



CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT INDUIT PAR UNE HOULE RÉGULIÈRE AU VOISINAGE D'UN FOND CONSTITUÉ DE RIDES

BROSSARD J., MARIN F.

Laboratoire de Mécanique des Fluides
B.P. 265, Quai Frissard, 76055 LE HAVRE CEDEX

ABSTRACT

From measurements with a two component laser-Doppler velocimeter, we were able to obtain a detailed knowledge of the flow above symmetrical ripples with rounded crests. There have been many experimental studies of the velocity distribution close to a rippled bed in oscillatory flow but results reported in the literature do not provide an overall picture of the time development of the vorticity field. In this paper, vortices structures evolution is depicted from the beginning of their formation till their vanishing. We were also interested in the turbulent energy and production distribution. So it seems that turbulence is produced by vortices dynamic and that the wall acts like a damper.

1. INTRODUCTION

Il est connu depuis le début du siècle qu'une onde progressive se propageant en eau peu profonde ou en profondeur intermédiaire au-dessus d'un fond meuble engendre des ondulations sur celui-ci connues sous le nom de rides. Beaucoup d'études expérimentales ont porté sur la distribution des vitesses au voisinage d'un tel fond en écoulement oscillant (Nakato et al. (1977), Du Toit & Sleath (1981), Sato et al. (1984,1987), Ikeda & al. (1989)). Cependant, la dynamique des tourbillons n'est pas encore connue quantitativement d'une façon détaillée, or ceci est indispensable pour comprendre les phénomènes importants qui ont lieu près du fond, notamment les processus de remise en suspension des sédiments. Des études expérimentales antérieures nous ont permis de décrire l'évolution des tourbillons (convection) générés au voisinage de rides asymétriques à crêtes anguleuses et de préciser la zone de l'écoulement qu'ils influencent. Pour le cas présent nous avons choisi des rides symétriques à crêtes arrondies proches de celles qu'on rencontre en nature et nous allons analyser finement la formation des tourbillons de couche limite à la paroi, les décollements aux sommets de rides, les enroulements aux versants des rides, la convection des structures ainsi obtenues et enfin nous décrivons l'évolution de la turbulence au sein d'un tel écoulement.

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les rides ont été usinées dans une plaque en alliage d'aluminium à l'aide d'une fraise trois tailles et leur forme est précisée sur la figure suivante:

hauteur d'eau	:	$d = 0,27 \text{ m}$
période de la houle	:	$T = 1,08 \text{ s}$
longueur d'onde	:	$\lambda = 1,46 \text{ m}$
amplitude	:	$H = 0,024 \text{ m}$

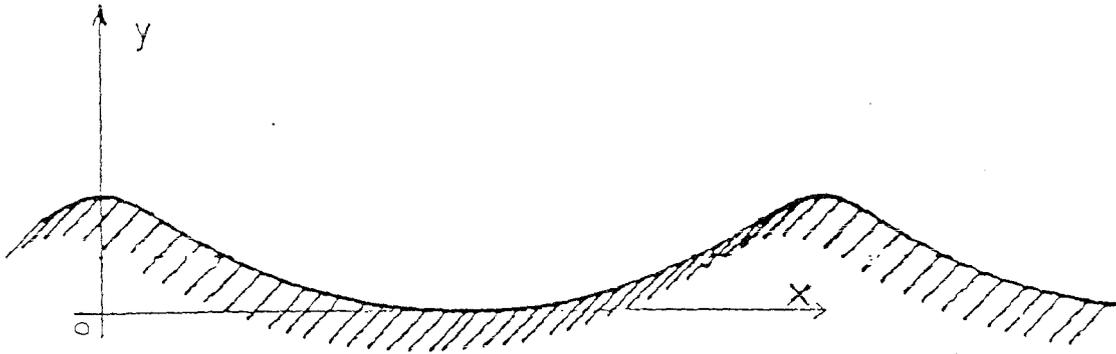


Fig. 1

La forme des rides est représentée par le système d'équations paramétriques suivant :

$$x = X - (hr/2) \sin(2\pi X/\lambda_r)$$

$$y = (hr/2) (\cos(2\pi X/\lambda_r) + 1)$$

avec hauteur (creux-sommet) des rides : $hr = 3 \text{ mm}$, longueur d'onde des rides $\lambda_r = 18 \text{ mm}$, X étant le paramètre.

