

## 3.2 Design Loads

### 3.2.1 General

The design load for a limit state is defined as the most unfavourable combination of the characteristic load multiplied by a load coefficient. The limit states are categorized as follows:

- The ultimate limit state (ULS) is related to the risk of failure or large inelastic displacements or strains of a failure character.
- The serviceability limit state (SLS) is related to criteria governing normal use or durability.
- The fatigue limit state (FLS) is related to the risk of failure due to the effect of repeated loading.
- The limit state of progressive collapse (PLS) is related to the risk of failure of the structure under the assumption that certain parts of the structure have ceased to perform their load-carrying functions.

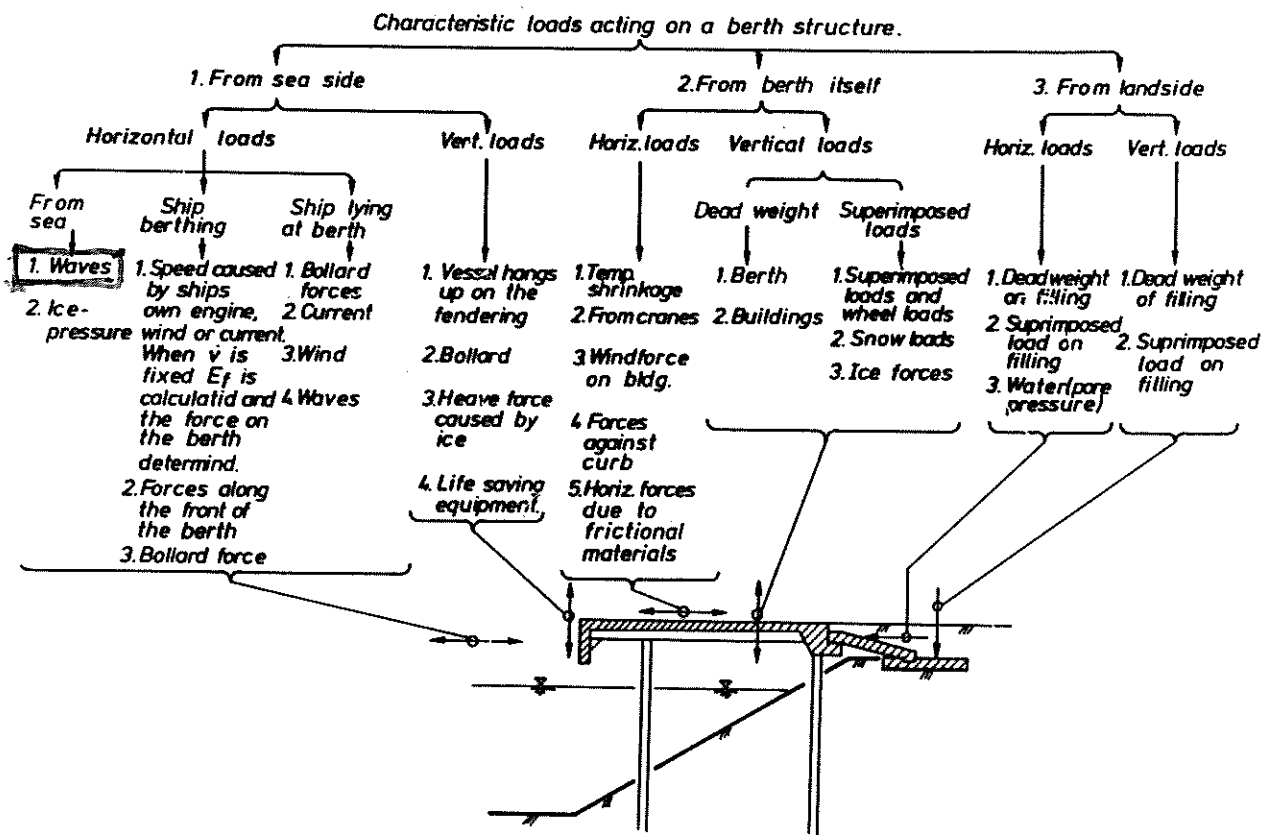


Fig. 3.2.1.A Characteristic loads acting on a berth structure

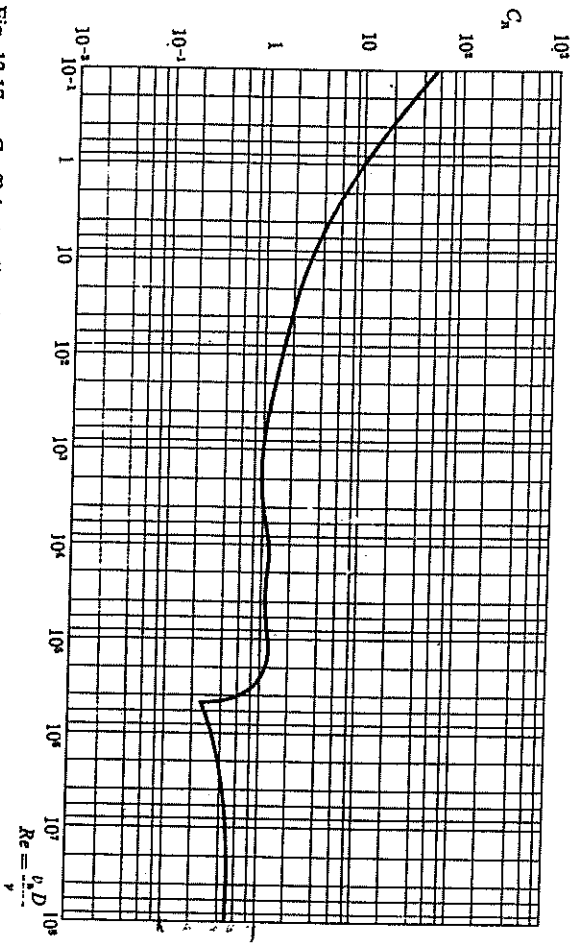


Fig. 12.17. - Coefficiente di resistenza del cilindro circolare investito normalmente da una corrente piana uniforme.

Al crescere del numero di Reynolds il moto cambia progressivamente, come schematizzato in figura 12.18.

