oscillations présentent de fortes ressemblances avec des signaux chaotiques de basse dimensionnalité. Le terme de *rhéochaos* a été attribué à de telles instabilité temporelles car elles ont lieu à nombre de Reynolds quasiment nuls ( $\approx 10^{-2}$ ) et les seules non-linéarités présentes proviennent du couplage entre la structure du fluide et l'écoulement de ce dernier [6].

Une étude approfondie (coupes de Poincaré, carte de premier retour...) a montré que la dynamique ne correspondait pas à du chaos dissipatif de basse dimensionnalité probablement car les degrés de libertés spatiaux jouent un rôle important [5]. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé un montage de diffusion dynamique hétérodyne de la lumière permettant de mesurer le profil de vitesse dans un écoulement de Couette avec une bonne résolution spatiale ( $\approx 50 \mu\text{m}$ ) [7]. Ce montage permet d'accéder *localement* à l'écoulement de la texture ognon et permet ainsi de tester l'hypothèse d'une structuration spatio-temporelle lors de la transition de feuillestage.

## Références

- [1] R. G. Larson *The Structure and Rheology of Complex Fluids*, Oxford University Press (1999).
- [2] D. Roux, F. Nallet, O. Diat, Europhys. Lett., **24**, 53 (1993),
- [3] P. Sierro and D. Roux, Phys. Rev. Lett., **78**, 1496 (1997),
- [4] A.-S. Wunenburger, A. Colin, J. Leng, A. Arnéodo, D. Roux, Phys. Rev. Lett., **86**, 1374 (2001),
- [5] J.-B. Salmon, A. Colin, D. Roux, Phys. Rev. E, **66**, 031505 (2002),
- [6] M. E. Cates, D. A. Head, A. Ajdari, Phys. Rev. E, **66**, 025202 (2002),
- [7] J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, B. Pouligny, Submitted to Eur. Phys. J. AP, E-print cond-mat/0211013

## Diffusion Dirigée dans un réseau optique d'atomes froids

L. Sanchez-Palencia, M. Schiavoni, F. Renzoni et G. Grynberg

*Laboratoire Kastler-Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure,  
24, rue Lhomond, 75231, Paris Cedex 05, France.*

lsanchez@lkb.ens.fr

Pour comprendre le comportement de particules dans des environnements bruités comme par exemple le transport de molécules biologiques, les physiciens cherchent à modéliser des moteurs atomiques. La plupart des modèles sont construits autour de particules browniennes [1] dans des potentiels spatialement périodiques. Sous certaines conditions, on peut induire un mouvement unidirectionnel (*diffusion dirigée*, DD) des particules dans le potentiel sans appliquer aucune force poussant les particules dans la direction du mouvement. Considérons la diffusion dans un potentiel périodique  $U(x)$  de période spatiale  $\lambda$  en présence d'une force extérieure  $F(t)$  de période temporelle  $T$ . D'après le principe de Curie [2], si le système est symétrique (i.e.  $U(-x) = U(x)$  et  $F(t + T/2) = -F(t)$ ), il n'y a pas de mouvement macroscopique moyen, de sorte qu'il faut briser la symétrie spatio-temporelle pour observer la DD. On peut alors briser soit la symétrie spatiale du potentiel (*rochets atomiques*) [3], soit la symétrie temporelle en appliquant une force temporellement périodique contenant des harmoniques paires et impaires déphasées [4].

Nous avons observé le phénomène de DD dans un nuage d'atomes refroidis par laser dans une configuration monodimensionnelle (1D-lin $\perp$ lin) [5]. Le potentiel périodique résulte de l'interaction lumière-matière (force dipolaire) et est symétrique dans notre cas. La force de friction est due à l'effet Sisyphus et le bruit vient de fluctuations statistiques de la force dipolaire. Dans l'état stationnaire, l'énergie cinétique moyenne des atomes est inférieure à la profondeur du potentiel et les atomes retrouvent piégés dans les puits de potentiel. En introduisant un déphasage dépendant du temps entre les faisceaux lasers, nous avons induit un mouvement du potentiel qui se traduit par une force inertielle dans le référentiel lié au réseau. Nous avons alors ajusté la dépendance temporelle de ce déphasage pour obtenir une force contenant des harmoniques paires et impaires de la forme

$$f(t) = f_1 \cos(\omega t) + f_2 \cos(2\omega t - \phi) .$$

Bien que la force  $f(t)$  soit nulle en moyenne et spatialement symétrique, une DD est induite pour  $\phi \neq 0, \pi$ , ceci parce que dans une telle situation,  $f(t)$  brise la symétrie temporelle du système. Notons que dans notre système, les paramètres  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $\omega$  et  $\phi$  peuvent être ajustés indépendamment.