Les caractéristiques de la houle et des rides choisies nous conduisent aux rapports adimensionnels suivants :

$$hr/\lambda_r = 0,17 ;$$

$$\lambda_r/a_0 = 1,1 ; \text{ (} a_0 \text{ : amplitude orbitale juste à l'extérieur de la couche limite)}$$

$$R = 1700 ; \text{ (} R = \bar{U}_0 a_0 / \nu \text{ ; avec } \bar{U}_0 \text{ : amplitude de la vitesse moyenne horizontale juste à l'extérieur de la couche limite)}$$

Les mesures de vitesse sont réalisées par un vélocimètre laser à deux composantes ; la zone de mesure s'étend horizontalement sur une longueur d'onde de ride et verticalement de la paroi de fond jusqu'à 9,2 mm au-dessus des sommets des rides (soit une extension verticale d'une demie longueur d'onde) correspondant à la zone d'influence des tourbillons. Afin de décrire la formation des tourbillons de couche limite avec précision, nous avons choisi un pas de mesure dans la direction verticale de 0,25 mm au voisinage de la paroi (jusqu'à 1,2 mm au-dessus des sommets) et de 0,5 mm dans la zone de convection des tourbillons (de 1,2 mm à 9,2 mm au-dessus des sommets). Le pas de mesure dans la direction horizontale est de 1 mm. Quant à la résolution temporelle, elle est de 0,02s.

Les traitements sont réalisés à partir d'une vague moyenne reconstituée (cf Brossard, Marin, Belorgey, 1990).

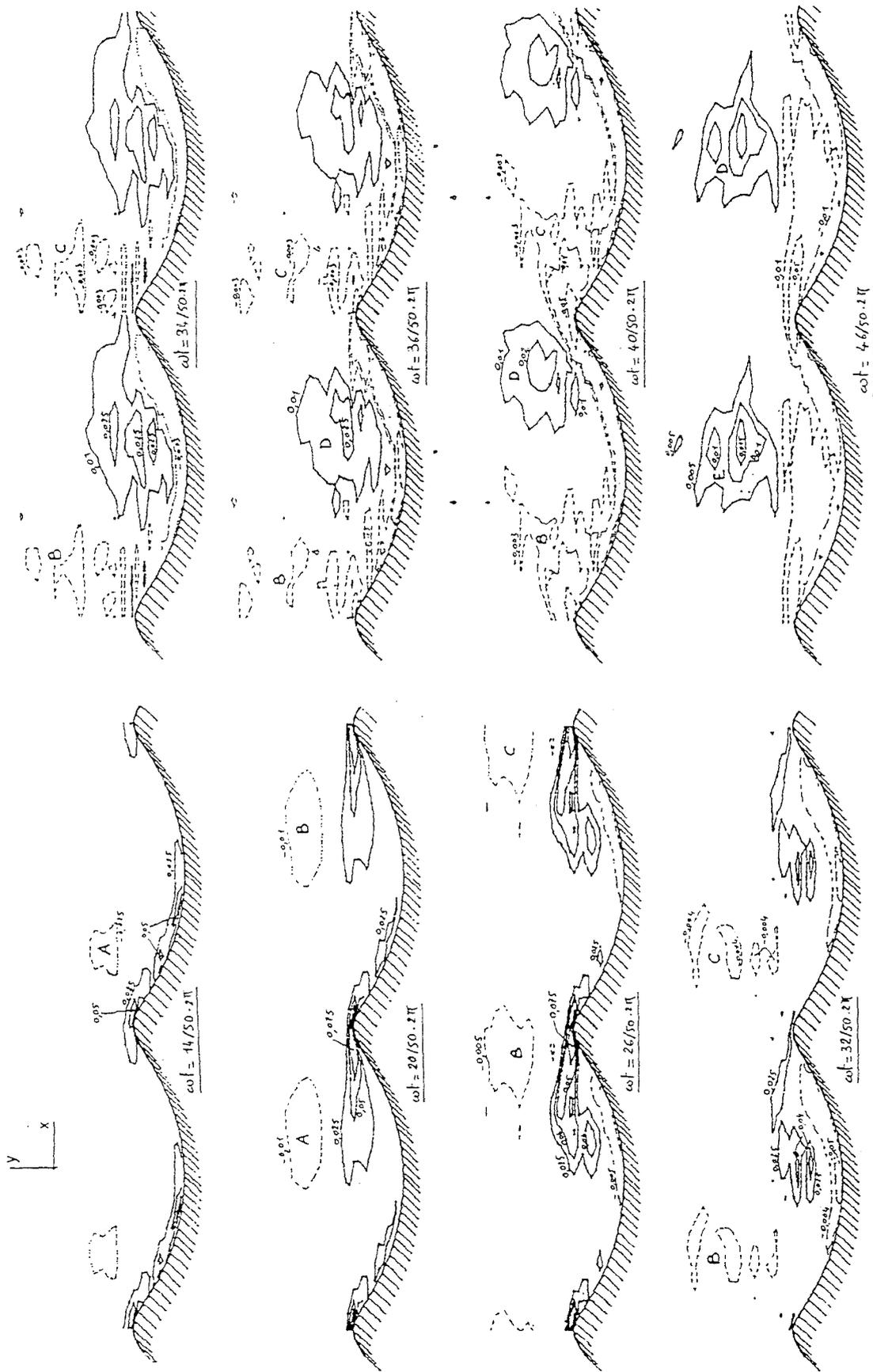
Les tourbillons sont caractérisés par les zones de concentrations de rotationnel de vitesse défini par la quantité $\Omega = \partial V / \partial x - \partial U / \partial y$ en écoulement 2D. L'équation d'évolution associée au rotationnel s'écrit alors :