Dapprima, oltre  $Re = 0,5$ , il coefficiente di resistenza decresce sempre più lentamente: si manifestano a poppa, per distacco dello strato limite, due vortici a delta, simmetrici. La zona del distacco è situata inizialmente

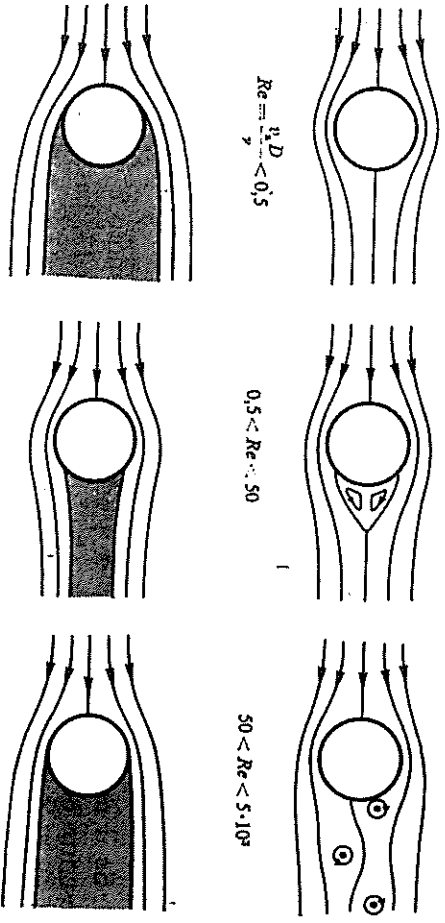


Fig. 12.18. - La corrente che avvolge un cilindro circolare presenta aspetti che si modificano al crescere del numero di Reynolds.

presso il punto di ristagno di poppa, intorno al quale sono massimi i gradienti di pressione non idrostatica capaci di contrastare il moto, e si sposta successivamente verso monte.

Nel campo dei numeri di Reynolds compresi fra 50 e 5000 i vortici di poppa si distaccano alternativamente dal cilindro per venir trascinati a valle dalla corrente generale con velocità poco inferiore alla  $v_\infty$ , e per disgregarsi infine disperdendosi in una turbolenza minuta della scia. Questa particolare forma di scia, con la sua doppia schiera di vortici alternati, è nota come *scia di Kármán*, perché studiata la prima volta da von Kármán nel 1911. Il rapporto fra la distanza reciproca dei due allineamenti di vortici e la distanza degli assi di due vortici consecutivi appartenenti allo stesso allineamento è 0,281: ad esso corrisponde l'assetto dei vortici che presenta la minore instabilità.

Il distacco alternato dei vortici, che hanno verso di rotazione discorde, determina una circolazione della velocità intorno al cilindro che si inverte continuamente nel tempo. In accordo con il teorema di Kutta e Joukowski, ricordato nel paragrafo 11.12, il cilindro è perciò sollecitato da una portanza ortogonale alla  $v_\infty$  e di verso alterno, che può indurre vibrazioni sul cilindro stesso. La cadenza temporale  $T$  dei distacchi di vortice dipende dal numero di Reynolds: più precisamente, Kovátszay ha riscontrato con misure dirette, nel 1949, che il numero di Strouhal

$$St = \frac{D}{Tv_\infty}$$

varia con il numero di Reynolds come indicato in figura 12.19.

Per numeri di Reynolds superiori a 5000, la scia si presenta di nuovo simmetrica, ma resta turbolenta. Il suo spessore diminuisce progressivamente al crescere del numero di Reynolds, man mano che la zona del distacco dello strato limite laminare originato a prua si sposta verso valle.

In corrispondenza ad  $Re = 5 \cdot 10^5$ , oppure a valore poco più alto se la turbolenza della corrente in arrivo è particolarmente ridotta, lo strato limite laminare di prua passa a strato turbolento prima del distacco. Quando ciò avviene, lo spessore della scia ed il valore del coefficiente di resistenza cadono a valori minimi.

Per numeri di Reynolds ancora maggiori, la scia torna ad allargarsi fino ad assumere un assetto che resta poi costante. Quest'ultima forma è detta *scia di Helmholtz*, perché si inquadra bene nello schema suggerito da Helmholtz nel 1868, esposto nel paragrafo 8.9. In tali condizioni limite, il fluido si comporta ormai come un fluido ideale. Le linee di corrente che hanno origine nella zona di distacco possono essere considerate luogo di discontinuità della componente tangenziale della velocità. Esse

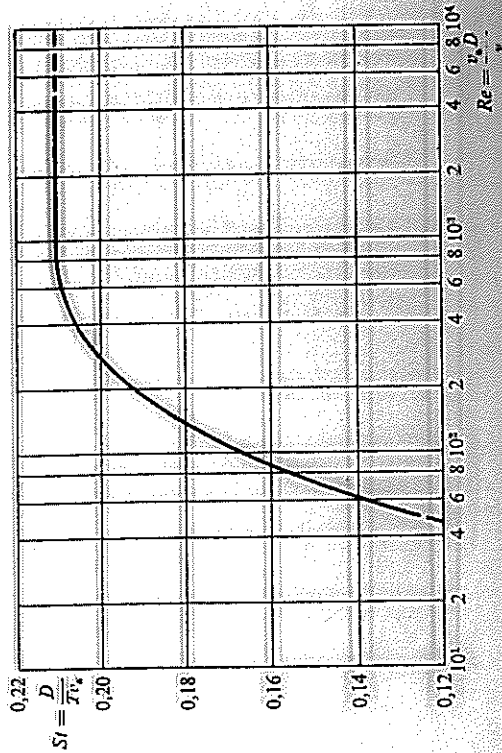


Fig. 12.19. — Il distacco dei vortici, costituenti la scia di Kármán diviene sempre più frequente al crescere della velocità della corrente in arrivo.

racchiudono al loro interno la scia, nella quale il fluido in moto turbolento è mediamente fermo. La pressione non idrostatica nella scia è perciò uniforme, ed uguale a quella asintotica di valle.

Nel caso della sfera, l'andamento generale del coefficiente di resistenza all'aumentare del numero di Reynolds è molto simile. Posto

$$Re = \frac{v_{\infty} D}{\nu}, \quad F = C_R \rho \frac{v_{\infty}^2 \pi D^2}{4},$$

in cui  $D$  è il diametro della sfera, risulta

$$C_R = \frac{24}{Re}$$

fino ad  $Re \approx 1$ , come si è visto nel paragrafo 9.13. Per numeri di Reynolds più elevati, il distacco di vena dalla sfera, inizialmente collocato presso il punto di ristagno di poppa, si sposta progressivamente verso monte. Il coefficiente di resistenza tende qui a divenire indipendente dal numero di Reynolds. Però, intorno ad  $Re \approx 3 \cdot 10^5$ ,  $C_R$  cade bruscamente: lo strato limite diventa turbolento e la zona di distacco viene trascinata verso poppa. A numeri di Reynolds ancora maggiori, la scia assume la forma di scia di Helmholtz, e  $C_R$  tende ad un valore costante.

