

# DYNAMIQUE D'UNE INTERFACE EAU-GRANULAIRE

**Germain ROUSSEAU, José Eduardo WESFREID**

*Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes  
E.S.P.C.I.  
10, rue Vauquelin  
75231 Paris Cedex 05*

**Alexandre STEGNER**

*Laboratoire de Météorologie Dynamique  
E.N.S. Paris  
24, rue Lhomond  
75005 Paris*

## Résumé :

*Nous étudions expérimentalement la dynamique d'une interface entre un fluide et un milieu granulaire soumise à une contrainte de cisaillement oscillante. Nous testons en particulier l'influence des paramètres granulaires.*

## Abstract :

*We study experimentally the dynamics of an interface between a fluid and a granular material submitted to an oscillating shear stress. We test in particular the influence of the granular parameters.*

## Mots clés :

**Instabilités Hydrodynamiques, Milieux Granulaires, Géomorphologie.**

## 1 Introduction

L'interface entre un fluide et un matériau granulaire est instable lorsqu'elle est soumise à un cisaillement continu et/ou oscillant suffisamment intense. Les premières études qualitatives du sujet sont centenaires (Ayrton, 1904) et portaient sur la structure des petites rides de sable observées en bord de plage. Il a fallu attendre les expériences de Bagnold (1946) pour obtenir les premiers résultats quantitatifs et surtout une première classification des motifs observés pour un écoulement oscillant d'amplitude  $A$  et de fréquence  $f$ . En effet, Bagnold distinguait deux types de rides "stables" :

- les "rolling grains ripples" (rides à grains roulants) qui sont des structures de faibles hauteurs et qui sont facilement reconnaissables à cause de l'existence d'une fine couche de grains mobiles à l'interface.

- les "vortex ripples" (rides à tourbillons) qui sont des structures de hauteurs plus importantes que les "rolling gains ripples" et qui se distinguent par la présence de tourbillons issus du détachement de la couche limite au niveau des crêtes.

## 2 Morphologie et dynamique des rides sous-marines

### 2.1 Morphologie

D'une manière générale, l'écoulement oscillant d'un fluide sur un profil ondulé de faible hauteur est source de création de petites cellules de recirculation alternées dont les vecteurs vitesses pointent vers le sommet des rides (Blondeaux, 1990). Andersen (2001) caractérise les "rolling grains ripples" par l'existence d'une zone de ralentissement ("shadow zone") sur le coté aval à l'écoulement où la contrainte de cisaillement est diminuée par rapport à une interface plate. La longueur de cette zone semble être proportionnelle à la hauteur de la ride. Selon le modèle d'Andersen, c'est cette dernière qui détermine l'espacement entre les rides à grains roulants en pilotant le transport sédimentaire.

Au contraire, les simulations numériques d'un écoulement oscillant au dessus d'un profil de rides statique (Andersen, 1999) et les expériences de Scherer et al. (1999) montrent l'existence d'un tourbillon de recirculation de la taille du creux entre deux rides qui se déplace sur la crête des "vortex ripples" ainsi qu'entre les rides où ce tourbillon semble piloter le transport de sable. Le tourbillon évolue et se détache de la ride à un moment donné. Stegner et Wesfreid (1999) ont montré récemment qu'en fait l'état "rolling grains ripples" était une structure transitoire qui évoluait vers l'état stable "vortex ripples". De plus, ils ont corroboré le fait que la longueur d'onde finale ne dépende que de l'amplitude du mouvement oscillatoire (loi en "4/3 de A").