$$\partial \Omega / \partial t + U \partial \Omega / \partial x + V \partial \Omega / \partial y = \nu (\partial^2 \Omega / \partial x^2 + \partial^2 \Omega / \partial y^2)$$

3. RESULTATS ET DISCUSSION

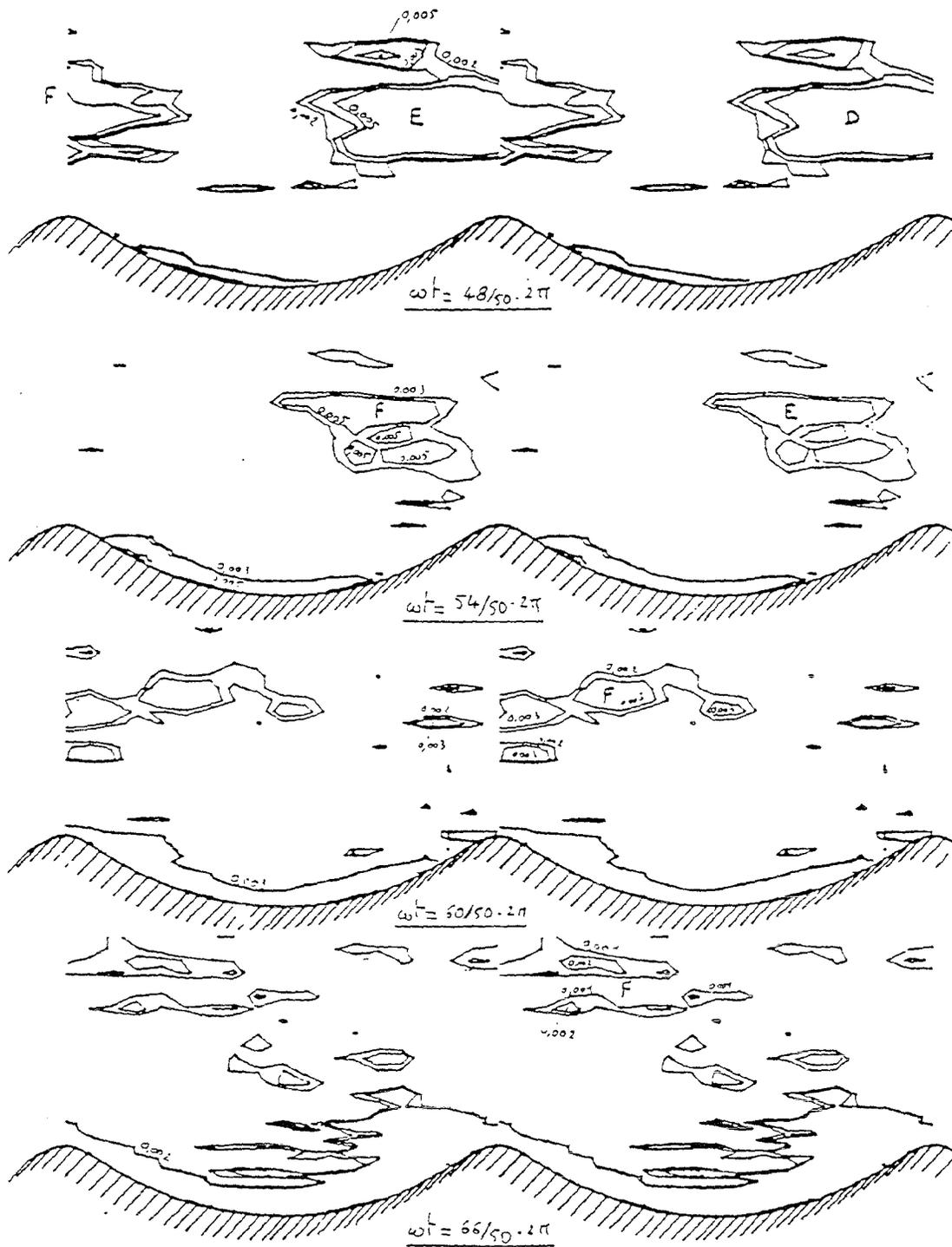
1. Formation et évolution des structures tourbillonnaires