La figura 12.20 riporta l'andamento del coefficiente di resistenza della sfera in funzione del numero di Reynolds.

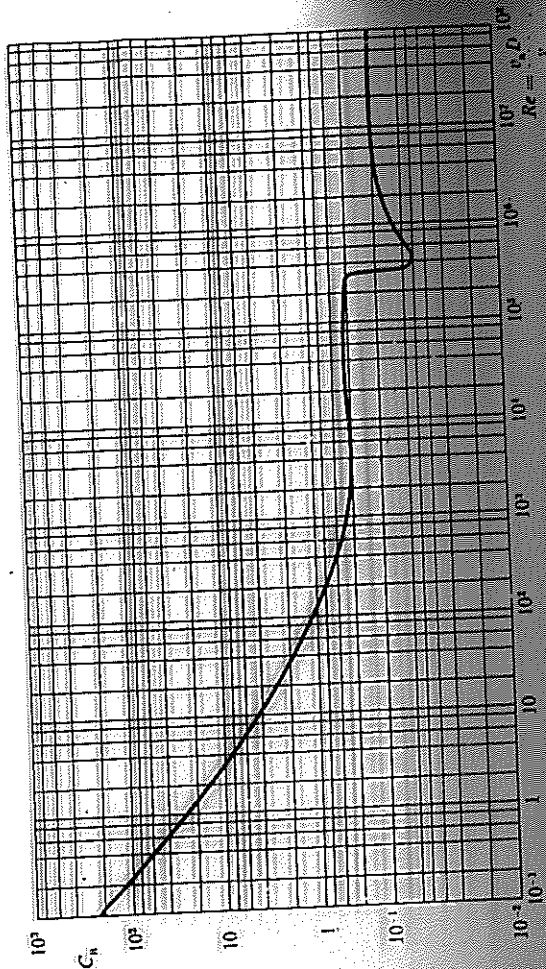


Fig. 12.20. — Coefficiente per la resistenza offerta da una sfera ad una corrente uniforme.





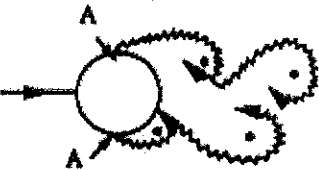

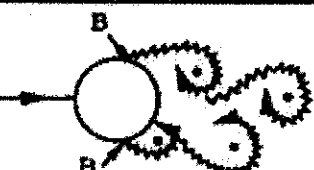
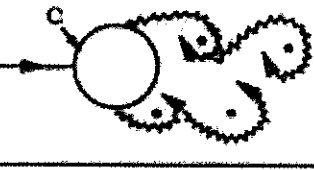

### 12.12. Controllo dello strato limite.

Benché lo strato limite abbia di solito spessore trascurabile rispetto alle dimensioni del campo interessato dal moto, le caratteristiche generali del moto sono profondamente influenzate dal suo comportamento, in particolare dalle sue modalità di distacco dalla parete solida o dal suo passaggio dal regime laminare a quello turbolento.

Sorge perciò spontanea l'idea di agire direttamente sullo strato limite per ottenere variazioni desiderabili nel restante campo del moto.

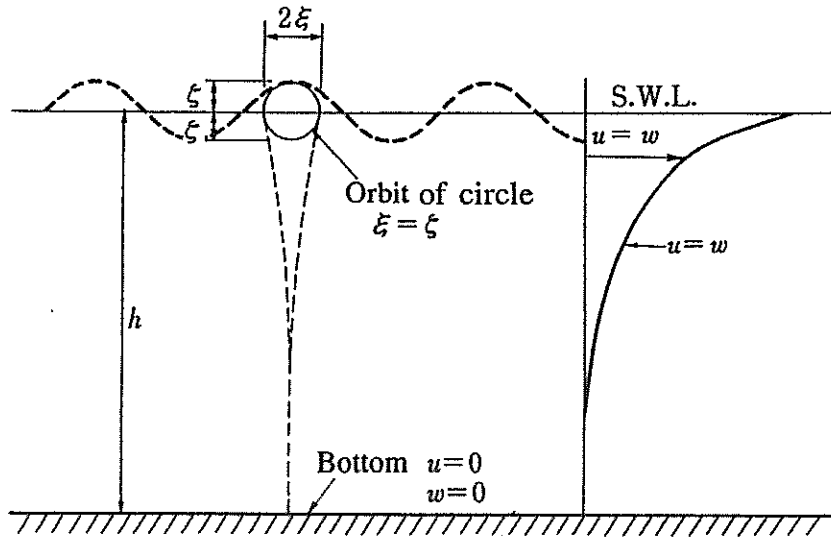
Fra i metodi di intervento disponibili, ed utilizzati, figurano quelli previsti per accelerare il fluido nello strato limite, quelli che comportano la rimozione dallo strato limite di fluido già rallentato, e quelli che si basano sull'immissione nello strato limite di sostanze capaci di modificare localmente le caratteristiche meccaniche del fluido ambiente.

L'esempio più vistoso d'impiego del primo metodo è forse quello degli ipersostentatori sulle ali degli aerei, schematizzati in figura 12.21. L'alletta aggiunta frontalmente modifica la direzione della corrente in arrivo per formare un flusso esterno più aderente all'ala principale e per consentire la formazione sul bordo convesso di questa di uno strato limite con velocità maggiori. La fenditura nell'ala principale, da aprirsi appena lo strato limite tende a separarsi presso il bordo di uscita, provoca l'immissione contro la parte terminale dell'ala di nuovo fluido dotato di velocità ele-

