

Solitons visqueux générés par le vent

M. AULNETTE, F. MOISY et M. RABAUD

Laboratoire FAST, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405, Orsay, France.

Résumé :

Nous étudions la génération des vagues par le vent à la surface d'un liquide fortement visqueux. Au-delà d'une vitesse de vent critique, un train d'ondes progressives sinusoïdales se forme et évolue rapidement en structures isolées de grande amplitude qui se propagent dans la direction du vent. Nous appelons ces ondes non linéaires des solitons visqueux. Une fois formé, le soliton visqueux se propage vers l'aval en conservant sa forme et sa vitesse. Cette dernière est donnée par un équilibre de force entre la traînée aérodynamique dans l'air et la traînée visqueuse dans le liquide. La fréquence d'émission de ces structures augmente avec la vitesse du vent.

Abstract :

We investigate the generation of wind waves at the surface of a highly viscous liquid. Above a critical wind velocity, we observe the formation of a sinusoidal progressive wave packet of small amplitude which evolves in isolated structures that propagate rapidly downstream. We call these non linear structures viscous solitons. Once the soliton reaches a critical amplitude, it propagates downstream keeping its shape and velocity. The propagation velocity is given by a balance between the aerodynamic drag in the air and the viscous drag in the liquid. The emission frequency increases with wind velocity.

Mots clefs : Vagues, Vent, Ondes solitaires.

1 Introduction

Nous étudions la génération des vagues par le vent à la surface d'un liquide visqueux. À faibles viscosité et vitesse de vent, l'interface est recouverte de structures allongées de faible amplitude dans la direction du vent et désordonnées : les wrinkles [1, 2]. Au-delà d'une vitesse de vent critique, des vagues régulières quasiment monochromatiques dont les crêtes sont perpendiculaires au vent apparaissent. Leur amplitude augmente légèrement avec U_a et la distance parcourue.

À haute viscosité, et au-delà d'une vitesse de vent seuil, la nature des ondes émises change radicalement [3] : le train d'ondes sinusoïdal initial évolue rapidement et forme une vague de forte amplitude poussée par le vent (figure 1). Ce régime, fortement non linéaire, est le régime des *solitons visqueux*. Ces structures sont typiquement hautes de 3-5 mm, épaisses de 2 cm et larges de 5 à 10 cm, avec un arrière très raide et un avant en pente plus douce. Leur amplitude finie, même proche de leur seuil d'apparition, suggère que leur mécanisme de formation est sous-critique. Ces solitons ont déjà été décrit qualitativement par J. R. D Francis en 1954 [4] lors d'expériences à la surface libre d'une huile visqueuse. Le but de cet article est de décrire quantitativement ce régime.

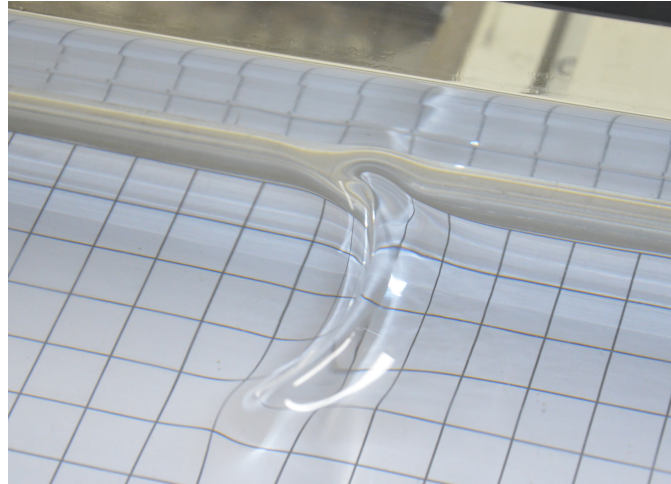


FIGURE 1 – Photographie d'un soliton visqueux à la surface d'huile silicone transparente de viscosité $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ (échelle : 1 carreau correspond à 1.3 cm). Le vent et les solitons se propagent de gauche à droite.