La représentation des champs de vitesse ne permet pas de "suivre " les tourbillons ; pour ce faire il faut exprimer les champs de rotationnel. Nous présentons figure 2 des courbes d'isovaleurs de rotationnel pour quelques phases permettant de comprendre les processus de formation et d'évolution du tourbillon positif (à rotationnel positif). Les processus concernant le tourbillon négatif sont en première approximation analogues.



(Isovaleurs du rotationnel - unité 2×10^3 Rd/s)

Fig. 2



(Isovaleurs du rotationnel - unité 2×10^3 Rd/s)

Fig. 2

Afin de repérer les différentes phases représentées nous donnons sur la figure 3 l'évolution temporelle de la composante horizontale de la vitesse au-dessus du creux de ride à $y = 12.2$ mm.

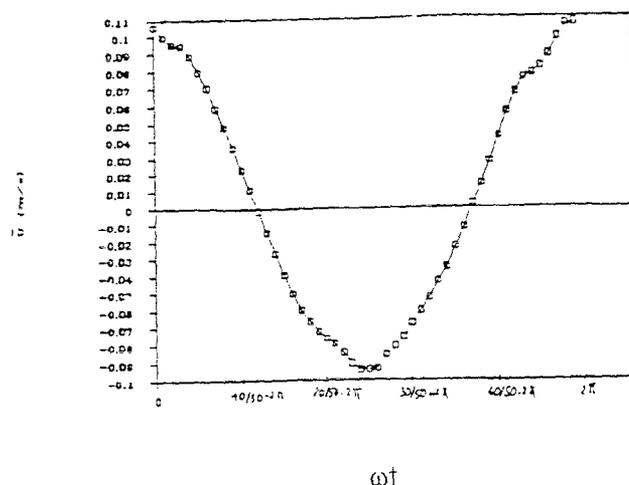
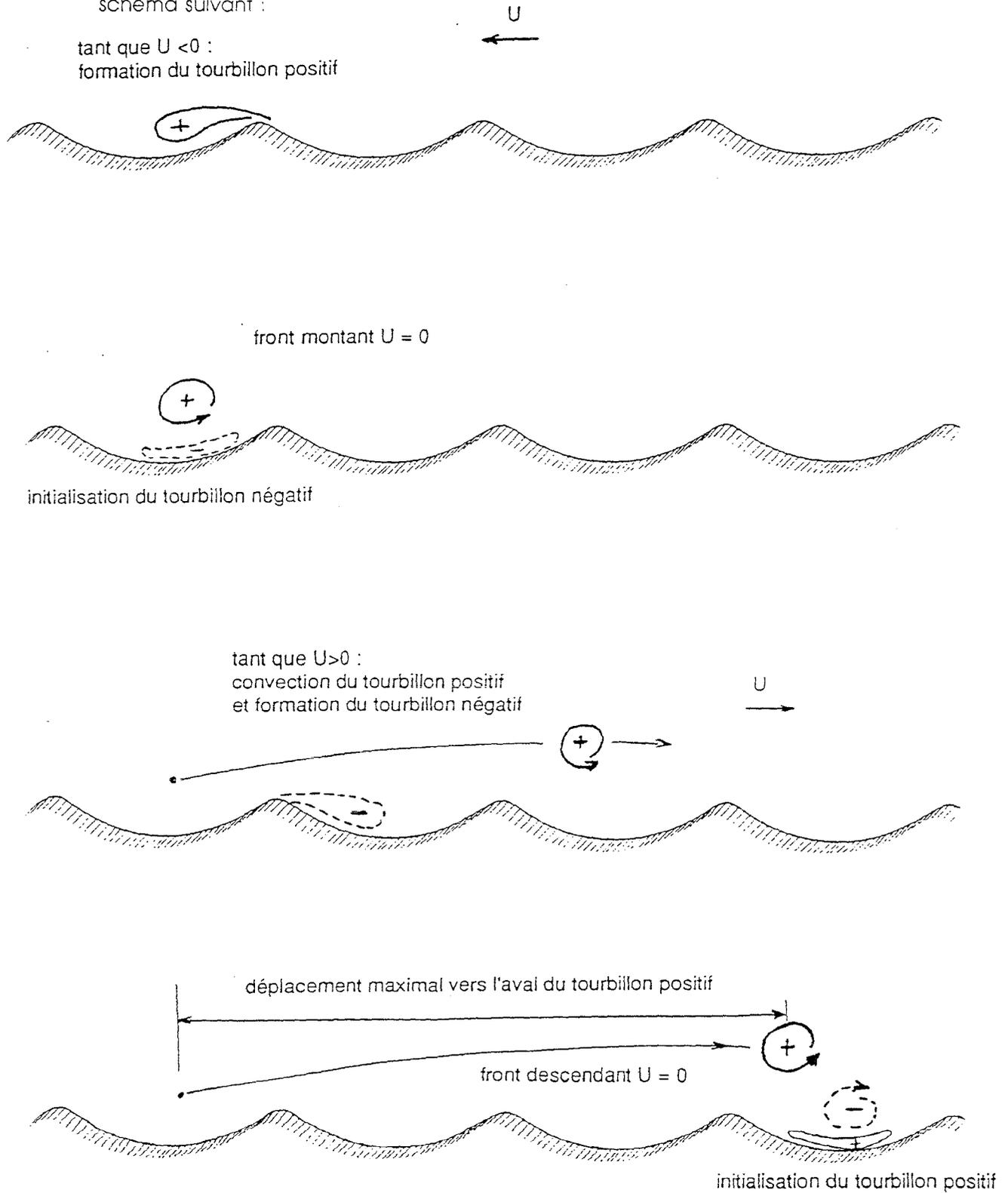