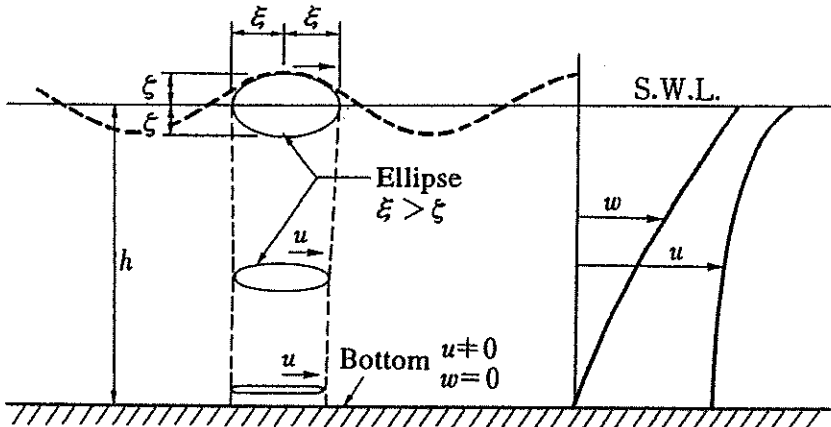
a)		No separation. Creeping flow	$Re < 5$ $8.3 \times 10^{-6}$
b)		A fixed pair of symmetric vortices	$5 < Re < 40$ $6.7 \times 10^{-5}$
c)		Laminar vortex street	$40 < Re < 200$ $3.3 \times 10^{-4}$
d)		Transition to turbulence in the wake	$200 < Re < 300$ $5 \times 10^{-4}$
e)		Wake completely turbulent. A: Laminar boundary layer separation	$300 < Re < 3 \times 10^6$ Subcritical 0.5
f)		A: Laminar boundary layer separation B: Turbulent boundary layer separation; but boundary layer laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ Critical (Lower transition) 0.6
g)		B: Turbulent boundary layer separation; the boundary layer partly laminar partly turbulent	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ Supercritical 2.5
h)		C: Boundary layer com- pletely turbulent at one side	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Upper transition 6.7
i)		C: Boundary layer comple- tely turbulent at two sides	$4 \times 10^6 < Re$ Transcritical

Regimes of flow around a smooth, circular cylinder in steady current.

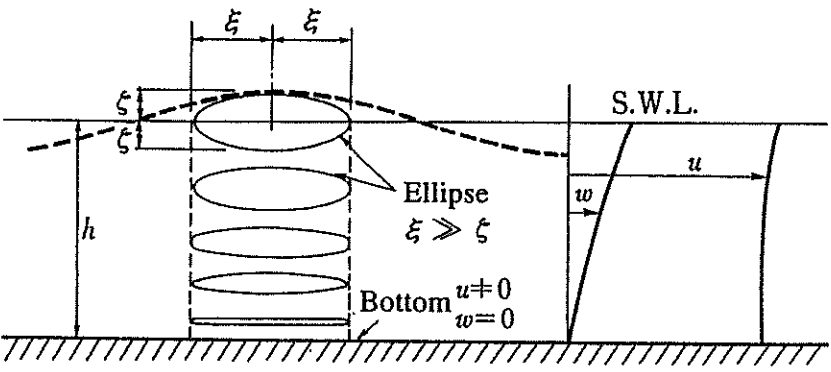
Figura 1 (SF): fluido in moto unidirezionale stazionario. Regime del flusso corrispondente a valori di  $Re$ . Sono indicate le corrispondenti velocità  $U_{m/s}$  massime del campo avendo assunto  $D = 0.60$  m.



(a) Deepwater waves  $\frac{h}{L} > \frac{1}{2}$



(b) Shallow water waves  $\frac{1}{25} < \frac{h}{L} < \frac{1}{2}$



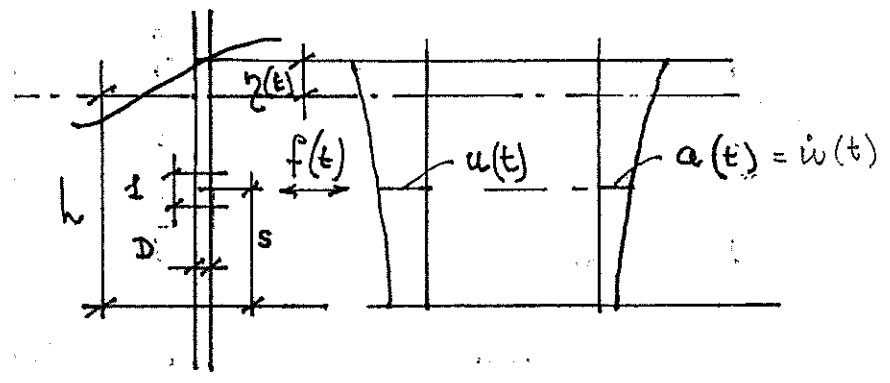
(c) Very shallow water waves  $\frac{h}{L} < \frac{1}{25}$

Fig. 1.2 Particle orbits and kinematics (small amplitude waves) (10 online)

Table 1.1 Small amplitude wave theory

	Very shallow water wave $h/L < 1/25$	Shallow water wave $1/25 < h/L < 1/2$	Deepwater wave $h/L > 1/2$
Wave profile $\eta$	$\rightarrow$	$\eta = \frac{1}{2} H \cos(kx - \sigma t) = \frac{1}{2} H \cos \theta$	$\leftarrow$
Wave celerity $c$	$c = \sqrt{gh}$	$c = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)$	$c = \frac{gT}{2\pi}$
Wavelength $L$	$L = T\sqrt{gh}$	$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)$	$L = \frac{g}{2\pi} T^2$
Group velocity $c_g$	$c_g = c = \sqrt{gh}$	$c_g = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{4\pi h/L}{\sinh 4\pi h/L} \right]$	$c_g = \frac{1}{2} c$
Particle velocity Horizontal component $u$ Vertical component $w$	$u = \frac{H}{2} \sqrt{\frac{g}{h}} \cos \theta$ $w = \frac{H\pi}{T} \left(1 + \frac{\gamma}{h}\right) \sin \theta$	$u = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\cosh(2\pi h/L)} \cos \theta$ $w = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\cosh(2\pi h/L)} \sin \theta$	$u = \frac{\pi H}{T} e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \cos \theta$ $w = \frac{\pi H}{T} e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \sin \theta$
Particle acceleration Horizontal component $\dot{u}$ Vertical component $\dot{w}$	$\dot{u} = \frac{H\pi}{T} \sqrt{\frac{g}{h}} \sin \theta$ $\dot{w} = -2\pi \left(\frac{\pi}{T}\right)^2 \left(1 + \frac{\gamma}{h}\right) \cos \theta$	$\dot{u} = \frac{g\pi H}{L} \frac{\cosh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\cosh(2\pi h/L)} \sin \theta$ $\dot{w} = -\frac{g\pi H}{L} \frac{\sinh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\cosh(2\pi h/L)} \cos \theta$	$\dot{u} = 2H \left(\frac{\pi}{T}\right)^2 e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \sin \theta$ $\dot{w} = -2H \left(\frac{\pi}{T}\right)^2 e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \cos \theta$
Particle orbit Horizontal displacement $\xi$ Vertical displacement $\zeta$	$\xi = -\frac{HT}{4\pi} \sqrt{\frac{g}{h}} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{h}\right) \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} \frac{\cosh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\sinh(2\pi h/L)} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \frac{\sinh[2\pi(\gamma+h)/L]}{\sinh(2\pi h/L)} \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} \cos \theta$
Water pressure $p$	$p = \rho g(\eta - \gamma)$	$p = \rho g \eta \frac{\cosh[2\pi(h+\gamma)/L]}{\cosh(2\pi h/L)} - \rho g \gamma$	$p = \rho g \eta e^{\frac{2\pi\gamma}{L}} - \rho g \gamma$

