

Comment naissent les vagues sous l'effet du vent ?

A. Paquier, F. Moisy & M. Rabaud

Laboratoire FAST, Université Paris-Sud, CNRS - Bât. 502, Rue du Belvédère - Campus Universitaire d'Orsay - 91405 Orsay Cedex, France
paquier@fast.u-psud.fr

Résumé. Afin d'étudier les mécanismes clés de la formation des premières vagues par le vent, nous avons monté une expérience nouvelle utilisant un fluide visqueux et un système de visualisation permettant de mesurer avec une précision micrométrique les déformations de sa surface. Les résultats de cette expérience mettent en évidence l'existence de deux régimes de génération de vagues à l'interface liquide-air. Le premier régime, de très faible amplitude, correspond à la réponse de l'interface aux fluctuations de pression présentes dans l'air ; le second régime, d'amplitude beaucoup plus forte, correspond à la croissance d'un système de vagues de longueur d'onde bien définie.

Abstract. In order to study the key mechanisms of the generation of the first waves by wind, we have built a new experiment using a viscous fluid and a visualisation method that measures the surface deformation with a micrometric accuracy. The results of this experiment show the existence of two regimes of deformation of the liquid-air interface. The first regime, of very small amplitude, corresponds to the response of the interface to the pressure fluctuations in the airflow; the second regime, of much higher amplitude, corresponds to the growth of waves with a well-defined wavelength.

1 Introduction

La question de la formation des vagues sous l'action du vent, bien qu'apparemment simple, a suscité un grand nombre de travaux théoriques, expérimentaux et numériques. En dépit de ces nombreuses études, les détails des mécanismes de génération et de croissance des vagues induites par un écoulement d'air restent encore mal compris et les modèles existants, les plus classiques étant ceux de Kelvin-Helmholtz, de Phillips et de Miles, fournissent des prédictions parfois contradictoires et souvent assez éloignées de la réalité.

Kelvin et Helmholtz sont les premiers à proposer une explication pour la formation des vagues [1]. Si leurs noms restent attachés à une des instabilités les plus connues de la mécanique des fluides, les prédictions de leur modèle s'écartent fortement des observations expérimentales. En 1957, Phillips propose un modèle basé sur les effets des fluctuations de pression dans la couche limite d'un écoulement d'air turbulent sur un liquide initialement au repos [2]. Il en déduit une croissance temporelle linéaire du carré de l'amplitude des vagues. La même année, Miles propose un autre mécanisme à partir de l'analyse de la stabilité du profil moyen dans l'air [3]. Il prédit lui une croissance exponentielle de la taille des vagues en fonction du temps. De nombreuses tentatives ont été faites depuis pour tester ces prédictions, sans toutefois aboutir à des réponses claires.

Alors même que Kelvin attribuait les mauvaises prédictions de son modèle aux effets visqueux, le modèle de Phillips comme celui de Miles ne prennent pas en compte la viscosité. Afin d'étudier l'origine de la formation des premières vagues par le vent, nous avons monté une expérience nouvelle utilisant un fluide visqueux plutôt que de l'eau. Nous pensons que cette particularité peut simplifier l'expérience et faciliter l'identification des mécanismes clés de la formation des vagues.

2 Montage expérimental

Le montage expérimental est constitué d'une cuve en Plexiglas de longueur $L = 1.5$ m, de largeur $l = 296$ mm et de profondeur $h = 35$ mm (ce qui est suffisant pour être dans l'approximation des grandes