2 Dispositif expérimental

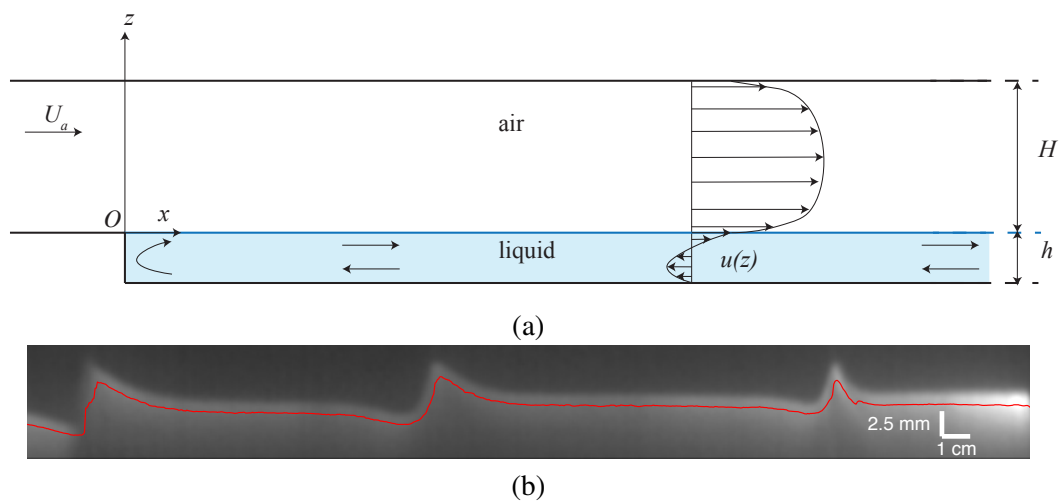


FIGURE 2 – (a) Coupe dans le plan vertical du montage expérimental. (b) Exemple de détection de la forme de l'interface (en rouge) superposée à l'image brute de la nappe laser pour $h = 35 \text{ mm}$.

Le dispositif expérimental, schématisé en figure 2 (a), est composé d'une cuve remplie de liquide de longueur $L_x = 1,5 \text{ m}$ et le largeur $L_y = 296 \text{ mm}$ formant le fond d'un canal aérodynamique de même largeur et de hauteur 105 mm. La profondeur du réservoir peut être variée de 20 à 50 mm en y immergeant des plaques de Plexiglas. L'écoulement d'air turbulent est généré par une soufflerie permettant de faire varier la vitesse du vent U_a de 1 à 15 m/s. Le liquide utilisé est de l'huile silicone de viscosité $\nu_l = 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (1000 fois celle de l'eau) et de tension de surface $\gamma = 21.1 \text{ mN/m}$.

Deux méthodes de mesure ont été utilisées : la vélocimétrie par images de particules (PIV) pour visualiser l'écoulement dans le liquide et la profilométrie par nappe laser (LSP). Les deux méthodes de visualisation sont utilisées dans un plan à y donné et le long de l'axe x . La LSP consiste à faire intersec-

ter une nappe laser inclinée avec la surface libre de notre liquide. Afin de rendre le liquide diffusif, nous avons ajouté un pigment blanc (oxyde de titane) à l'huile silicone. Chaque image est codée en niveaux de gris et on recherche le maximum d'intensité pour chaque valeur de x . La figure 2 (b) montre un exemple d'intersection de la nappe laser et le profil détecté. Pour la PIV, afin de visualiser l'écoulement, des traçeurs (micro-billes en verre) sont mélangés au liquide transparent (sans TiO_2). Les deux méthodes ne peuvent donc pas être utilisées simultanément.