# ELEMENTI ISOLATI CIRCOLARI DI "PICCOLO" DIAMETRO ( $D/L < 0.20$ ) - REGIME DI SEPARAZIONE : Schema MORISON



$$f(t) = f_d(t) + f_i(t) \begin{cases} f_d(t) = \frac{1}{2} \rho C_d D u(t) \cdot |u(t)| & \text{drag} \\ f_i(t) = \rho C_i \frac{\pi D^2}{4} a(t) & \text{inerzia} \end{cases}$$

$$C = \varphi (Re, KC, D/L, \epsilon/D)$$

$$Re = \frac{\hat{u} D}{\nu} ; KC = \frac{\hat{u} T}{D}$$

( $\hat{u}$  ampiezza)

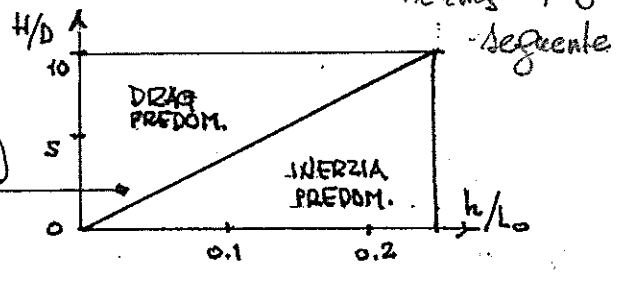
$$C_d = 0.6 + 1$$

$$C_i = 0.9 \div 1.8$$

$$C_L \approx 1 \text{ per gli usuali } KC$$

$$f_L(t) = \frac{1}{2} \rho C_L D u^2(t) \text{ istabilisce } \begin{cases} F_{max} \\ F_{rms} \end{cases} \begin{matrix} \vee \\ \wedge \end{matrix} \text{ drag}$$

$$\hat{f}_d \geq \hat{f}_i \text{ (ampiezza)}$$



$$\omega = 2\pi f_w = \frac{2\pi}{T_w} \quad (3.5)$$

in which  $f_w$  is the frequency.

The physical meaning of the  $KC$  number can probably be best explained by reference to Eq. 3.4. The numerator on the right-hand-side of the equation is proportional to the stroke of the motion, namely  $2a$ , while the denominator, the diameter of the cylinder  $D$ , represents the width of the cylinder (Fig. 3.1). Small  $KC$  numbers therefore mean that the orbital motion of the water particles is small relative to the total width of the cylinder. When  $KC$  is very small, separation behind the cylinder may not even occur.

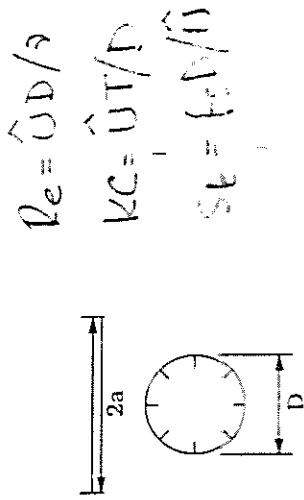


Figure 3.1 Definition sketch

Large  $KC$  numbers, on the other hand, mean that the water particles travel quite large distances relative to the total width of the cylinder, resulting in separation and probably vortex shedding. For very large  $KC$  numbers ( $KC \rightarrow \infty$ ), we may expect that the flow for each half period of the motion resembles that experienced in a steady current.

### 3.1 Flow regimes as a function of $KC$ number

Fig. 3.2 summarizes the changes that occur in the flow as the Keulegan Carpenter number is increased from zero. The picture presented in the figure is for  $Re = 10^3$  in which  $Re$  is defined as

$$Re = \frac{DU_m}{\nu} \quad (3.6)$$

(As  $Re$  is changed, the flow regimes shown in Fig. 3.2 may also change, accompanied by possible changes at the upper and lower limits of the indicated  $KC$

a)		No separation. Creeping (laminar) flow.	$KC < 1.1$
b)		Separation with Hohl vortices. See Figs. 3.3 and 3.4	$1.1 < KC < 1.6$
c)		A pair of symmetric vortices	$1.6 < KC < 2.1$
d)		A pair of symmetric vortices. Turbulence over the cylinder surface [A].	$2.1 < KC < 4$
e)		A pair of asymmetric vortices	$4 < KC < 7$
f)		Vortex shedding	$7 < KC$ Shedding regimes

Figure 3.2 Regimes of flow around a smooth, circular cylinder in oscillatory flow.  $Re = 10^3$ . Source for  $KC < 4$  is Sarpkaya (1986a) and for  $KC > 4$  Williamson (1985). Limits of the  $KC$  intervals may change as a function of  $Re$  (see Figs. 3.15 and 3.16).



for small  $KC$  to a maximum at  $KC = 12$  where  $\delta$  attains a value of  $\delta \approx 0.12$ , and with further increase in  $KC$ ,  $\delta$  decreases again. Clearly, the ability of the Morison equation to predict the force depends heavily on the  $KC$  number. In the inertia-dominated region,  $\delta$  is rather small, therefore the Morison representation is rather good, but when the flow is separated, the Morison equation can not provide a complete description of the force variation. To tackle this problem Sarphaya introduced a four-term Morison equation which may be written as

$$\frac{F}{\frac{1}{2}\rho DU_m^2} = (\pi^2/KC) C_M \sin \theta - C_D \cos \theta | \cos \theta | +$$

$$\Lambda^{-1/2} [0.01 + 0.1 \exp\{-0.08(KC - 12.5)^2\}] \cos 3\theta -$$

$$\Lambda^{-1/2} (-0.05 - 0.35 \exp\{-0.04(KC - 12.5)^2\}) +$$

$$\Lambda^{-1/2} [0.0025 + 0.053 \exp\{-0.06(KC - 12.5)^2\}] \cos 5\theta -$$

$$\Lambda^{-1/2} (0.25 + 0.6 \exp\{-0.02(KC - 12.5)^2\}) \quad (4.69)$$

in which  $\theta = \omega t$  and  $\Lambda = (2 - C_M)/(KC C_D)$ .

