

Chapter 27

ESSAIS D'ENTRAÎNEMENT DE MATERIAUX SOLIDES SOUS L'EFFET DE LA HOULE ET DU CLAPOTIS

André Martinot-Lagarde et
André Fauquet
Institut de Mécanique des Fluides
de l'Université de Lille, France

On trouvera ici, en partie expérimentale, en partie théorique, une contribution à l'étude du démarrage des grains solides entraînés par de l'eau en mouvement et quelques remarques sur la mise en saltation de ces grains. Il s'agira tantôt de courant de sens constant, tantôt de mouvement périodique. Dans le cadre des questions que peut se poser le Congrès du COASTAL ENGINEERING, un courant de sens longtemps constant est donné par la remontée de la marée dans un fleuve, un mouvement périodique par une houle ou un clapotis.

1.- Nous parlerons d'abord de la similitude sur les conditions du début d'entraînement des solides. Dans le cas du courant de sens constant, les auteurs se partagent entre ceux qui considèrent que la variable la plus importante est la contrainte tangentielle moyenne τ sur le fond, et ceux qui s'attachent à la vitesse dite "vitesse au fond" u_f (bottom velocity). On peut dire que la vitesse au fond n'est pas une grandeur trop mal déterminée : si on fait une série de mesures à partir de la surface, on trouve en général un profil de vitesse à peu près parabolique et on peut extrapoler la parabole (figure 1). On obtient des résultats dont la dispersion n'est pas excessive (figure 2). Mais il semble que τ soit la seule variable sur laquelle on puisse raisonner avec ce qu'on sait sur la couche limite, et la seule qui pourra permettre des comparaisons entre l'entraînement par courant et l'entraînement par mouvement oscillant ; la similitude, appuyée sur les approximations de PRANDTL, donne alors la forme de relation classique

$$\frac{\tau_c}{\rho \hat{g} d} = f \left(\frac{d}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \right) \quad (1)$$

τ_c valeur critique de τ pour le démarrage,
 ρ' et ρ masses volumiques du solide et du liquide
 ν viscosité cinématique du liquide
 $\hat{g}$ champ de pesanteur apparent, soit $g \frac{\rho' - \rho}{\rho}$
 d diamètre typique des grains.

La figure 3 donne des résultats réunis par TISON et ceux de WHITE, avec

$$\alpha = \frac{\tau_c}{\rho \hat{g} d} \quad R_\tau = \frac{d}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}}$$

Certains hydrauliciens critiquent un tel essai de représentation ; ils disent que dans un courant ils ne connaissent pas en général τ et préfèrent raisonner sur une vitesse, sur la vitesse au fond. Mais en fait la donnée connue par l'utilisateur n'est pas la vitesse au fond, c'est le débit, ou la vitesse de débit u_g . La solution est alors d'adopter la représentation (1) et de tirer des formules de perte de charge le débit correspondant. Les lois de pertes de charge donnent directement cette perte en fonction du débit et de la rugosité ; plus précisément, en grandeurs réduites, elles sont de la forme

$$\frac{\tau}{\rho u_g^2} = f\left(\frac{u_g h}{\nu}, \frac{d}{h}\right) \quad (2)$$

h étant le diamètre équivalent $\frac{4S}{b}$ (S section du courant, b périmètre mouillé), d diamètre des grains étant la hauteur des aspérités. La résolution ne peut pas se faire directement sur un abaque de pertes de charge, parce que u_g apparaît dans deux des variables. Il y a donc à faire un changement de variables pour avoir u_g dans une seule des variables finales ; il vient

$$\frac{u_g}{\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}} = f\left(\frac{d}{\nu} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}, \frac{d}{h}\right) \quad (3),$$

c'est un nouvel abaque à dresser.