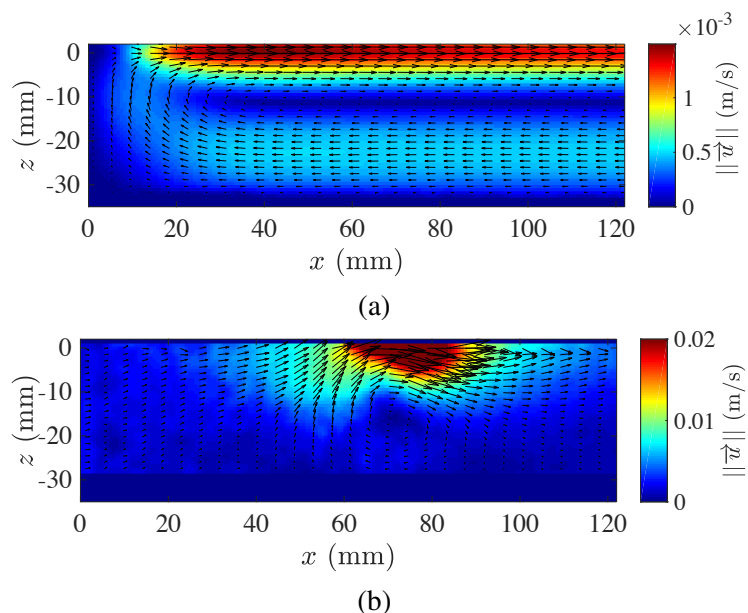


FIGURE 3 – Exemple de champs de vitesse obtenu par PIV pour $h = 35$ mm : (a) Écoulement dans un plan vertical avant l'apparition des solitons ($U_a = 7.4$ m/s). (b) Écoulement dans un plan vertical lors du passage d'un soliton ($U_a = 10.1$ m/s).

Pour des vitesses de vent inférieures au seuil d'apparition des solitons, l'écoulement de base est caractérisé par une recirculation en profondeur et une contrainte de cisaillement à l'interface liquide/air. En supposant que cette contrainte varie faiblement avec x , le profil de vitesse horizontale est un profil parabolique de type Stokes qui a la forme : $U(z) = U_s(x)(z/h + 1)(3z/h + 1)$ où $U_s(x) = \tau(x)h/4\eta$ (avec $\tau(x)$ la contrainte visqueuse exercée par l'air sur la surface). La figure 3 (a) montre qu'un tel profil décrit bien l'écoulement lorsque $x \geq h$. Au dessus du seuil d'apparition des solitons, on peut voir la formation d'un tourbillon de taille caractéristique h chaque fois qu'un soliton se forme (figure 3 (b)).

3 Résultats expérimentaux

3.1 Description générale

Au-delà d'une vitesse de vent seuil, de l'ordre de 9 m/s, un train d'ondes composés de quelques longueurs d'ondes de petites amplitudes et de fréquence d'environ 1 Hz se forme à l'entrée du canal ($x \in [30, 70]$ mm). Ces ondes sont systématiquement instables : leur amplitude croît lentement jusqu'à ce qu'une des crêtes atteigne une amplitude critique (environ 1 mm) et se transforme en soliton (phase A, figure 4). Une fois formé, le soliton est rapidement amplifié et atteint quelques millimètres, accélère, quitte la zone de vagues régulières et se propage le long du canal à vitesse approximativement constante (phase B,

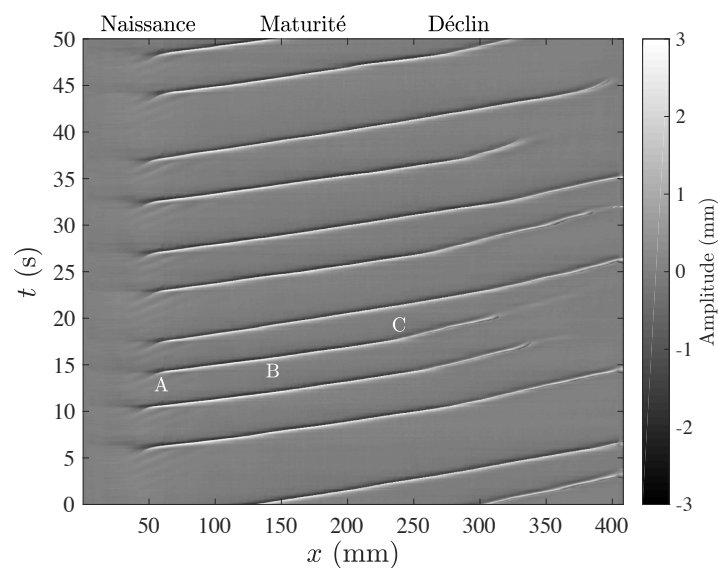


FIGURE 4 – Diagramme spatiotemporel montrant la dynamique des solitons visqueux ($U_a = 9.31$ m/s et $h = 35$ mm).

figure 4). Après la formation d'un soliton, le train d'ondes disparaît, puis se reforme au bout de quelque temps et le processus se répète.

Le même phénomène est visible lorsque l'on augmente la vitesse du vent mais se reproduit de plus en plus souvent. Pour des vents plus importants, la fréquence d'émission croît jusqu'à une valeur de saturation qui dépend de la profondeur de liquide h (figure 5 (a)). Par exemple, pour $h = 50$ mm, la fréquence de saturation est de l'ordre de 0.5 Hz : une vague sur deux donne naissance à un soliton.