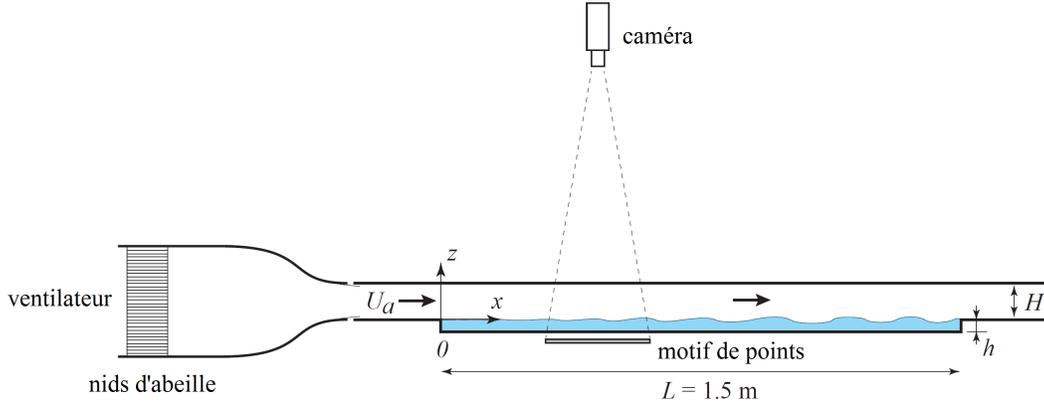


Figure 1. Schéma du montage expérimental.

profondeurs pour les ondes observées). Cette cuve est surmontée par un canal de même largeur et de hauteur $H = 105$ mm, complété par deux zones planes de 26 cm en amont et aval de la cuve (Fig. 1). La cuve contient un mélange de 80% de glycérol et de 20% d'eau, de densité $\rho = 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$, de tension de surface $\gamma = 60 \pm 5 \text{ mN/m}$ et de viscosité cinématique $\nu = 3.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, soit 30 fois la viscosité de l'eau. Le niveau du liquide coïncide exactement avec la surface inférieure du canal. L'air est injecté dans le canal par une soufflerie permettant d'ajuster la vitesse moyenne de l'écoulement U_a entre 1 et 10 m/s.

La mesure de la topographie de la surface est réalisée par la méthode optique Free Surface-Synthetic Schlieren (FS-SS) [4]. Pour cela, un motif aléatoire de points est disposé sous la cuve et une caméra rapide le filme à travers le liquide sur un champ de visualisation de 39×28 cm. Le déplacement apparent des points entre l'image de référence (quand le liquide est au repos) et l'image déformée (quand l'interface est perturbée) est calculé par corrélation d'image. L'intégration de ce champ de déplacement donne le champ de hauteur du liquide $\zeta(x, y, t)$. La topographie de l'interface est entièrement reconstruite avec une résolution temporelle suffisante pour pouvoir suivre le déplacement des perturbations de la surface du liquide. Cette méthode non intrusive permet ainsi de mesurer avec une résolution micrométrique les amplitudes de déformation de la surface et d'accéder aux premières déformations à faible vitesse de vent.

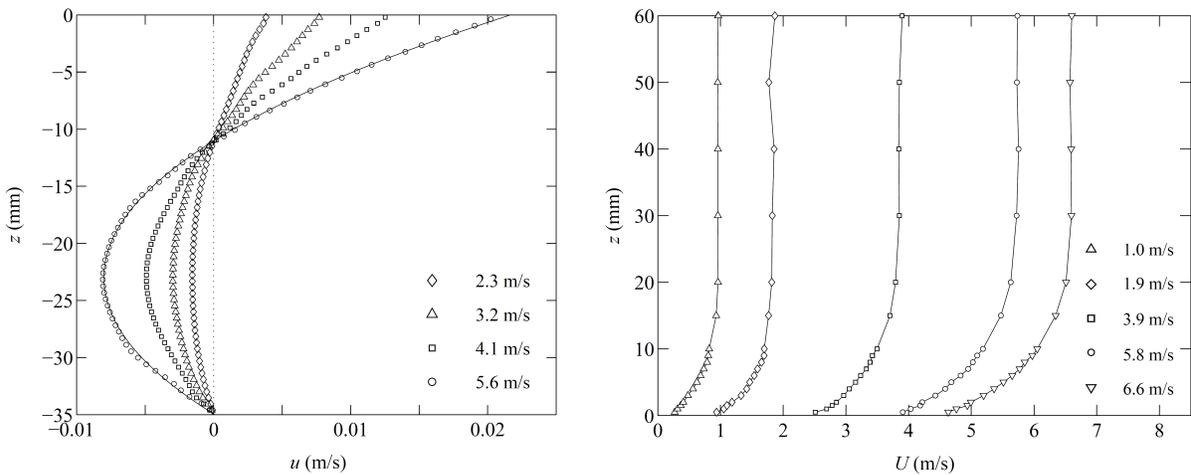


Figure 2. Profils des écoulements à différentes vitesses de vent (à gauche) dans le liquide, à $x = 37.5$ cm ; (à droite) dans l'air, à $x = 50$ cm.