The results have shown that, in this way, a significant improvement has been obtained. (Sarphaya (1981) and Sarphaya and Wilson (1984)).

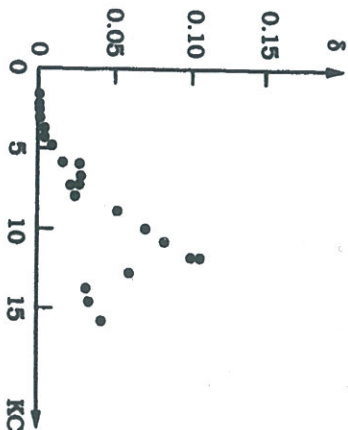


Figure 4.14 Goodness-of-fit parameter  $\delta$  as function of  $KC$ .  $Re = 5 \times 10^5$ . Smooth cylinder. Justesen (1989).

### 4.2 Lift force in oscillatory flow

When a cylinder is exposed to an oscillatory flow, it may undergo a lift force (Fig. 4.1). This lift force oscillates at a fundamental frequency different from the frequency of the oscillatory flow. The time variation of the force is directly related to the vortex motions around the cylinder, as has already been discussed in Section 3.2.

Obviously, if the flow around the cylinder is an unseparated flow (very small  $KC$  numbers, Figs. 3.15 and 3.16), then no lift will be generated.

Fig. 4.15 illustrates the emergence and subsequently the development of the lift force as the  $KC$  number is increased from zero. The figure indicates that, while the lift force first comes into existence when  $KC$  becomes 4 (which is due to the asymmetry in the formation of the wake vortices; see Fig. 3.2e), well-established lift-force regimes are formed only after  $KC$  is increased to the value of 6-7, the value of  $KC$  number beyond which vortex shedding is present.

When the analysis of the lift force is considered, the most important quantities are the fundamental lift frequency and the magnitude of the lift force.

Regarding the fundamental lift frequency, this has been discussed in details in Sections 3.2 and 3.3, and the normalized fundamental lift frequency  $N_L (= f_L/f_w)$ , namely the number of oscillations in the lift per flow cycle, has been given in Table 3.1 and in Fig. 3.16.

As regards the magnitude of the lift force, there are two approaches. In one, the maximum value of the lift force is considered, while in the other the root-mean-square (r.m.s.) value of the lift force is adopted to represent the magnitude of the lift force. These may, in terms of the force coefficients, be written in the following forms:

$$U(t) = U_m \sin(\omega t) \quad (4.70)$$

$$F_{Lmax} = \frac{1}{2} \rho C_{Lmax} DU_m^2$$

and

$$F_{Lrms} = \frac{1}{2} \rho C_{Lrms} DU_m^2 \quad (4.71)$$

in which  $F_{Lmax}$  and  $F_{Lrms}$  are the maximum- and r.m.s.-values of the lift force, respectively, while  $C_{Lmax}$  and  $C_{Lrms}$  are the corresponding force coefficients. If the time variation of the lift force is approximated by a sinusoidal variation, then the two coefficients will be linked by the following relation

$$C_{Lmax} = \sqrt{2} C_{Lrms} \quad (4.72)$$

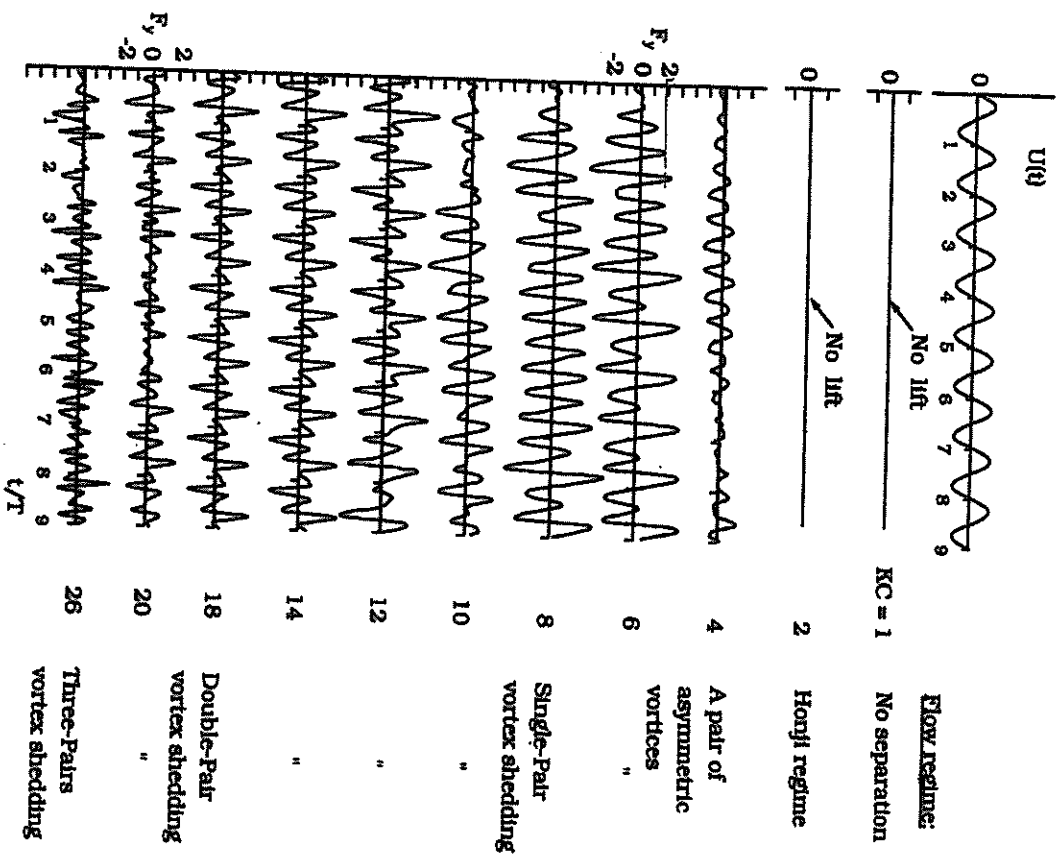


Figure 4.15 Computed lift force traces over nine periods of oscillation at various  $KC$ -values for  $\beta (= Re/KC) = 196$ . Justesen (1991). For the various flow regimes indicated in the figure, see Figs. 3.15 and 3.16.