La longueur d'ondes de ces ondes sinusoïdales est de l'ordre de $\lambda_{RW} = 18 \pm 3$ mm, soit environ deux fois la longueur capillaire $\lambda_c = 2\pi\sqrt{\gamma/\rho g}$. Leur célérité est de l'ordre de 17 ± 3 mm/s, soit environ $c_m/10$, où $c_m = (4\gamma g/\rho)^{1/4}$ est la célérité minimum des ondes gravito-capillaires non visqueuses. Étant donnée la viscosité du liquide étudié, il est important de prendre en compte son effet dans la relation de dispersion des ondes se propageant à l'interface liquide/air [5]. La viscosité introduit une longueur de coupure en-dessous de laquelle des ondes libres ne peuvent pas se propager. Pour notre viscosité ($\nu_l \simeq 10^{-3}$ m²/s), les ondes libres sont principalement gravitaires, on peut donc exprimer la longueur de coupure comme $\lambda_0 = 2\pi\theta_0^{-2/3}(\nu_l^2/g)^{1/3} \simeq 24$ mm. On voit donc que λ_{RW} est inférieure à la longueur de coupure : nos ondes sont donc bien des ondes forcées.

Lors de transition des ondes sinusoïdales aux solitons, une des ondes est amplifiée : son amplitude croît exponentiellement dans le temps. Le temps de croissance des solitons est de l'ordre de 0.3 s et ne semble pas dépendre de la vitesse du vent.

La figure 5 (b) montre l'évolution de la vitesse de différents solitons en fonction de leur amplitude. Pour des amplitudes inférieures à 1 mm, la vitesse est sensiblement constante et vaut environ 18 mm/s. Cela correspond à la vitesse des ondes sinusoïdales. Une fois le seuil de 1 mm atteint, la vitesse augmente fortement et proportionnellement à l'amplitude. Une fois l'amplitude saturée atteinte, le soliton se propage à vitesse et forme constantes. Cette dernière est la même pour toutes les vitesses de vent et peut être adimensionnée par A_+ , l'amplitude la crête par rapport à la ligne de base (figures 5 (c) et (d)). Les figures 6 (a) et (b) montrent que l'amplitude et la célérité des solitons croît avec U_a . La profondeur de