Dans la présentation, nous rapportons l'étude de la DD dans un réseau optique périodique et symétrique. Nous décrivons les aspects théoriques du phénomène de DD. Nous montrons que  $\phi$  est un paramètre de contrôle pour l'intensité et la direction du mouvement et que c'est bien la brisure de la symétrie spatio-temporelle qui induit le mouvement dirigé. Nous décrivons enfin le dispositif expérimental et la réalisation de DD dans le réseau.

## Références

- [1] R. Brown, Phil. Mag. **4**, 161 (1828); A. Einstein, Ann. Phys. **17**, 549 (1905).
- [2] P. Curie, J. Phys. (Paris) **3**, 393 (1894).
- [3] Special issue "Ratchets and Brownian motors: Basics, experiments and applications" App. Phys. A **75** (2002).
- [4] A. Adjari, D. Mukamel, L. Peliti and J. Prost, J. Phys. I (France) **4**, 1551 (1994).
- [5] M. Schiavoni, L. Sanchez-Palencia, F. Renzoni and G. Grynberg, submitted to Phys. Rev. Lett. (2003).

## Structures fractales et capacité de prédiction dans certains systèmes dynamiques non linéaires

Jacobo Aguirre, Miguel A. F. Sanjuán

*Grupo de Dinámica No Lineal y Teoría del Caos*

*Universidad Rey Juan Carlos*

*Tulipán s/n, 28933 Móstoles (Madrid)*

`llopez@escet.urjc.es`

Un des objectifs fondamentaux de la science est la prédiction, de telle sorte que lorsque la prédiction se perd, on pourrait conclure qu'un des fondements de la science tremble. La notion de système chaotique et la dépendance sensible aux conditions initiales impliquent une certaine perte de la prédiction de l'évolution temporelle d'un orbite.

Cependant, nous ne parlons pas ici de prédiction temporelle d'un orbite, sinon d'une dépendance extrême sur les conditions initiales que les structures fractales imposent dans l'espace de phases, de telle sorte que se produit une obstruction de la prédiction finale de l'état final du système.

Le phénomène de dispersion chaotique s'associe en général à la dynamique des systèmes Hamiltoniens ouverts qui possèdent des propriétés chaotiques. Les systèmes hamiltoniens bidimensionnels ont été étudiés par de nombreux chercheurs, parce qu'ils sont utiles à la modélisation de différents systèmes physiques. Parmi les applications on peut trouver la fuite des étoiles dans les galaxies [1], la dynamique des ions dans les pièges électromagnétiques [2], ou l'interaction entre la queue magnétique de la terre et du vent solaire [3], entre autres. Toutes ces applications sont des manifestations du phénomène de la dispersion chaotique, où il arrive que la vitesse et la direction d'une particule qui interagit avec le système, possède une extrême dépendance des conditions initiales.

Nous analysons ici les propriétés d'un type des structures fractales, où la capacité de prédiction sur l'état final du système est presque nulle [4]. Cette situation est aussi possible pour des systèmes dynamiques dissipatifs [5].

## Références

- [1] G. Contopoulos, H. E. Kandrup and D. Kaufman, *Physica* **D64**, 310 (1993).
- [2] G. Z. K. Horvath, J. L. Hernández Pozos, K. Dholakia, J. Rink, D. M. Segal and R. C. Thompson, *Phys. Rev.* **A57**, 1944 (1998).
- [3] J. Chen, J. L. Rexford and Y. C. Lee, *Geophys. Res. Lett.* **17**, 1049 (1990).
- [4] J. Aguirre, J.C. Vallejo and M.A.F. Sanjuán, *Phys. Rev.* **E64**, 066208 (2001).
- [5] J. Aguirre and M.A.F. Sanjuán, *Physica* **D171**, 41 (2002).