Fig. 3

A la phase $\omega t = (10/50).2\pi$ (voir $\omega t = (60/50).2\pi$), la couche limite de fond est partout à rotationnel positif (on verra que ce tourbillon de couche limite a été initié par le tourbillon négatif lors de son enroulement au creux de ride). A $\omega t = (14/50).2\pi$, le tourbillon de couche limite commence à décoller en amont des sommets (la composante horizontale de vitesse dans l'écoulement libre est devenue négative, c'est le passage du front descendant de l'onde de surface). Ensuite, il y a étirement de la couche tourbillonnaire décollée et, semble-t-il, un fractionnement en plusieurs noyaux. A partir de $\omega t = (24/50).2\pi$, la couche tourbillonnaire commence à s'enrouler et à former une structure qu'on appellera plus succinctement tourbillon. Ce tourbillon induit alors une couche limite, au creux de ride, dont le rotationnel est négatif. Il s'agit là de la naissance du tourbillon négatif. Après la renverse, le tourbillon positif va être convecté c'est à dire transporté par l'écoulement ambiant vers l'aval (relativement au sens de propagation de l'onde) et franchir une première crête à $\omega t = (41/50).2\pi$. Au cours de ce franchissement il s'est un peu élevé. A $\omega t = (49/50).2\pi$ il franchit une deuxième crête en s'élevant encore un peu puis une troisième à $\omega t = (56/50).2\pi$. Il finira sa "course" vers l'aval à la renverse (front descendant) à $\omega t = (63/50).2\pi$; il aura alors parcouru une distance d'environ deux fois et demie la longueur d'onde de ride vers l'aval. Au cours de cette convection, le tourbillon diffuse, cette diffusion pouvant être quantifiée par le terme $v(\partial^2\Omega / \partial x^2 + \partial^2\Omega / \partial y^2)$ de l'équation d'évolution du rotationnel. Cela est mis en évidence sur la figure 2 par la décroissance des isovaleurs de rotationnel représentées.

En ce qui concerne la formation et l'évolution du tourbillon négatif, nous avons le même type de processus. A la phase $\omega t = (12/50) \cdot 2\pi$ la couche tourbillonnaire à rotationnel négatif, décollée à partir des crêtes, s'est enroulée et le tourbillon commence sa convection vers l'amont. Pour ne pas surcharger la troisième partie de la figure 2 nous n'avons pas représenté les isorotationnels à valeurs négatives.

La formation et l'évolution des structures tourbillonnaires sont résumées sur le schéma suivant :



2. Nature de l'écoulement

A partir de visualisations, Sato et al. (1984) déduisent que pour un Reynolds inférieur à 6350 l'écoulement est laminaire. Dans notre cas, nous avons vu que le Reynolds a une valeur de 1700. Cependant, l'évolution temporelle des fluctuations de vitesse présente des pics au voisinage de la paroi ; ceux correspondant aux fluctuations horizontales représentent 15% environ de l'amplitude des vitesses horizontales à l'extérieur de la couche limite, démontrant le caractère turbulent de l'écoulement à ces instants (Sleath, 1984). Comme dans l'étude expérimentale de Sato et al (1987), il s'avère que la turbulence est localisée dans les couches tourbillonnaires en cours de décollement ou d'enroulement et au coeur des tourbillons lors de leur convection. Le niveau de turbulence dans la couche limite de fond reste faible.

La turbulence est quantifiée en utilisant la décomposition classique de Reynolds qui fait l'hypothèse qu'un écoulement turbulent est la superposition d'un écoulement "moyen" cohérent et d'une agitation aléatoire, soit pour une composante de vitesse : $u = U + u'$ où u' est la partie fluctuante. Le niveau de turbulence est obtenu alors par un traitement statistique des mesures de vitesse qui donnera les variances sur les deux composantes de vitesse u'^2 et v'^2 ainsi que les corrélations $u'v'$.

En écrivant les équations de Navier-Stokes avec une telle décomposition et en écrivant l'équation d'évolution de l'énergie turbulente définie par la quantité $u'^2 + v'^2$ en 2D, nous pouvons exprimer le terme de production de turbulence par :

$$- (u'^2 \partial U / \partial x + u'v' (\partial U / \partial y + \partial V / \partial x) + v'^2 \partial V / \partial y)$$