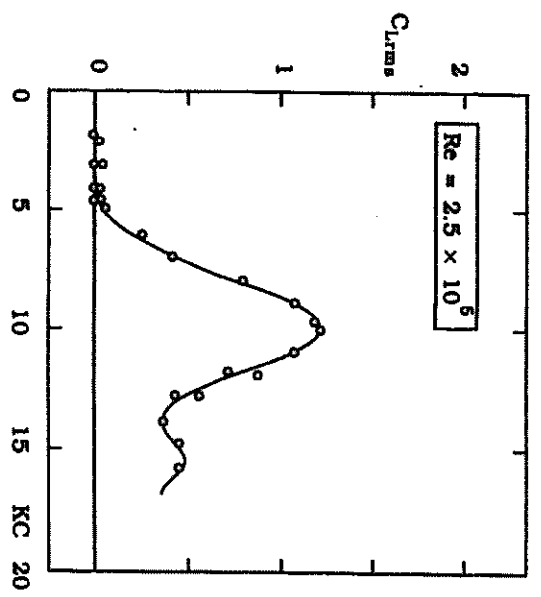


Figure 4.16 Variation of r.m.s. lift-force coefficient as function of  $KC$  number. Experimental data from Justesen (1989).

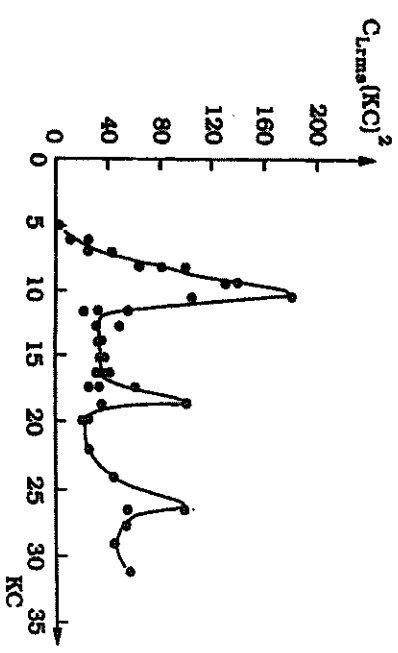


Figure 4.17 Lift force r.m.s. as function of  $KC$  for a given value of  $\beta (= Re/KC) = 730$ . Williamson (1985).

Williamson's work (1985), where the ratio of  $Re$  to  $KC$  was maintained constant at  $\beta = Re/KC = 255$  in one series of the tests and at 730 in the other, has indicated that the fundamental lift frequency increases with increasing  $KC$ , as shown in Table 3.1.

In these experiments, the  $KC$  number at which  $N_L$  switches from 2 to 3 is  $KC = 15$ , in contrast to the observation made in Fig. 3.13 where  $N_L$  switches from 2 to 3 at  $KC$  of about 13. This slight difference with regard to the  $KC$  number is related to the Reynolds number dependence.

Table 3.1 Fundamental lift frequencies observed in the experiments of Williamson (1985).

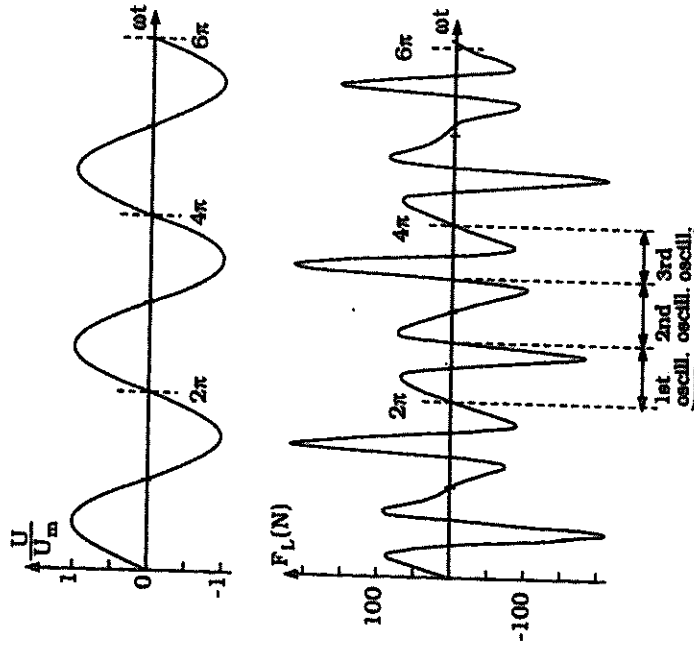
$KC$ regime	$KC$ range	Reynolds number $Re$	Normalized fundamental lift frequency ( $=$ the number of oscillations in the lift per flow cycle) $N_L = \frac{f_w}{f}$
Single pair	$7 < KC < 15$	$1.8 - 3.8 \times 10^3$	2
Double pair	$15 < KC < 24$	$3.8 - 6.1 \times 10^3$	3
Three pairs	$24 < KC < 32$	$6.1 - 8.2 \times 10^3$	4
Four pairs	$32 < KC < 40$	$8.2 - 10 \times 10^3$	5

### 3.3 Effect of Reynolds number on flow regimes

The detailed picture of the flow regimes as functions of both the  $KC$  number and the  $Re$  number is given in Figs. 3.15 and 3.16. Fig. 3.15 describes the role of  $Re$  for small  $KC$  numbers ( $KC < 3$ ). The figure illustrates how the boundaries between the different flow regimes, as described in Fig. 3.2, vary as a function of  $Re$ . Furthermore, the following points may be made with regard to Fig. 3.15:

$$N_L = \frac{f_L}{f_w} \tag{3.13}$$

is 2 (that is, two oscillations in the lift force per flow cycle) for  $KC = 7, 9, 11$ ; and 12.5, while it switches to 3 at the value of  $KC$  somewhere between  $KC = 12.5$  and 14 and is maintained at 3 (that is, three oscillations in the lift force per flow cycle) for  $KC = 14$  and 16. The actual time series of the lift force corresponding to the spectrum for  $KC = 16$  in the previous figure is given in Fig. 3.14, to illustrate further the relation between the actual lift-force time series and the corresponding spectrum.



Three oscillations in  $F_L$  per flow cycle ( $N_L=3$ )

Figure 3.14 Time series for the lift force corresponding to the spectrum for  $KC = 16$  in Fig. 2.13.  $Re = 5 \times 10^5$ . Justesen (1989).

theoretical result provides an indication of how small the pile should be for Equation VI-5-281 to apply, and the restriction is given as

$$\frac{D}{L} < 0.05 \quad (\text{VI-5-282})$$

where  $L$  is calculated by linear wave theory. This restriction will seldom be violated for slender pile force calculations; however, the restriction may be important when applying Equation VI-5-281 to larger structures such as cylindrical caissons.