## Modélisation de la croissance lente d'une fissure par activation thermique

S. Santucci, L. Vanel et S. Ciliberto.

*Laboratoire de physique, CNRS UMR 5672, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France*

Loic.Vanel@ens-lyon.fr

Une mécanisme possible de la rupture d'un matériau soumis à une contrainte inférieure à son seuil de rupture intrinsèque (et ceci, compte tenu de l'existence de défauts), est l'activation thermique. Le travail expérimental de Brenner ou de Zhurkov va dans ce sens [1, 2] et Zhurkov montre que le temps de rupture suit alors une loi d'Arrhenius avec une barrière d'énergie qui décroît lorsque la contrainte augmente. La forme de cette barrière a été discutée par de nombreux auteurs [3, 4, 5], mais le caractère irréversible de la rupture n'est en général pas pris en compte.

Nous avons adapté à une situation 2D un modèle 1D de rupture [6] basé sur l'existence *ab initio* de fluctuations de contraintes liées aux fluctuations thermiques. La géométrie considérée est plane avec la présence d'une fissure initiale qui représente le défaut principal du matériau, dont le comportement est supposé parfaitement élastique. Nous comparons les prédictions du modèle avec les résultats d'une simulation numérique d'un réseau de fusibles (ou d'un réseau de ressort équivalent). Il y a un bon accord entre le modèle et les simulations pour toute la courbe de croissance de la fissure initiale, avec l'introduction naturelle d'une longueur de croissance caractéristique. Ces résultats permettent de comprendre comment l'irréversibilité modifie la mise à l'échelle du temps de rupture [7].

## Références

- [1] S. S. Brenner, J. Appl. Phys. **33**, 33 (1962).
- [2] S. N. Zhurkov, Int. J. Fract. Mech. **15**, 311(1965).
- [3] A. Buchel, and J. P. Sethna, Phys. Rev. Lett., **77**, 1520 (1996).
- [4] L. Golubovic, and S. Feng, Phys. Rev. A **430**, 5233 (1991).
- [5] Y. Pomeau, C.R. Acad. Sci. Paris II **314**, 553 (1992).
- [6] S. Ciliberto, A. Guarino, and R. Scorretti, Physica D **158**, 83 (2001).
- [7] S. Santucci, L. Vanel, R. Scorretti, A. Guarino, and S. Ciliberto, soumis à Europhysics Letters (2002).

## Étude de la turbulence inhomogène au voisinage d'un vortex intense à l'aide d'une équation de Langevin

C. Simand Vernin, F. Chillà et J.-F. Pinton

*Laboratoire de Physique de l'ENS Lyon*  
 46, allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07  
 csimand@ens-lyon.fr

Les écoulements fermés entre deux disques coaxiaux corotatifs permettent de créer facilement en laboratoire des tourbillons à grande échelle, avec une stabilité contrôlée : nous pouvons donc examiner l'interaction entre la vorticité et la turbulence, sur toute la gamme d'échelles de la cascade d'énergie.

   grande échelle, des visualisations à l'aide de bulles, de billes et des mesures de vitesse par vélocimétrie laser Doppler, et à film chaud, permettent la distinction de deux écoulements moyens [1]. Si les deux disques tournent à la même vitesse, l'écoulement est en rotation globale, avec un tourbillon central, stable temporellement. Si les disques tournent à des vitesses différentes, le disque le plus rapide pompe le fluide au niveau de l'axe de rotation, et le tourbillon est instable.

Les outils habituels d'analyse de la turbulence indiquent que la rotation globale freine le transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles, voir même l'inverse localement, ce qui pourrait expliquer la grande stabilité du vortex central, assez surprenante dans un écoulement à si haut Reynolds [2]. A contrario, la rotation différentielle accélère légèrement le transfert d'énergie [3], et les valeurs déterminées pour la plupart des indicateurs statistiques sont plus proches des valeurs de turbulence homogène et isotrope que dans le cas pr  c  dent.