Les écoulements dans le liquide et dans l'air ont été caractérisés respectivement par vélocimétrie par images de particules et par anémométrie à fil chaud (Fig. 2). Du fait de la viscosité élevée du liquide, l'écoulement y reste laminaire et quasi bidimensionnel, avec un profil parabolique. L'écoulement d'air est lui turbulent et présente une zone logarithmique avant raccordement à la vitesse moyenne constante.

3 Résultats

Grâce aux données obtenues par FS-SS, deux régimes de génération de vagues à l'interface liquide-air ont été mis en évidence. On observe les premières perturbations de la surface aux plus faibles vitesses de vent, inférieures à 1 m/s. Ces perturbations, de très faibles amplitudes, à peine visibles à l'œil nu, sont de taille centimétrique et sont désorganisées spatialement et généralement allongées dans le sens de l'écoulement (Fig. 3 (a)). Dans un premier temps, quand la vitesse du vent augmente, ces perturbations augmentent d'amplitude tout en restant décorrélatées spatialement. Cependant, passé un seuil en vitesse de vent, elles s'organisent spatialement et atteignent rapidement un état structuré de vagues quasi parallèles entre elles et perpendiculaires à la direction du vent (Fig. 3 (b)). La longueur d'onde de ces vagues est d'environ 35 mm, soit plus de deux fois la longueur capillaire $\lambda_c = 2\pi\sqrt{\gamma/\rho g} = 14.2$ mm.

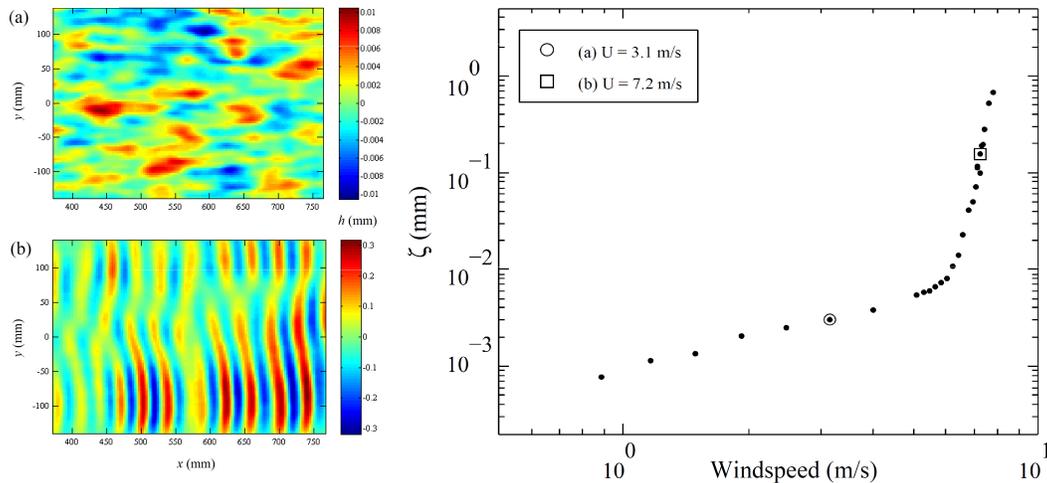


Figure 3. Gauche: Champs de hauteur instantanés aux vitesses de vent (a) $U_a = 3.1$ m/s et (b) $U_a = 7.2$ m/s. Droite: Amplitude moyenne des déformations en fonction de la vitesse du vent à fetch (la distance de liquide sur laquelle le vent souffle) $x = 57$ cm.