D'autre part, il est surprenant qu'on conserve la forme de relation (1) ; l'inconnue est la contrainte τ_c et elle apparaît dans deux variables. On ne peut donc résoudre par rapport à τ_c . Un change-

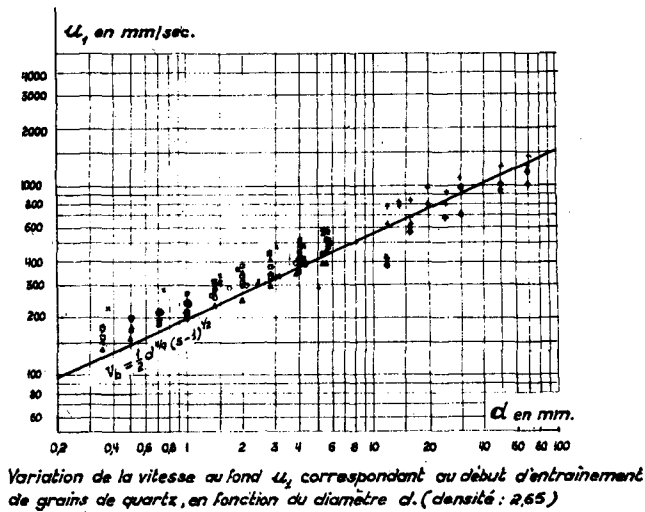
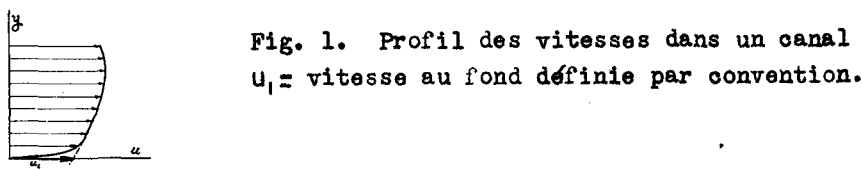


Fig. 2. u_1 , vitesse au fond pour le seuil d'entraînement de grains de quartz. d'après Mavis, F.T. et Laushey, L.M - Essais 1914-1937 - Congrès A.I.R.T.H. Stockholm - p.213-(1948)

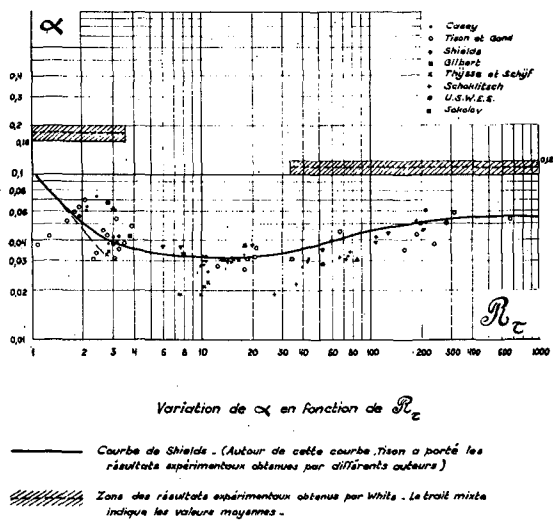


Fig. 3. Variation de la contrainte réduite en fonction du nombre de Reynolds. d'après Tison

— Courbe de Shields

- - - - - résultats de White

ment de variables élémentaires donne

$$\frac{\tau_c}{\rho \hat{q} d} = f\left(\frac{\hat{q} d^3}{\nu^2}\right) \quad (4)$$

on introduit ainsi le paramètre $G = \hat{q} d^3 / \nu^2$, analogue au nombre de GRASHOF des études de convection thermique, et indiqué d'ailleurs par Sir GEOFFREY TAYLOR à propos de l'entraînement par la houle : G est indépendant du courant.

2.- Sur les mouvements oscillants nous avons fait quelques essais d'entraînement de grains. On connaît principalement les expériences de R.A. BAGNOLD ; dans un réservoir plein d'eau immobile au loin il mettait en oscillation un berceau recouvert de grains.- A. FAUQUET, Ingénieur à l'I.M.F.L., a fait des essais avec le fond fixe et sous l'action d'une houle. Il était à penser que les résultats seraient analogues, cela valait cependant une vérification.