Une description très récente [4, 5] de la cascade turbulente à l'aide d'une équation de Langevin est mise en œuvre sur ces signaux de vitesse expérimentaux, ainsi que sur celui d'un jet turbulent qui sert ici de référence, comme typique de la turbulence homogène et isotrope. Ce modèle interprète la cascade d'énergie comme une marche aléatoire le long des échelles de la turbulence, constituée d'un mouvement global d'advection en direction des petites échelles, auquel s'ajoute une diffusion. Les coefficients de l'équation sont calculés directement à partir des signaux expérimentaux. De nombreux liens avec les autres modèles de turbulence sont établis. Ils montrent que le coefficient d'advection est correctement calculé, mais celui de diffusion est sous-estimé et n'est pas suffisant pour rendre compte de l'intermittence des signaux. Ceci n'est pas très visible sur les reconstructions des moments des incréments de vitesse, mais est clairement démontré sur les distributions des incréments de vitesse.

## Références

- [1] C. Simand, F. Chillà, J.-F. Pinton, *Structure, Dynamics and Turbulence Features of a Confined Vortex*, dans *Vortex Structure and Dynamics*, Lecture Notes in Physics, ed. par A. Maurel et P. Petitjeans, 291-298, (1999).
- [2] C. Simand, F. Chillà, J.-F. Pinton, *Inhomogeneous turbulence in the vicinity of a large coherent vortex*, *Europhys. Lett.*, **49**, 3, 336-342, (2000).
- [3] B. Andreotti, J. Maurer, Y. Couder, S. Douady, *Experimental investigation of turbulence near a large scale vortex*, *Europ. J. Mech. B*, **17**, 451-470, (1998).
- [4] C. Renner, J. Peinke, R. Friedrich, *Experimental indications for Markov properties of small-scale turbulence*, *J. Fluid Mech.*, **433**, 383-409, (2001).
- [5] P. Marcq, A. Naert, *A Langevin equation for turbulent velocity increments*, *Phys. Fluids*, **13**, 9, 2590-2601, (2001).

**Papier froissé : approche unidimensionnelle**

Eric Sultan, Arezki Boudaoud.

*Laboratoire de physique statistique*

*24 rue Lhomond, 75005 Paris*

`Eric.Sultan@lps.ens.fr`

Lorsque l'on comprime fortement une feuille de papier, un réseau de plis se forme. Quelle est la distribution de la taille de ces plis? Quelle est la plus petite échelle possible? Le problème d'élasticité associé à ces questions naturelles est très délicat. Afin de simplifier cette étude, nous adoptons une description unidimensionnelle : on modélise une plaque élastique comme une succession de portions rectangulaires (les plis, qui relient deux portions adjacentes, sont alors parallèles entre eux). A chaque configuration d'une telle plaque discrétisée, on attribue une énergie élastique à laquelle on ajoute un champ extérieur représentant le confinement. Des méthodes numériques de minimisation donnent les formes d'équilibre de la plaque, que l'on étudie statistiquement.

**Références**

- [1] E. Sultan, A. Boudaoud, *1D crumpled paper*, en préparation.
- [2] A. Boudaoud, *Membranes élastiques et capillaires : instabilités, singularités et auto-adaptation*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI.

## Mise en évidence d'instabilités convectives et absolues dans un système optique

C. Szwaj, E. Louvergneaux, G. Agez, P. Glorieux and M. Taki

Laboratoire PhLAM, UMR 8523, CERLA, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

christophe.szwaj@univ-lille1.fr

La présence d'une dérive dans un système non linéaire modifie la formation des structures spatiales, elle peut entraîner l'apparition d'un régime d'instabilité convective en plus du régime d'instabilité absolue classique. Dans un régime d'instabilité convective [1], toute perturbation croît et se trouve advectée en dehors du système, alors que dans un régime d'instabilité absolue toute perturbation croît et envahit le système entièrement.

Nous avons étudié, théoriquement et expérimentalement, la formation de structures dans un système optique passif [2] (cristal liquide éclairé par un laser et inséré dans une boucle de réaction optique) dans le cas où le faisceau de retour est décalé spatialement, ce qui induit une dérive. Comme dans la plupart des systèmes réels il faut tenir compte de phénomènes additionnels ne pouvant être supprimés et induisant des effets non-triviaux et non négligeables: les non-uniformités spatiales (dus ici au profil transverse Gaussien du faisceau de pompe) et le bruit [3].