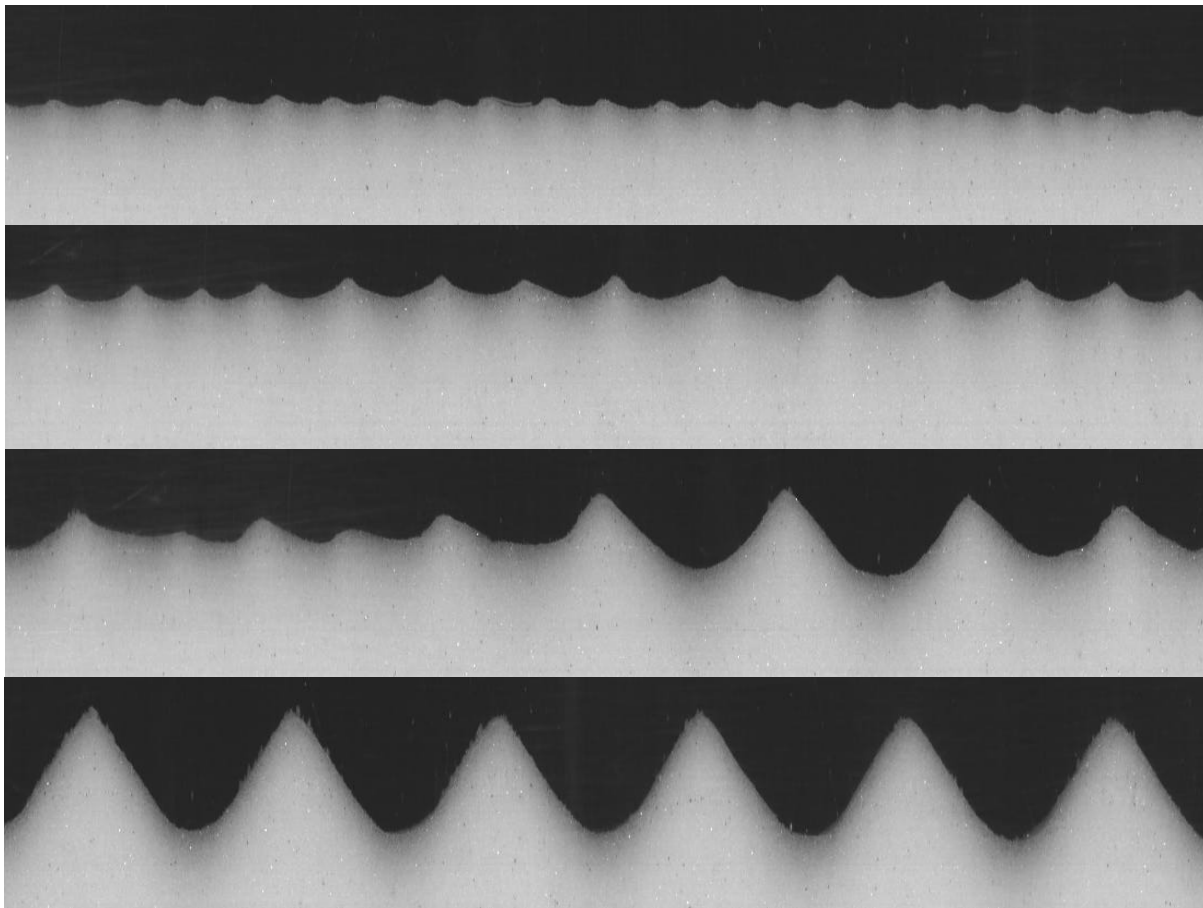


FIG. 1: Transition de l'état "rolling grains ripples" vers l'état "vortex ripples" (échelle verticale dilatée quatre fois par rapport à l'échelle horizontale).

On reporte une succession d'images illustrant le passage de l'état transitoire à l'état stable. On observe que l'espacement entre les petites rides augmente en fonction du temps. Corrélativement, leur hauteur augmente car ces rides fusionnent entre elles. Puis, on constate l'émergence rapide des "vortex ripples" à partir d'un certain nombre d'oscillations. Ces grandes rides croissent aussi en fusionnant puis atteignent un état d'équilibre dynamique où le transport sédimentaire s'équilibre en moyenne sur une période de part et d'autre d'une ride.

## 2.2 Dynamique

L'évolution de la longueur d'onde et de la hauteur des rides sont semblables. L'état "rolling grains ripples" correspond au premier plateau et l'état "vortex ripples" correspond au deuxième plateau. Les amplitudes croissent lentement dans le premier état alors qu'elles saturent dans le deuxième état.