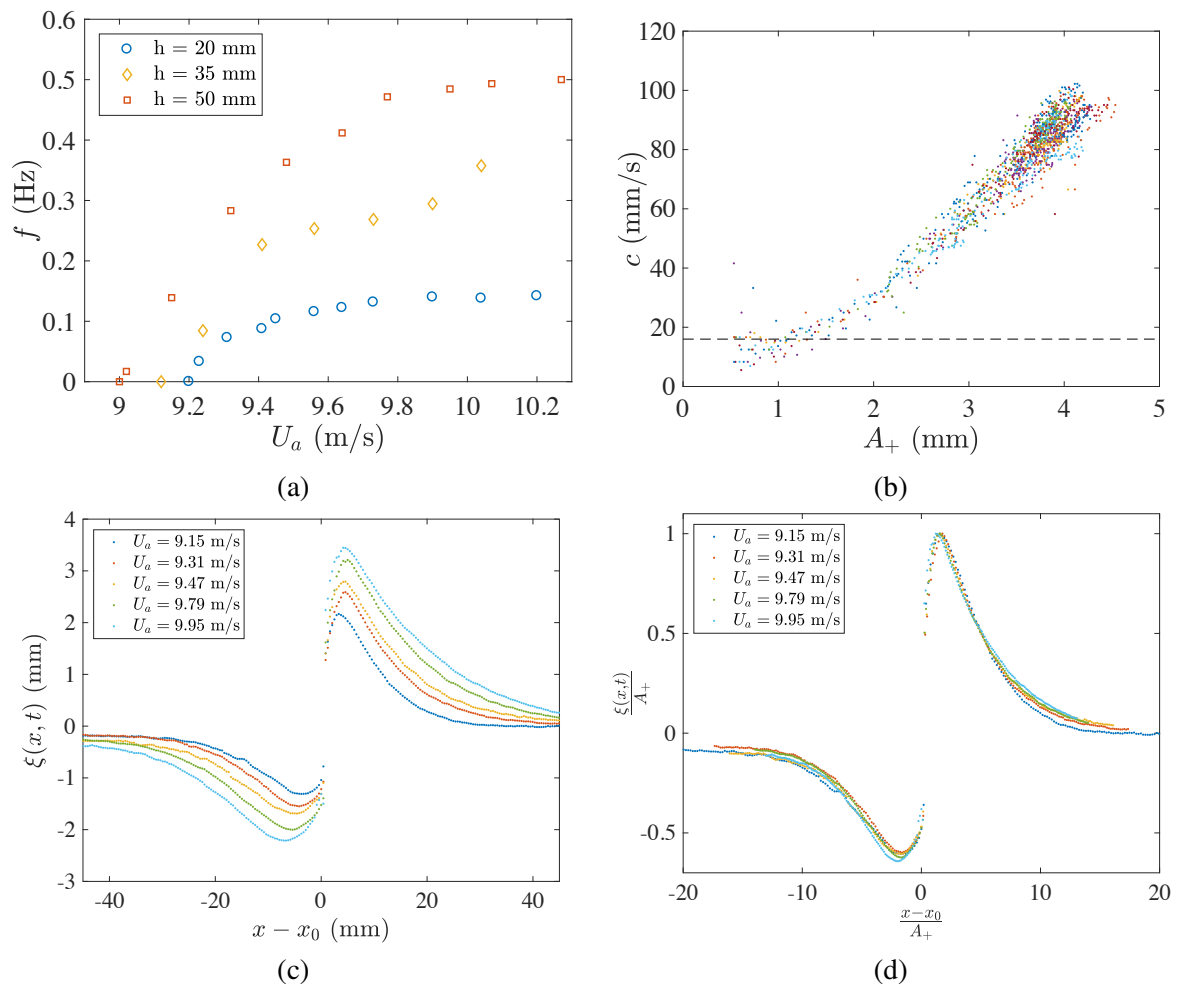


FIGURE 5 – (a) Évolution de la fréquence d’apparition f (Hz) des solitons avec la vitesse du vent U_a (m/s) et la profondeur h (mm). (b) Évolution de la vitesse c (mm/s) des solitons en fonction de l’amplitude de leur crête A_+ (mm) pour $U_a = 9.95$ m/s et $h = 35$ mm. (c) Différents profils moyens de solitons à différentes vitesses de vent pour $h = 35$ mm. (d) Profils adimensionnés des solitons pour $h = 35$ mm.

liquide a également une influence l’amplitude des solitons qui décroît lorsque h augmente, la célérité, elle, n’étant que légèrement affectée par la profondeur.

Après avoir parcouru une distance de l’ordre de quelques dizaines de centimètres, les solitons disparaissent (phase C, figure 4). Près du seuil d’apparition, chaque soliton est seul sur l’interface. Le lieu de disparition des solitons peut être relié au fait que la contrainte interfaciale décroît légèrement avec x du fait de l’épaississement de la couche limite turbulente dans l’air. Cependant, plus U_a est grand, plus la fréquence d’apparition est grande : on observe de plus en plus de solitons simultanément à la surface du liquide. L’apparition d’un soliton à petits x engendre le ralentissement, puis la disparition du soliton le précédant, même s’ils sont séparés de plus de 20 cm. Cette interaction est la signature de la modification du profil d’écoulement d’air, même loin en aval d’un soliton.

3.2 Modèle pour décrire la vitesse des solitons

Pendant la phase de maturité, les solitons visqueux ont à peu près une vitesse constante. Cette dernière peut être décrite à partir d’un équilibre des forces s’appliquant sur ces structures.