Dans un premier temps, nous avons dérivé les expressions analytiques des seuils convectif et absolu pour la situation uniforme et sans bruit. Cela nous a permis de trouver une zone de paramètres pour laquelle les deux seuils étaient bien séparés ce qui est indispensable pour pouvoir mettre en évidence expérimentalement l'instabilité convective. Nous avons ensuite effectué des simulations numériques à partir d'un modèle de notre système incluant, le bruit et les non-uniformités spatiales, afin de déterminer des signatures des instabilités convective et absolue dans ces conditions. Ces signatures sont un affinement du pic de la transformée de Fourier temporelle au passage du seuil absolu, mais également une asymétrie spatiale de l'enveloppe de la structure. Ces critères ont été appliqués à des enregistrements expérimentaux et ont permis de montrer que les structures observées correspondaient bien à des structures entretenues par le bruit. Ces travaux constituent la mise en évidence expérimentale de l'instabilité convective en optique.

## Références

- [1] R. J. Deissler, *Spatially Growing waves, intermittency, and convective chaos in an open-flow system*, Physica D **25**, 233 (1992).
- [2] W. J. Firth and G. D'Alessandro, *Spontaneous hexagon formation in a nonlinear optical medium with feedback mirror*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2597 (1991). E. Ciaramella and M. Tamburini and E. Santamato, *Talbot assisted hexagonal beam patterning in a thin liquid crystal film with a single feedback at a negative distance*, Appl. Phys. Lett. **63**, 1604 (1993).
- [3] G. Agez, C. Szwaj, E. Louvergneaux, and P. Glorieux, *Noisy precursors in one-dimensional patterns*, Phys. Rev. A **66**, 063805 (2002).

## Génération de structures transverses par un oscillateur paramétrique optique

M. Le Berre, A. Tallet, E. Ressayre

*LABORATOIRE DE Photophysique Moléculaire*  
*bât 210 Université de Paris-Sud 91405 Orsay Cédex*  
Andee.Tallet@ppm.u-psud.fr

Les structures transverses des signaux émis par un oscillateur paramétrique optique sont étudiées pour une cavité quasi-confocale, illuminée par un champ pompe de profil transverse gaussien, comme dans l'expérience de Fabre et al., qui reporte l'observation de multiples anneaux sur le signal [1]. Les simulations montrent que les structures du signal/idler sont très sensibles aux désaccords en fréquence. Lorsque la cavité est accordée sur les modes fondamentaux, les trois champs sont gaussiens. Lorsque le signal (et/ou l'idler) est désaccordé, les deux champs présentent la même distribution transverse complexe de l'intensité, très sensible à de très petites variations de la longueur de la cavité. Dans ce cas, les structures ont la symétrie cylindrique ou plus généralement une symétrie d'ordre supérieur  $O_{2n}$ . Ces résultats sont interprétés à l'aide d'une analyse de stabilité linéaire simplifiée, valable pour un large faisceau incident. L'équation caractéristique capture les propriétés essentielles de l'instabilité. Les règles de sélection qui en sont déduites permettent d'expliquer les nombreux anneaux obtenus, les fréquences de battement des signaux multi-modes et l'extrême sensibilité aux variations de la longueur de la cavités.

## Références

- [1] M. Vaupel, A. Maître, C. Fabre, *Observation of pattern formation in optical parametric oscillators*, Phys. Rev. Lett., **83**, 5278-5281 (1999).

## Solutions analytiques et analyse par boucles de rétroaction de systèmes chaotiques simples

C. Letellier, et O. Vallée

*CORIA UMR 6614 - Université de Rouen, BP 12,  
F-76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex*

*Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas  
UPRES EA 3269, Université d'Orléans, Rue Gaston Berger, BP 4043  
F-18028 Bourges cedex, France*

**Christophe.Letellier@coria.fr**

### Résumé

Des équations différentielles ordinaires du troisième ordre sont analysées en combinant l'obtention de solutions analytiques, une analyse en termes de boucles de rétroaction et une analyse dynamique dans l'espace des phases. Une telle analyse est particulièrement importante dans la mesure où un premier lien entre la structure algébrique des équations et la topologie de l'attracteur peut être établi. Dans cette contribution, des solutions analytiques particulières sont identifiées pour trois systèmes chaotiques simples et il est montré comment ces solutions affectent le diagramme de bifurcations. De plus, une analyse en terme de boucles de rétroaction est utilisée pour mettre en évidence les similarités entre les trois systèmes. Une telle analyse met également en avant le rôle prééminent des doubles nullclines dans la topologie de l'attracteur.