BAGNOLD a pris pour critérium le début de l'entraînement des grains sur fond de grains ; FAUQUET a observé le début de l'entraînement sur fond lisse (en verre) et le seuil de formation des rides. Pour ce seuil il prenait par convention les conditions dans lesquelles, une ride ayant été amorcée, les rides ne se sont pas formées au bout d'un quart d'heure. BAGNOLD a utilisé de l'acier, du quartz et du charbon ; FAUQUET a pris du sable, du plexiglass encore plus léger que le charbon, des grains calcaires à peu près sphériques.

BAGNOLD concluait

$$n = C h^e \cdot C^{-0,75} \cdot d^{0,325} \quad (5)$$

où n est la fréquence-seuil, C l'amplitude horizontale du mouvement des particules d'eau au voisinage du fond. Nos résultats sur le seuil d'entraînement et sur le seuil de formation des rides sont d'accord avec la formule de BAGNOLD (nous ne garantissons pas la 3^{ème} décimale de l'exposant de d). La figure 4 donne n en fonction de C , les figures 5 et 6 donnent $n C^{0,75}$ en fonction de d , 5 pour le seuil de formation des rides, 6 pour le seuil de démarrage des grains.

TAYLOR, partant de la distribution de vitesse donnée par LAMB pour une couche limite oscillante, trouve que le gradient de vitesse à la

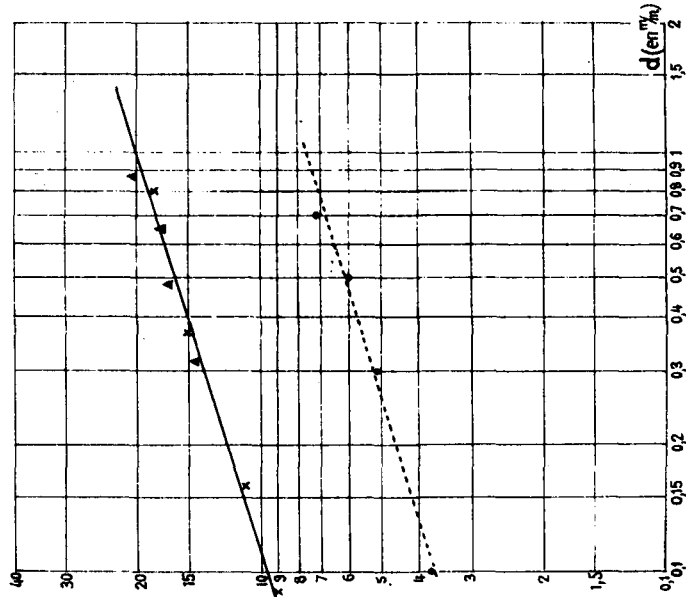


Fig. 5. n C 0.75 en fonction du diamètre des grains (cf. Fig. 4). — Δ — — — — — Sable de Seine (I.M.F.L.); - - - - - Plexiglass (I.M.F.L.); x Quartz (Bagnold).