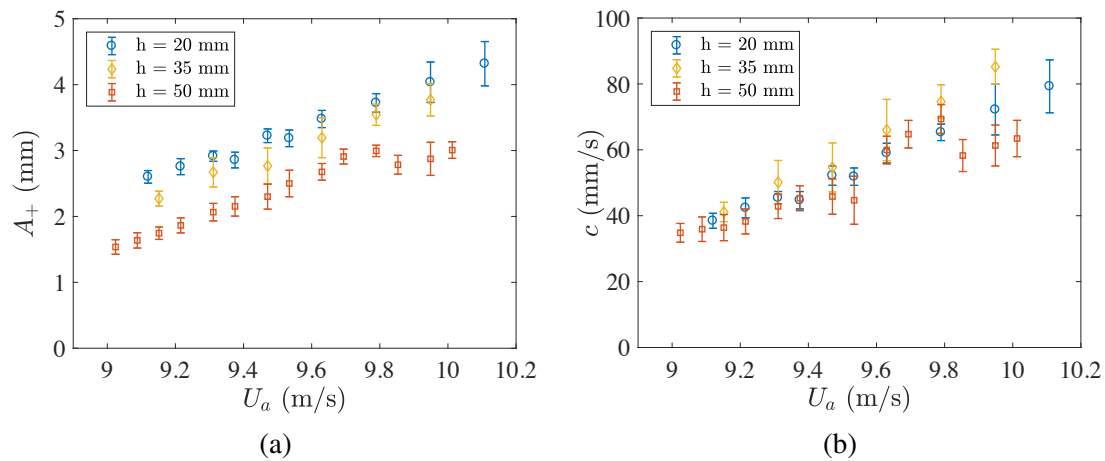


FIGURE 6 – Évolution de (a) l'amplitude et (b) la célérité des solitons avec U_a et h .

Les vagues solitaires sont hautes de quelques millimètres, et dépassent donc l'épaisseur de sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente. On fait donc l'hypothèse que la force aérodynamique F_D poussant les structures prend la forme d'un trainée inertielle (comme pour un obstacle dans un écoulement fluide) :

$$F_D = C_D \rho_a U_a^2 W A_+. \quad (1)$$

où W est la dimension transverse de la vague, C_D est un coefficient de trainée dépendant de la forme de la vague et A_+ est l'amplitude de la crête de la vague.

Pour la force visqueuse induite dans le liquide, elle prend la forme : $F_v = \sigma_{xz} S$ où S est la surface du soliton (d'ordre $A_+ W$) et σ_{xz} est une contrainte visqueuse. Cette dernière est estimée comme le produit de la viscosité dynamique du liquide η_l et un taux de cisaillement basé sur la vitesse des solitons c et son échelle caractéristique A_+ . On peut donc écrire :

$$F_v = \beta \eta_l W c. \quad (2)$$

En faisant l'équilibre de ces forces, on obtient donc :

$$c = \alpha \frac{\rho_a U_a^2 A_+}{\eta_l} \quad (3)$$

où $\alpha = C_D/\beta$ est un facteur d'ordre 1.

Ce modèle permet de bien reproduire les résultats expérimentaux de la figure 5 (b), même à différents vents : la linéarité entre A_+ et c est cohérente avec la trajectoire des solitons dans le plan (A_+, c) . Le coefficient α vaut environ 0.2 avec une faible dépendance en h ($\alpha \propto h^{0.3}$).

4 Conclusion

Pour de hautes viscosités et des vitesses de vent suffisantes, localisées, un régime de vagues solitaires fortement non linéaires est observé. Une fois formée, ces vagues accélèrent et se propagent à forme et vitesse constantes. Formé sur la base d'un train d'ondes régulières instables, le soliton visqueux est l'association d'un tourbillon dans le liquide, d'une déformation de grande amplitude de l'interface et

d'un tourbillon aérodynamique dans son sillage. Enfin, nous avons établi un modèle pour décrire la vitesse de translation des solitons en la reliant à leur hauteur. Suite à l'observation du taux de croissance indépendant de U_a de ces solitons, nous nous intéressons maintenant au caractère sous-critique de cette instabilité que nous allons chercher à caractériser.

Références

- [1] A. Paquier, F. Moisy, and M. Rabaud. Surface deformations and wave generation by wind blowing over a viscous liquid. *Phys. Fluids*, **27** :122103, 2015.
- [2] S. Perrard, A. Lozano-Durán, M. Rabaud, M. Benzaquen, and F. Moisy. Turbulent windprint on a liquid surface. A paraître dans *JFM*.
- [3] A. Paquier, F. Moisy, and M. Rabaud. Viscosity effects in wind wave generation. *Phys. Rev. Fluids*, **1** :083901, 2016.
- [4] J. R. D. Francis. Wave motions and the Aerodynamic Drag on a free oil surface. *Phil. Mag.*, **45** :695, 695-702, 1954.
- [5] P. LeBlond and F. Mainardi. The viscous damping of capillary-gravity waves, *Acta Mechanica*, **68** :203-222, 1987.