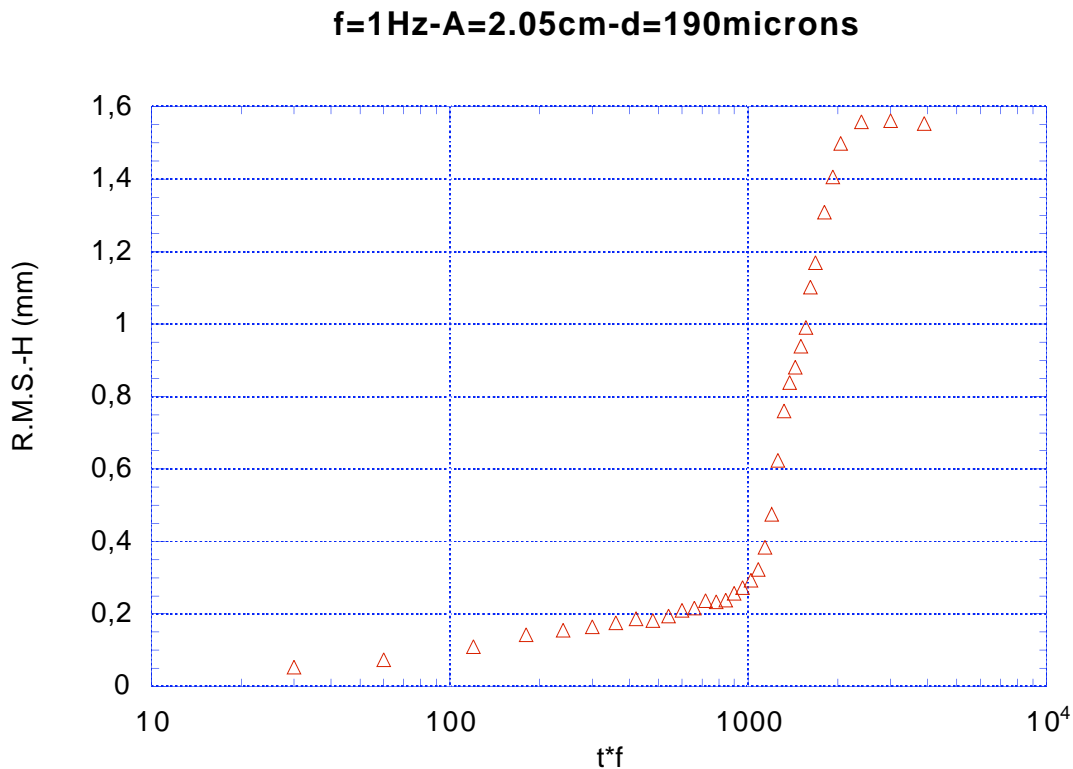


FIG. 2: Évolution de la hauteur quadratique moyenne en fonction du nombre d'oscillations (échelle lin-log).

L'évolution se décompose en deux régimes : un régime granulaire (rides à grains roulants) et un régime hydrodynamique (rides à tourbillon). Dans le régime granulaire, les lois d'évolutions de la longueur d'onde et de la hauteur peuvent être représentées par les relations suivantes :

$$\lambda_{init}(t) = \lambda_1 + (\lambda_T - \lambda_1) \times \frac{\ln(t.f)}{\ln(t_T.f)} \quad (1)$$

$$R.M.S.[H]_{init}(t) = R.M.S.[H]_T \times \frac{\ln(t.f)}{\ln(t_T.f)} \quad (2)$$

où  $\lambda_1$  est la longueur d'onde initiale après une oscillation,  $t.f$  est le nombre d'oscillations et  $t_T$  le temps où la Transition vers le régime hydrodynamique se produit (aux alentours de 1000 oscillations dans la Figure 2 et pour une valeur de la hauteur quadratique moyenne de l'ordre de 0.22 mm).

La longueur d'onde des "rolling grains ripples" augmente avec le temps et il est donc difficile de parler de longueur d'onde correspondante à un état d'équilibre du système. Le temps de transition dépend de la préparation initiale du milieu granulaire en particulier de sa compacité, de la fréquence ainsi que de la taille des grains (Rousseaux, 2000).

### 3 Influence des paramètres granulaires

Nous utilisons des billes de verre sphériques de densité relative à l'eau égale à 1,5. Nous avons fait varier la taille de ces "grains de sable" et tester les différentes grandeurs caractéristiques de l'instabilité en fonction de ce paramètre.