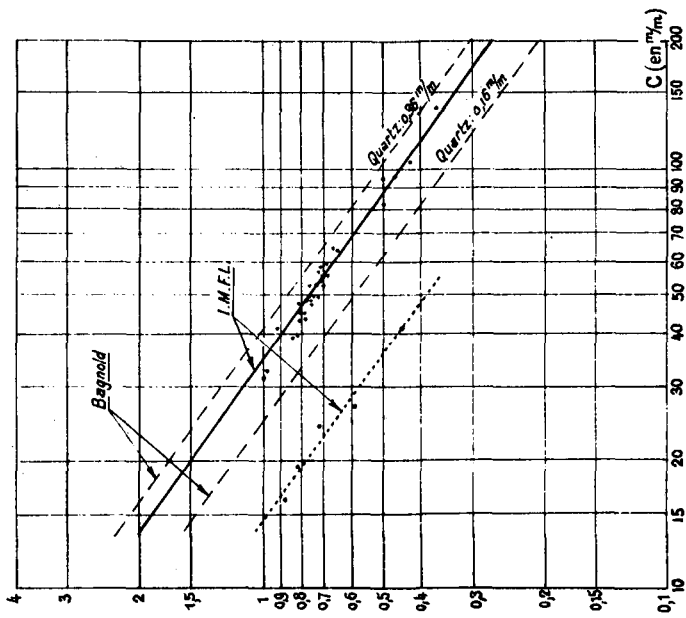


Fig. 4. Frequence-seuil n de formation des rides (I.M.F.L.) et frequence de demarrage des grains (Bagnold) en fonction de l'amplitude horizontale C du mouvement de la houle pres du fond. — — — — — Sable de Seine, - - - - - Plexiglass

parci doit avoir pour amplitude

$$\left[\frac{du}{dy} \right]_0 = \frac{(2\pi n)^{\frac{3}{2}} C}{\sqrt{\nu}} \quad (6)$$

et, posant que le coefficient de traînée C_z du grain est fonction seulement du nombre de Reynolds

$$C = f\left(\left[\frac{du}{dy} \right]_0 \cdot \frac{d^2}{\nu}\right) \quad (7)$$

obtient pour la fréquence-seuil

$$n = C^k \cdot C^{-\frac{2}{3}} \cdot \hat{g}^{\frac{5}{9}} \cdot \nu^{-\frac{1}{9}} \cdot d^{\frac{1}{3}} \quad (8)$$

avec cette fois une constante adimensionnelle. Il obtient ainsi des exposants assez voisins de ceux trouvés par BAGNOLD ; pour $\hat{g}$ BAGNOLD trouvait l'exposant 0,5. On pourrait empiriquement rejeter la formule (6) et conserver (7). Le problème de similitude considéré est un problème de cinématique. Donc la similitude à elle seule permet de calculer deux exposants dans les limites du domaine où l'expérience donne un produit de puissances de C et de d . On obtient

$$n = C^k \cdot C^{-0,75} \cdot d^{0,325} \cdot \hat{g}^{0,525} \cdot \nu^{-0,05} \quad (9)$$

L'influence de la viscosité serait ainsi extrêmement faible. Pour vérifier l'exposant on pourrait faire des essais avec un liquide de viscosité au moins 100 fois celle de l'eau.

3.- Dans ce dernier paragraphe nous voudrions parler de la saltation, c'est-à-dire des mouvements verticaux que prennent les grains et dont l'amplitude est de l'ordre de grandeur d'un petit nombre de fois la dimension des grains : nous voudrions comparer l'ordre de grandeur des causes possibles de la saltation. Les bonds peuvent être dus au choc des grains qui roulent sur des grains fixes ; d'autre part, il peut y avoir des forces hydrodynamiques verticales, des forces de sustentation. A ce sujet, CHEPIL, DANIEL, ont cité la force due à l'effet Magnus, KAMPÉ DE FÉRIET, la force due à la non-uniformité de la vitesse près du fond.