La turbulence peut provenir de deux sources : de la couche limite de fond ou des interactions entre les structures tourbillonnaires et l'écoulement environnant. Afin de connaître la réponse, nous représentons figure 4 quelques courbes d'isovaleurs de production de turbulence; sur cette figure nous représentons aussi les courbes d'isorotationnels pour localiser les zones de production positive et négative par rapport aux tourbillons. On voit clairement qu'aux fronts (avants par rapport au sens de convection) des couches tourbillonnaires est associée une forte production positive; ceci est vérifié aussi bien lors de l'extension de ces couches peu après le décollement (cf $\omega t = (18/50).2\pi$ pour le tourbillon positif) ou lors des enroulements (cf $\omega t = (26/50).2\pi$ pour le tourbillon positif) ou encore lors de la convection des tourbillons (cf $\omega t = (18/50).2\pi$ pour le tourbillon négatif). Pendant les phases d'enroulement il y a aussi de fortes productions de turbulence dans les zones d'importantes

déformations notamment dans les zones où les tourbillons se rapprochent de la paroi (cf $\omega t = (56/50) \cdot 2\pi$ pour le tourbillon négatif). A "l'arrière" (par rapport au sens de convection ou d'extension) des tourbillons, nous trouvons des zones de production négative de turbulence.