#### Rides à grains roulants- $f=1\text{Hz}$ - $A=2.45\text{cm}$

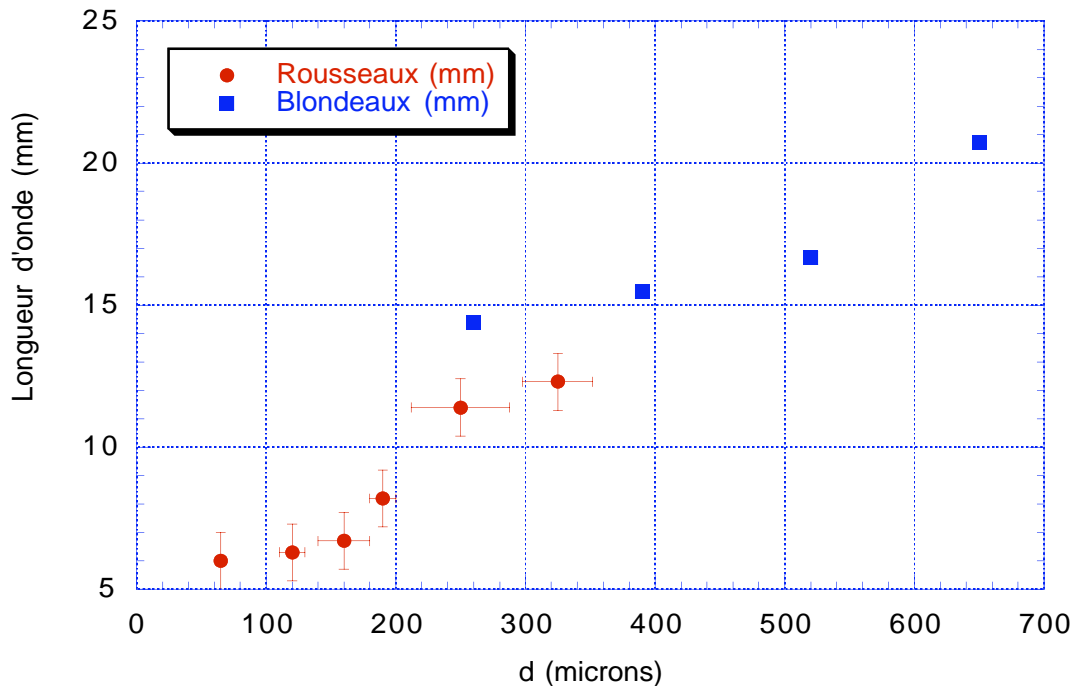


FIG. 3: Evolution de la longueur d'onde initiale en fonction du diamètre  $d$  des grains.

Blondeaux (1990) a fait une étude de stabilité linéaire et prévoit une dépendance de la longueur d'onde critique avec le diamètre des grains. Nous comparons nos résultats expérimentaux avec ce modèle théorique : la longueur d'onde initiale est une fonction croissante de la taille des grains. En effet, on peut penser que la taille caractéristique des premières structures formées dépend du diamètre des grains. Dans le cadre du modèle d'Andersen (2001), la taille caractéristique des "rolling grain ripples" pilote l'étendue de la zone d'ombre derrière les structures donc la longueur d'onde.

Il est difficile de déterminer précisément une longueur d'onde finale. En effet, il arrive que le système atteigne un premier plateau correspondant à l'état "vortex ripples" puis évolue en annihilant une ride voire plus selon une dynamique de phase sur des temps beaucoup plus long (en cours d'étude). Il faut noter que les conditions aux limites expérimentales sont périodiques et que cette modification ultérieure de la longueur d'onde peut s'interpréter par l'adaptation du système à ces conditions particulières.

Nous définissons une longueur d'onde "finale" comme étant la longueur d'onde correspondante à la première saturation dans l'état "vortex ripples". Ainsi, nous montrons que cette longueur d'onde est indépendante de la taille des grains ainsi que de la fréquence mais est fonction de l'amplitude d'oscillation (Stegner et Wesfreid, 1999).