### Références

- [1] J. C. Sprott, *Some simple chaotic flows*, Phys. Rev. E, **50** (2), 647-650, 1994.
- [2] C. Letellier, R. Thomas & M. Kaufman, *Classification of dynamical systems using feedback circuit*, in preparation.
- [3] R. Thomas & M. Kaufman, *Multistationarity, the basis of cell differentiation and memory. I. Structural conditions of multistationarity and other nontrivial behavior*, Chaos, **11**, 170-179, 2001.

## Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant

V. Vidal, C. Crambes et A. Davaille

*Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques*

*Institut de Physique du Globe*

*4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

vidal@ipgp.jussieu.fr

La convection petite échelle apparaît sous une couche limite thermique froide lorsque le nombre de Rayleigh local excède une valeur critique  $Ra_\delta$  [1]. Son interaction avec un écoulement cisailant est étudiée expérimentalement. Une cuve est chauffée par une paroi verticale et refroidie par le dessus (conditions limites rigides). Les nombres de Rayleigh sont compris entre  $10^4$  et  $10^8$ , et le nombre de Prandtl  $Pr \geq 10^3$ . Les fluides utilisés sont soit des mélanges d'hydroxyéthylcellulose et d'eau (viscosité constante), soit des sirops de sucre ou de maïs (viscosité dépendant fortement de la température), soit de la cire (changement de phase). Deux échelles de mouvement sont observées: une cellule de convection grande échelle sur l'ensemble de la cuve [2] et, pour un nombre de Rayleigh suffisamment élevé, un mouvement de convection petite échelle. Ces instabilités sont piégées dans la zone de cisaillement et suivent un chemin hélicoïdal dont l'axe est orienté dans la direction du cisaillement, rappelant les rouleaux de Richter à plus petit nombre de Rayleigh [3].

L'étude des séries temporelles de températures mesurées par des thermocouples placés dans la cuve, couplée à une observation directe (injection de colorant / ombroscopie) montre que les instabilités ainsi générées sont intermittentes. Leur périodicité temporelle suit une loi d'échelle  $\tau \propto Ra^{-2/3}$ . La tendance à l'ordre (forme cellulaire) attribuée aux termes non-linéaires des équations d'amplitude pour la convection de Rayleigh-Bénard [4], semble se retrouver lorsque le système présente un paramètre supplémentaire.

Dans les systèmes à haut nombre de Rayleigh tels que la convection du manteau terrestre, ce phénomène est susceptible de se produire lorsque la partie supérieure du manteau se refroidit en s'éloignant des dorsales médio-océaniques. Ces instabilités se superposent alors au mouvement "grande échelle" de la tectonique des plaques. Le phénomène ainsi décrit est susceptible d'être à l'origine des linéations observées dans les anomalies du géoïde et du champ de gravité des régions les plus jeunes de la plaque Pacifique [5].

## Références

- [1] L.N. Howard, *Convection at high Rayleigh number*, Proceedings of the 11th International Congress of Applied Mechanics, 1109-1115 (1964).
- [2] H.-C. Nataf, C. Froideveaux, J.L. Levrat, M. Rabinowicz, *Laboratory convection experiments: effects of lateral cooling and generation of instabilities in the horizontal boundary layers*, J. Geophys. Res. **86**, 6143-6154 (1981).
- [3] F.M. Richter, B. Parsons, *On the interaction of two scales of convection in the mantle*, J. Geophys. Res. **80**, 2529-2541 (1975).
- [4] E. Palm, *Nonlinear thermal convection*, Ann. Rev. Fluid Mech. **7**, 39-61 (1975).
- [5] W.F. Haxby, J.K. Weissel, *Evidence for small-scale mantle convection from Seasat altimeter data*, J. Geophys. Res. **91**, 3507-3520 (1986).