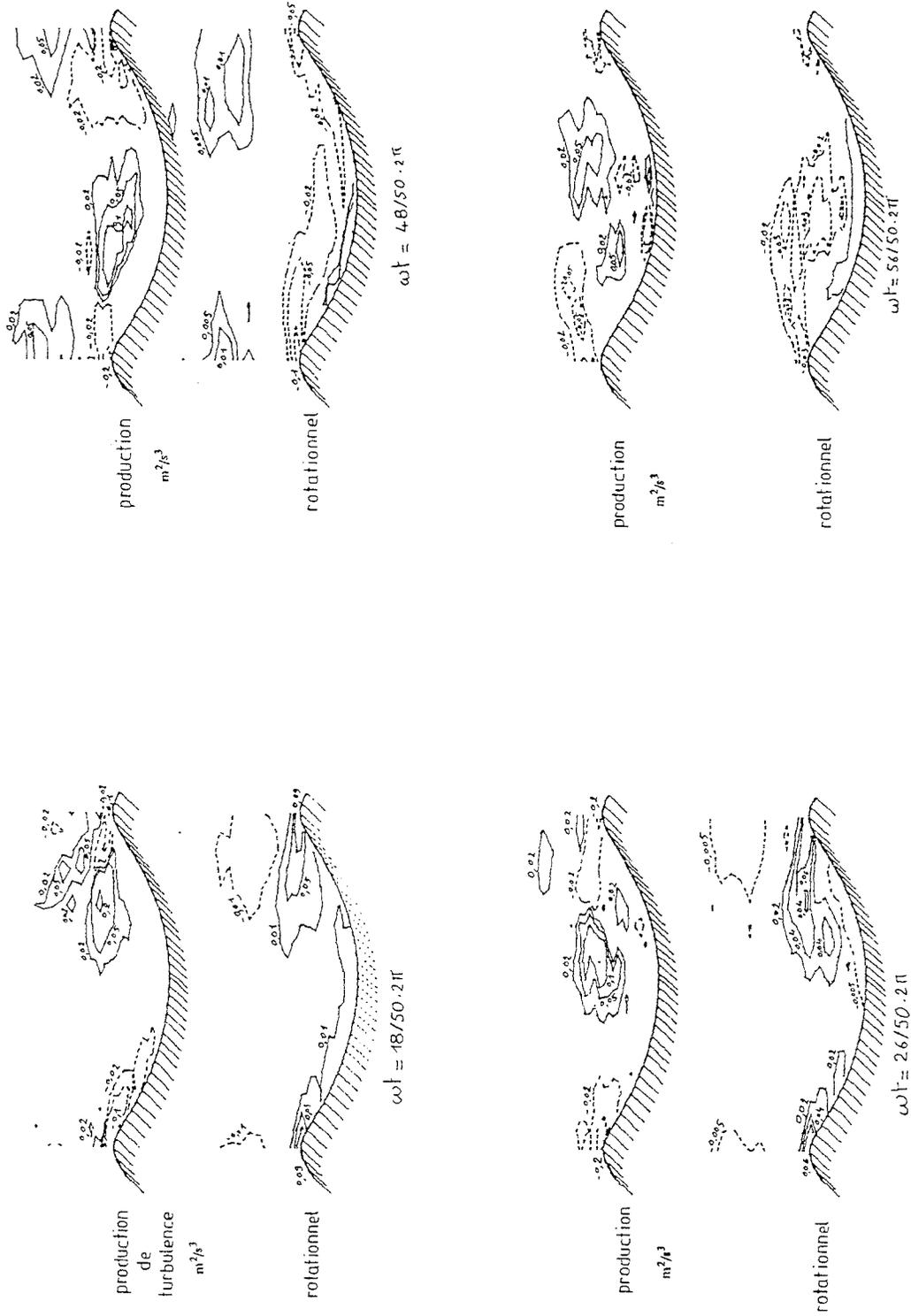


Fig. 4

En 1983, Hussain rapportait que dans le cas d'un jet axisymétrique le "front" et "l'arrière" des structures tourbillonnaires étaient le siège de production de turbulence respectivement positive et négative. Nous confirmons ainsi ce résultat pour un écoulement au voisinage de rides.

La turbulence semble donc produite par la dynamique des tourbillons eux-mêmes, que ce soit lors du décollement et de l'extension des couches tourbillonnaires, lors de leur enroulement ou lors de la convection. Les "bouffées" de turbulence qui atteignent la paroi proviennent de diffusion rapide. A la fin des périodes d'enroulement (vers les fronts montant et descendant de l'onde de surface), la turbulence est localisée au sein des tourbillons et va suivre la convection de ceux-ci.

4 . CONCLUSION

Les mesures réalisées nous ont permis d'atteindre une connaissance fine de l'écoulement au-dessus de rides symétriques à crêtes arrondies soumises à une houle périodique. L'évolution des structures tourbillonnaires générées chaque demi-période est très symétrique, ce qui n'était pas le cas au voisinage de rides asymétriques (Brossard, Marin, Belorgey, 1990). C'était donc la forme des rides elle-même qui provoquait un comportement différent des structures tourbillonnaires. Les plus fortes valeurs de l'énergie cinétique turbulente sont localisées au niveau des tourbillons qui s'enroulent. Cette turbulence provient de la dynamique des tourbillons et non pas de la couche limite de fond ; en effet, la paroi ne semble avoir qu'un rôle d'amortisseur.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) Bagnold R.A. Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms. Proc. Roy. Soc. A 187, 1946, pp. 1-15.