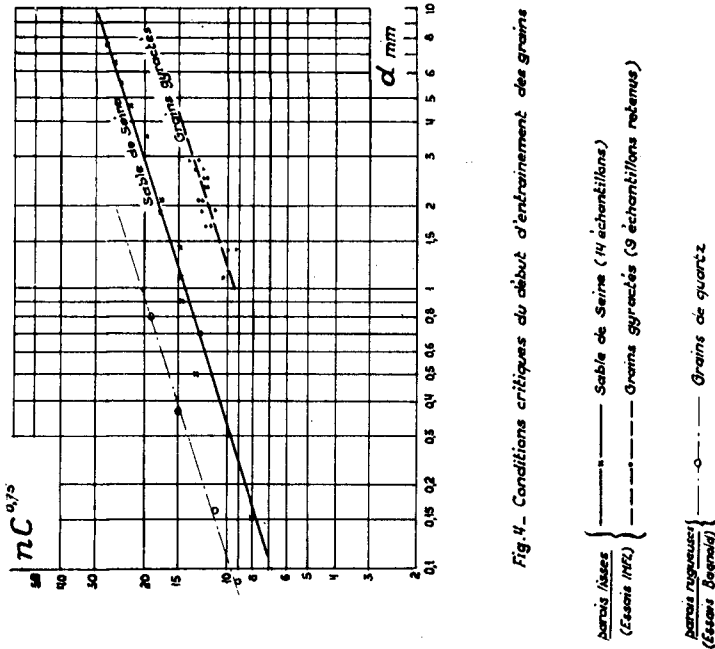


Fig. 6. $n C^{0.75}$ (fréquences de démarrage) en fonction du diamètre des grains.

- - - - Quartz (Bagnold) sur fond rugueux.

----- Sable de Seine (I.M.F.L) sur fond lisse.

(I.M.E.L.) sur fond lisse.

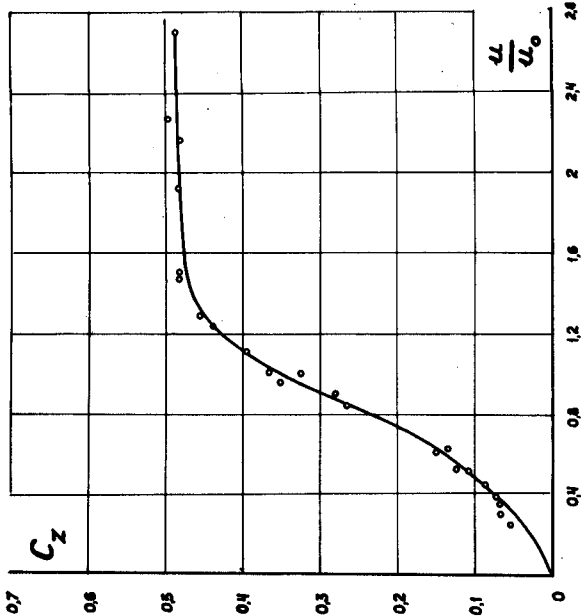


Fig. 7. Coefficient de portance dû à l'effet Magnus sur une sphère.

Pour l'effet Magnus on a des données sur le cylindre circulaire ; en complément, FAUQUET a fait des essais sur la sphère, à vitesse subcritique. Les résultats sont représentés sur la figure 7 ; en abscisses est porté le rapport de la vitesse périphérique u_p de la sphère à la vitesse u_0 du courant au loin par rapport au centre de la sphère, en ordonnée le coefficient de portance C_z . La courbe obtenue est analogue à la courbe du cylindre, C_z a d'abord une croissance parabolique, puis on observe une inflexion et un palier. C_z est plus petit que pour le cylindre. Les résultats sont voisins de ceux qu'on tirerait par extrapolation des résultats de LAFAY pour un cylindre de longueur de génératrices égale à son diamètre. Nos essais ont été faits à des nombres de Reynolds de $2 \cdot 10^5$ à $6 \cdot 10^5$; le fluide était l'air ; la sphère, de diamètre 245 mm, était placée dans une soufflerie de diamètre 2,40 m.

Dans le cas de grains entraînés par un courant, on peut imaginer que la vitesse de rotation la plus grande correspondrait au cas où le point bas du grain resterait immobile et où le point haut aurait la vitesse u_2 du fluide à la distance d du fond ; la vitesse périphérique u_p de la sphère serait alors égale à $\frac{u_2}{2}$. ZINGG a mesuré sur films les fréquences de rotation de grains de sable entraînés ; il donne en même temps la vitesse de frottement $\sqrt{\tau/\rho}$; par la formule de KÁRMÁN on en déduit une valeur de la vitesse u_2 à la hauteur d ; la vitesse périphérique se trouve être voisine de $u_2/2$.