Ces deux régimes sont également facilement visibles dans l'évolution de l'amplitude des déformations de la surface. L'amplitude moyenne des perturbations de la surface est prise comme la moyenne quadratique de la hauteur du liquide, moyennée en temps (sur 100 images prise à 10 Hz de fréquence d'acquisition) et en espace (sur tout le champ de visualisation) (Fig. 3, à droite). Sous le seuil, l'amplitude des vagues augmente lentement avec la vitesse du vent en suivant une loi de puissance avec un exposant proche de l'unité. La transition a lieu pour $U_c \simeq 6.2$ m/s et au-dessus de ce seuil, l'amplitude continue de croître avec la vitesse du vent mais beaucoup plus rapidement que dans le premier régime, d'où la rupture de pente nette au passage entre les deux régimes. On accède également à l'amplitude moyenne à un fetch donné en ne moyennant $\zeta(x, y, t)$ que dans le temps et dans la direction transversale à la direction du vent. Les courbes ainsi obtenues d'amplitude des perturbations en fonction du fetch (Fig. 4) présentent des comportements différents selon que la vitesse du vent est inférieure ou supérieure à la vitesse seuil. Aux faibles vitesses de vent du premier régime, l'amplitude des perturbations de l'interface ne semble pas varier avec le fetch. Une fois le seuil franchi et les vagues organisées, la hauteur des vagues va au contraire

rapidement augmenter avec le fetch. Au début de la cuve, cette croissance spatiale est rapide, similaire à une croissance exponentielle, mais elle devient plus lente en aval, ce qui suggère des effets non-linéaires non négligeables.

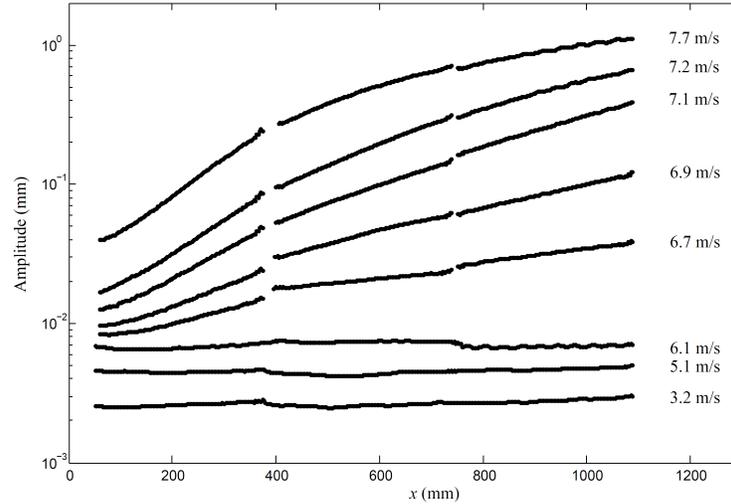


Figure 4. Amplitude des déformations en fonction du fetch à différentes vitesses de vent.

4 Discussion

La précision de la méthode FS-SS a permis d'étudier les premières déformations de l'interface sous l'action du vent. Si elles ont été observées lors de simulations numériques [5], cela n'avait jusqu'à présent pas été fait expérimentalement avec une telle précision.

Ces premières déformations de l'interface seraient à rapprocher du modèle de Phillips, en les interprétant comme la réponse de l'interface aux fluctuations de pression de l'écoulement d'air turbulent. Du fait de la viscosité élevée du liquide, la réponse de l'interface à ces fluctuations est essentiellement locale, les perturbations en surface étant alors le reflet quasi instantané de ces fluctuations. Quand la vitesse moyenne de l'écoulement d'air augmente, les fluctuations de pression augmentent également, d'où la croissance de l'amplitude des perturbations. L'amplitude des déformations reste néanmoins encore faible, suffisamment pour ne pas influencer en retour l'écoulement d'air, d'où une amplitude de déformation constante sur toute la longueur de la cuve. Au-dessus du seuil, l'approximation de la croissance spatiale par une fonction exponentielle amène à un rapprochement au modèle d'instabilité de Miles.

Les prochaines campagnes de mesures, en faisant varier la viscosité du liquide, devraient permettre d'en apprendre plus.

References

1. O. DARRIGOL, *Worlds of Flow*, Oxford Univ. Press (2005).
2. O. M. PHILLIPS, On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2** (05), 417–445 (1957).
3. J. W. MILES, On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, **3** (02), 185–204 (1957).
4. F. MOISY, M. RABAUD, K. SALSAC, A Synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface, *Exp. Fluids*, **46**, 1021–1036 (2009).
5. M.-Y. LIN, C.-H. MOENG, W.-T. TSAI, P. P. SULLIVAN, S. E. BELCHERS, Direct numerical simulation of wind-wave generation processes, *J. Fluid Mech.*, **616**, 1–30 (2008).