- (2) Blondeaux P., Vittori G. Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed. J.F.M. 226, 1991, pp. 257-290.
- (3) Brossard J., Marin F., Belorgey M. Ondes de surface au-dessus d'un fond constitué de rides. Premières journées Inter-Universitaires Génie Civil - Génie Côtier, Le Havre, 22-23 novembre 1990.
- (4) Du Toit C.G., Sleath J.F.A. Velocity measurements close to rippled beds in oscillatory flows. J.F.M. 112, 1981, pp. 71-96.

- (5) Hussain A.K.F.M. Coherent structures, reality and myth. *Phys. Fluids*, 26 (10), 1983, pp. 2816-2850.
- (6) Huynh - Thanh S. Etude numérique de la couche limite turbulente oscillatoire générée par l'interaction houle-courant en zone côtière. Thèse de doctorat, septembre 1990.
- (7) Ikeda S., Kizaki S., Ishū S., Kuribayashi S. Flow near sand ripples and dissipation of wave energy. *Coast. Engng. in Jap.*, 32, 1, 1989.
- (8) Nakato T., Locher F.A., Glover J.R., Kennedy J.F. Wave entrainment of sediment from rippled beds. *Proc. ASCE J. Waterways, Port, Coast. & Ocean Engng. Div.* 103, (WWI), 1977, pp. 83-99.
- (9) Sato S., Mimura N., Watanabe A. Oscillatory boundary layer flow over rippled beds. *Proc. 19th Conf. on Coast. Engng.*, 1984, pp. 2293-2309.
- (10) Sato S., Shimosako K., Watanabe A. Measurements of oscillatory boundary layer flow above ripples with a Laser - Doppler velocimeter. *Coast. Engng. in Jap.*, 30, 1987, pp. 89-98.
- (11) Sawamoto M., Yamashita T., Kitamura T. Measurements of turbulence over vortex-ripple. *Proc. 18 th Coast. Engng.*, 1982, pp. 282-296.
- (12) Sleath J.F.A. *Sea bed mechanics*. Eds Wiley-Interscience, 1984.