Nous avons fait un essai d'entraînement de sable de diamètre $0,7 \pm 0,1$ mm, de poids apparent dans l'eau en moyenne $3 \mu\text{N}$; le début de la saltation a été obtenu pour une vitesse de débit $u_g = 300$ mm/sec. La vitesse u_2 , calculée avec ces données, (c'est-à-dire la valeur de u_g et la formule de KÁRMÁN) était 210 mm/sec ; si on calcule schématiquement la sustentation de Magnus comme si la sphère était dans un courant uniforme de vitesse relative $u_0 = \frac{u_2}{2}$ avec une vitesse périphérique $u_p = \frac{u_2}{2}$, on a $\frac{u_p}{u_0} = 1$, $C_z = 0,35$; d'où une sustentation d'environ $0,75 \mu\text{N}$.

Le même calcul, appliqué aux expériences mêmes de ZINGG, sur du sable dans l'air, donne aussi une sustentation de l'ordre du quart du poids apparent des grains.

Par ailleurs un solide placé au voisinage d'une paroi, même s'il ne tourne pas, subit une sustentation du fait que les gradients de pression normaux

$$\frac{\partial p}{\partial n} = - \rho \frac{u^2}{R}$$

(R rayon de courbure des trajectoires fluides) sont plus grands en module du côté opposé à la paroi que du côté de la paroi. Sur un cylindre nous avons fait des mesures de distribution de pression : on en conclut que la force due aux pressions est inclinée vers le haut et fait un angle d'environ 25° avec la paroi. Sur une sphère nous avons mesuré, à la balance, la sustentation dans deux cas, avec une couche limite d'épaisseur, soit notablement plus petite, soit notablement plus grande que le diamètre de la sphère. On obtient dans les deux cas le même coefficient de sustentation, environ 0,3, en prenant pour pression cinétique de référence la pression cinétique moyenne dans la couche fluide d'épaisseur égale au diamètre. — Ce résultat donnerait pour les essais particuliers précédents sur grains de sable, en considérant des grains immobiles, une sustentation voisine de celle trouvée pour l'effet Magnus.

Enfin, nous avons mesuré la sustentation d'une sphère à la fois au voisinage d'une paroi et tournant autour d'un axe perpendiculaire au vent et parallèle à la paroi. La sustentation résultante se trouve être voisine de la somme de la sustentation obtenue sans rotation et de la sustentation de Magnus qu'on obtiendrait avec une vitesse uniforme correspondant à la pression cinétique moyenne.

On ne peut tirer de ce qui précède une conclusion ferme sur la saltation, car dans le cas du sable le nombre de Reynolds est plus petit que dans nos essais de sphère, et la vitesse absolue du bas du grain est nulle, ou bien dans le sens du courant, au lieu d'être en sens inverse. A défaut d'autre document, on en tire cependant l'indication que lorsque commence la saltation, les forces hydrodynamiques verticales auraient pour ordre de grandeur entre le quart et la moitié du poids apparent des grains, du moins si on les calcule avec des vitesses moyennes par rapport au temps.

Il faut ajouter que les écoulements sont turbulents et cela jusqu'au voisinage immédiat du fond : l'aspect des grains qui n'ont

pas encore démarré le montre ; on voit certains grains, encore attachés au fond, frémir par moments, avant de partir. Il est donc possible que la sustentation prenne des valeurs plus élevées, pendant des durées courtes et que cette force soit suffisante pour produire le soulèvement du grain.

On remarquera d'autre part, dans le mécanisme du soulèvement d'un grain, que si un grain d'abord immobile subit une sustentation due à l'inégalité des vitesses, et s'il se met en mouvement en roulant, sa traînée et sa sustentation diminueraient si on considère seulement la diminution de la vitesse relative de son centre ; mais, du fait qu'il tourne, vient s'ajouter une cause supplémentaire de sustentation, due à l'effet Magnus et il est possible que la sustentation totale ne diminue pas.