%enddocument

## Calcul des bifurcations et des branches bifurquées par une méthode asymptotique numérique

E.H. Boutyour\*, H. Zahrouni\*\* , M. Potier-Ferry\*\* et M. Boudi\*\*\*

\* *Faculté des Sciences et Techniques, Université Hassan I, B.P. 577, Settat Maroc.*

*boutyour@lpmm.univ-metz.fr*

\*\* *Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux, UMR 7554, ISGMP, Université de Metz, Ile du Saulcy 57045 METZ. zahr@lpmm.univ-metz.fr*

\*\*\* *Ecole Mohamadia d'Ingénieurs, Université Mohamed V, B.P. 765, Bd Ibn Sina, Agdal Rabat Maroc.*

*zahr@lpmm.univ-metz.fr*

Dans ce travail, on se propose d'étudier le flambage et le post-flambage des structures élastiques présentant de grands déplacements et de grandes rotations. L'équilibre est décrit par une équation non linéaire dont la solution est recherchée par une méthode asymptotique numérique (MAN). Cette méthode consiste à développer les variables du problème sous forme de séries entières, ce qui permet de transformer le problème non linéaire initial en une séquence de problèmes linéaires résolus par la méthode des éléments finis. Pour améliorer le rayon de validité de la solution, la représentation en séries entières est remplacée par des approximants de Padé [2] [3].

Pour la détection des bifurcations, on utilise deux techniques: la première est basée sur les pôles des approximants de Padé et la deuxième utilise un indicateur de bifurcation bien adapté à la MAN [1]. Le premier pas de la branche bifurquée est recherché par un développement asymptotique partant du point de bifurcation. Comme l'opérateur tangent est singulier en ce point, on utilise un système augmenté. Le reste de cette branche est déterminé par une MAN classique et les bifurcations secondaires sont détectées.

Pour illustrer la robustesse et l'efficacité de notre algorithme, on présente quelques exemples d'applications sur des structures minces de coques présentant un préflambage non linéaire et des bifurcations stables ou instables.

## Références

- [1] BOUTYOUR, E.H. Méthode Asymptotique-Numérique pour le calcul des bifurcations: Application aux structures élastiques. *Thèse de l'Université de Metz, France* (1994).
- [2] COCHELIN, B., DAMIL, N., POTIER-FERRY, M. Asymptotic-numerical method and Padé approximants for nonlinear elastic structures. *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, **37**, 1187–1213 (1994).
- [3] ELHAGE-HUSSEIN, A., POTIER-FERRY, M., DAMIL, N. A numerical continuation method based on Padé approximants. *Int. J. Solids Structures*, **37**, 6981–7001 (2000).

## Liste des auteurs

Abergel D. ....	1	Labrot V. ....	33
Ait Aider A. ....	2	Latrache N. ....	34
Allain J.M. ....	3	Laurian A. ....	35
Amon A. ....	4	Lefranc M. ....	36
Amroun D. ....	5	Leprovost N. ....	37
Audoly B. ....	6	Letellier C. ....	38
Barrandon M. ....	8	Lopez L. ....	39
Ben Amar M. ....	9	Malasoma J.M. ....	40
Bielawski S. ....	10	Marié L. ....	41
Boiron M.A. ....	11	Metens S. ....	42
Boronska K. ....	12	Nanobashvili I. ....	43
Bourgoin M. ....	13	Pastur L. ....	44
Brasselet E. ....	14	Petrossian A. ....	45
Brochard F. ....	15	Pirat C. ....	46
Bruni C. ....	16	Plaut E. ....	47
Buisson L. ....	17	Raphael P. ....	48
Cabannes H. ....	18	Réocreux G. ....	49
Cros A. ....	19	Residori S. ....	50
Crumeyrole O. ....	20	Salhi M. ....	51
Czarny O. ....	21	Salmon J.B. ....	52
Degroote E. ....	22,23	Sanchez-Palencia L. ....	53
Derivière S. ....	7	Sanjuán M.A.F. ....	54
Dos Santos S. ....	24	Santucci S. ....	55
Echebarria B. ....	25	Simand Vernin C. ....	56
Ezersky A. B. ....	26	Sultan E. ....	57
Falcon E. ....	27	Szwaj C. ....	58
Genin E. ....	28	Tallet A. ....	59
Gomez T. ....	29	Vallée O. ....	60
Gorand Y. ....	30	Vidal V. ....	61
Grelu P. ....	31	Zahrouni H. ....	62
Guiraud P. ....	32		