### Rides à Tourbillons- $f=1\text{Hz}$ - $A=2.45\text{cm}$

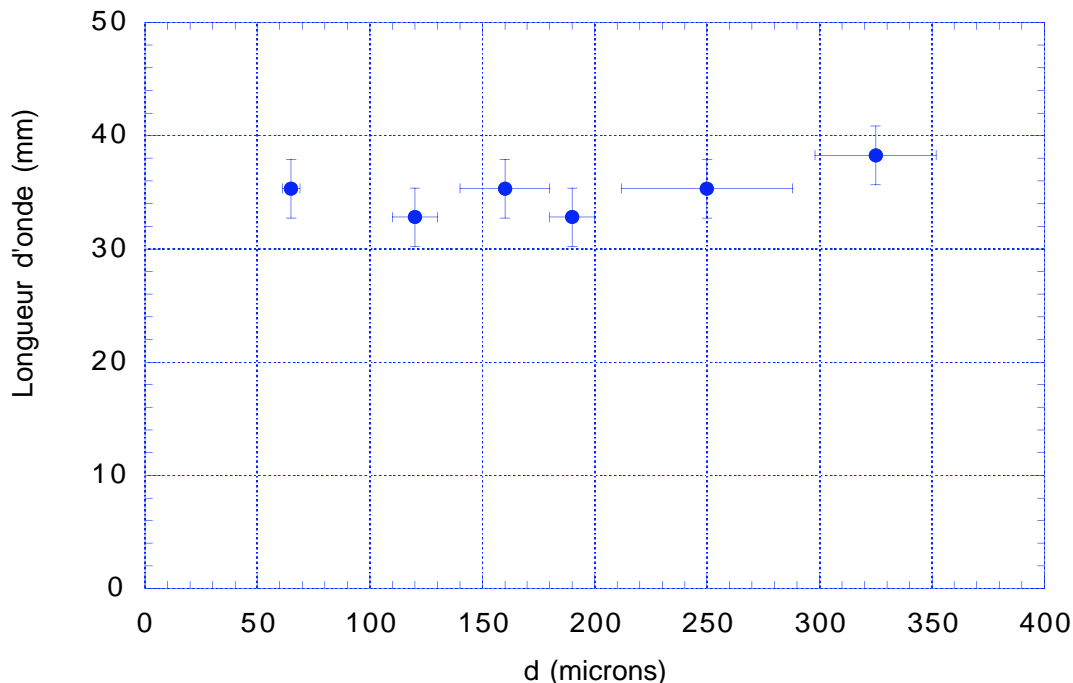


FIG. 4: Evolution de la longueur d'onde "finale" en fonction du diamètre  $d$  des grains.

## 4 Conclusions et Perspectives

Nous avons montré l'influence de la taille des grains sur la longueur d'onde initiale. Par contre, la longueur d'onde finale n'en dépend pas. Ces résultats illustrent deux comportements physiques différents : un comportement initial qui dépend des propriétés du milieu granulaire et un autre, final, des caractéristiques purement hydrodynamiques.

Bien entendu, ces conclusions ne valent que sur la gamme de tailles explorée en l'occurrence 50/350 microns. A l'avenir, nous envisageons de confirmer ces résultats en explorant une gamme plus large en particulier vers les grandes tailles car de trop petites tailles sont exclues à cause du comportement colloïdal des grains.

## Références

- Andersen, K.H. 2001, A particle model of rolling grains ripples under waves, *Physics of Fluids*, **13**, n° 1, pp. 58-64.
- Andersen, K.H. 1999, Ripples beneath surface waves and topics in shell models of turbulence, *PhD Thesis, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen*, <http://www.isva.dtu.dk/~ken/Thesis.html>
- Ayrton, H. 1904, The Origin and Growth of Ripple-Mark, *Proc. Roy. Soc. London A*, **84**, pp. 285-310.
- Bagnold, R.A. 1946, Motion of waves in a shallow water, Interface between waves and sand bottoms. With an additionnal note by Sir G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. London A*, **187**, pp. 1-15.
- Blondeaux, P. 1990, Sand ripples under sea waves. Part 1: Ripple Formation, *J. Fluid Mech.*, **218**, pp. 1-17.
- Rousseaux, G. 2000, Rapport de stage du DEA Mécanique des Fluides et Transferts (Grenoble, ENSHMG). Contribution à l'étude expérimentale de l'instabilité d'une interface eau granulaire : Application à la morphodynamique des rides de sable, *LPMMH-ESPCI*.
- Scherer, M.A., Melo, F. et Marder, M., 1999, Sand ripples in an oscillating annular sand water cell, *Physics of Fluids*, **11**, n° 58.
- Stegner, A. et Wesfreid, J.E. 1999, Dynamical evolution of sand ripples in an oscillating annular sand water cell, *Physical Review E*, **60**, pp. 3487-3490.