BIBLIOGRAPHY

- R.A. BAGNOLD - "The movement of the desert sand"
Proc. Roy. Soc. - A - 187 - - (1936)
- R.A. BAGNOLD - "The size grading of sand by wind"
Proc. Roy. Soc. - A - 163 - (1937)
- R.A. BAGNOLD - "Motion of waves in shallow water - Interaction between waves and sand bottoms"
Proc. Roy. Soc. - A - 187 - p. 1-15 - (1946)
- R.A. BAGNOLD - "The movement of a cohesionless granular bed by fluid flow over it"
British Journal of Applied Physics - 2 - p. 29-34 - (1951)
- W.S. CHEPIL - "Dynamics of wind erosion - Nature of movement of soil by wind"
Soil Sciences - 60 - p. 305-320 - (1945)
- P. DANIEL - "Introduction à l'étude de la saltation"
Mémoires et travaux de la Société Hydrotechnique de France -
2 - p. 217-233 - (1953)

- A. FAUQUET - "Contribution à l'étude des rides de sable - Rides de clapotis"
Comité Central d'Océanographie et d'Etudes des Côtes (C.O.E.C.)
Bulletin d'Information N° 6 - p. 206-212 - (1951)

- A. FAUQUET - "Etude expérimentale de la formation des rides de sable sous
l'action de la houle"
C.O.E.C. - Bulletin N° 6 - p. 245-254 - (1954)

- J. KAMPÉ DE FÉRIET - "La turbulence atmosphérique et les phénomènes d'érosion"
Centre National de la Recherche Scientifique - Colloque
d'ALGER - p. 81-102 - (1951)

- A. LAFAY - "Contribution expérimentale à l'aérodynamique du cylindre
et à l'étude du phénomène de Magnus"
Pub. Scient. Techn. Ministère de l'Air - N° 79 - (1935)

- A. MARTINOT-LAGARDE - "Etude expérimentale de la formation des rides de
sable sous l'action de la houle - Comparaison de nos ré-
sultats avec ceux des essais de Bagnold et avec une formule
de Sir Geoffrey Taylor"
C.O.E.C. - Bulletin N° 7 - p. 291-294 - (1954)

- Sir GEOFFREY TAYLOR - "Note on R.A. BAGNOLD empirical formula for the
critical water motion corresponding with the first distur-
bance of grains on a flat surface"
Proc. Roy. Soc. - A - 187 - p. 16-18 - (1946)

- M.L.J. TISON - "Recherches sur la tension limite d'entraînement des
matériaux constitutifs du lit"
Annales de la Société Scientifique de Bruxelles- Série 1 -
p. 163-183 - (1947)

- C.M. WHITE - "Equilibrium of grains on the bed of a stream"
Proc. Roy. Soc. London - A - 174 - p. 332-338 - (1940)

- A.W. ZINGG - "Quelques caractéristiques du mouvement éolien du sable par
le processus de saltation"
Centre National de la Recherche Scientifique - Colloque
d'ALGER - p. 197-208 - (1951)

RESUME

A FEW TESTS ON THE MOTION-THRESHOLD OF SOLID GRAINS
UNDER AN OSCILLATORY FLUID MOTIONAndre Martinot-Lagarde
Andre Fauquet

A few remarks are made about the similarity of the conditions for the initiation of motion of sand grains on a bed when these grains are acted upon by either a steady flow or by waves. The importance of the dimensionless parameter

$$\frac{\hat{g} d^3}{\nu^2}$$

where d = the typical diameter of the grains,

ν = the kinematic viscosity of the fluid

ρ', ρ = the density of the solid and of the fluid, respectively,

and

$$\hat{g} = g \frac{\rho' - \rho}{\rho}, \text{ which is independent of the fluid motion,}$$

is pointed out.

Tests about the critical conditions for the equilibrium of grains and for the formation of ripples under an oscillatory water-motion are described. These tests were made in Lille by A. Fauquet. They give the critical frequency N of the waves as a function of the amplitude R of the fluid particle oscillations and the diameter of the grains. They agree with previous work of Bagnold, done under somewhat different conditions;

$$N \text{ proport. } R^{-0.75} \times d^{+0.325}$$