(c) To apply Equation VI-5-281 it is necessary to choose an appropriate wave theory for estimating  $u$  and  $du/dt$  from values of wave height  $H$ , wave period  $T$ , and water depth  $d$ ; and for that particular wave condition appropriate values of  $C_D$  and  $C_M$  must be selected.

(2) Calculation of forces and moments. For structural design of a single vertical pile, it is often unnecessary to know in detail the distribution of forces over the height of the pile. Instead, the designer needs to know the total maximum force and the total maximum moment about the mud line ( $z = -d$ ) acting on the pile. The total time-varying force and the time-varying moment acting about the mud line is found by integrating Equation VI-5-281 between the bottom and the free surface, i.e.,

$$F = \int_{-d}^{\eta} f_i dz + \int_{-d}^{\eta} f_D dz = F_i + F_D \quad (\text{VI-5-283})$$

$$M = \int_{-d}^{\eta} (z+d) f_i dz + \int_{-d}^{\eta} (z+d) f_D dz = M_i + M_D \quad (\text{VI-5-284})$$

In general form these quantities may be written

$$F_i = C_M \rho g \frac{\pi D^2}{4} H K_i \quad (\text{VI-5-285})$$

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho g D H^2 K_D \quad (\text{VI-5-286})$$

$$M_i = C_M \rho g \frac{\pi D^2}{4} H K_i d S_i = F_i d S_i \quad (\text{VI-5-287})$$

$$M_D = C_D \frac{1}{2} \rho g D H^2 K_D d S_D = F_D d S_D \quad (\text{VI-5-288})$$

in which  $C_D$  and  $C_M$  have been assumed constant, and where  $K_i$ ,  $K_D$ ,  $S_i$ , and  $S_D$  are dimensionless parameters that depend on the specific wave theory used in the integrations. In the following sections values of the inertia coefficient  $C_M$  and drag coefficient  $C_D$  are assumed to be known constants. (Part VI-5-7-c covers estimation of  $C_M$  and  $C_D$ .)

The integration results in total force and moment components given by Equations VI-5-285 through VI-5-288 with values of the dimensionless parameters  $K_i$ ,  $K_D$ ,  $S_i$ , and  $S_D$  given by

$$K_i = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \sin\left(-\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (\text{VI-5-294})$$

$$\begin{aligned} K_D &= \frac{1}{8} \left( 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh[4\pi d/L]} \right) \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \left| \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \right| \\ &= \frac{1}{4} n \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \left| \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \right| \end{aligned} \quad (\text{VI-5-295})$$

$$S_i = 1 + \frac{1 - \cosh[2\pi d/L]}{(2\pi d/L) \sinh[2\pi d/L]} \quad (\text{VI-5-296})$$

$$S_D = \frac{1}{2} + \frac{1}{2n} \left( \frac{1}{2} + \frac{1 - \cosh[4\pi d/L]}{(4\pi d/L) \sinh[4\pi d/L]} \right) \quad (\text{VI-5-297})$$

where

$$n = \frac{C_g}{C} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh[4\pi d/L]} \right) \quad (\text{VI-5-298})$$

- The maximum values for total inertia force and moment are found by taking  $t = -T/4$  in Equations VI-5-294 and VI-5-296, respectively. Likewise, the maximum values for total drag force and moment are found by taking  $t = 0$  in Equations VI-5-295 and VI-5-297, respectively. A conservative design approach would be to sum the individual maximum inertia and drag components that occur during a wave cycle to get total maximum force and moments. However, the individual maximums do not occur simultaneously, so the real maximum total force and moment will be somewhat less. The correct method is to calculate the time-varying sum of inertia and drag components, and then use the maximum sum that occurs over the wave cycle. The time at which the maximum occurs may vary depending on the selected values for  $C_M$  and  $C_D$ .
- Although linear wave theory provides a nice closed-form solution for forces and moments on slender cylindrical piles, in practice the hydrodynamics associated with the steeper design wave conditions will not be well predicted by linear wave theory. Even more critical is the fact that linear theory provides no estimate of the force caused by that portion of the wave above the swl, an area where the horizontal velocities and accelerations are the greatest. An ad hoc adjustment is to assume a linear force distribution having a maximum value of force estimated at the still-water line and a value of zero at the crest location of the linear wave ( $H/2$  above the swl). Most likely, the design wave will be nonlinear with steep wave crests and with much of the wave height above the swl, and it would be well advised to use an appropriate nonlinear wave theory in the force and moment calculation.

palo sottile verticale sotto onda stokiana lineare  
 forze integrate, momento e braccio

H,T,h,D,Cd,Ci= 4.000000 10.00000 15.00000 1.200000  
 0.900000 1.500000  
 L, h/gT^2,H/gT^2,W= 109.0468 1.5290519E-02 4.0774718E-03  
 0.5000001

eta (m)	Fdrag (N)	Finerzia (N)	Ftotale (N)	Mtotale (Nm)	braccio (m)
2.000	17309.240	0.000	17309.240	145065.156	8.381
1.902	15656.357	-7183.991	8472.366	74211.703	8.759
1.618	11329.054	-13664.765	-2335.711	-13475.883	5.769
1.176	5980.207	-18807.938	-12827.730	-99111.672	7.726
0.618	1652.896	-22110.062	-20457.166	-161578.500	7.898
0.000	0.000	-23247.904	-23247.904	-184459.234	7.934
-0.618	-1652.870	-22110.080	-23762.949	-189283.578	7.965
-1.176	-5980.167	-18807.975	-24788.143	-199349.406	8.042
-1.618	-11329.011	-13664.813	-24993.824	-203368.812	8.137
-1.902	-15656.332	-7184.045	-22840.377	-188213.875	8.240
-2.000	-17309.240	-0.059	-17309.299	-145065.625	8.381
-1.902	-15656.386	7183.934	-8472.452	-74212.391	8.759
-1.618	-11329.093	13664.718	2335.625	13475.172	5.769
-1.176	-5980.246	18807.906	12827.660	99111.109	7.726
-0.618	-1652.920	22110.047	20457.127	161578.188	7.898
0.000	0.000	23247.904	23247.904	184459.234	7.934
0.618	1652.843	22110.100	23762.943	189283.516	7.965
1.176	5980.121	18808.010	24788.131	199349.281	8.042
1.618	11328.973	13664.856	24993.828	203368.844	8.137
1.902	15656.307	7184.102	22840.408	188214.125	8.240



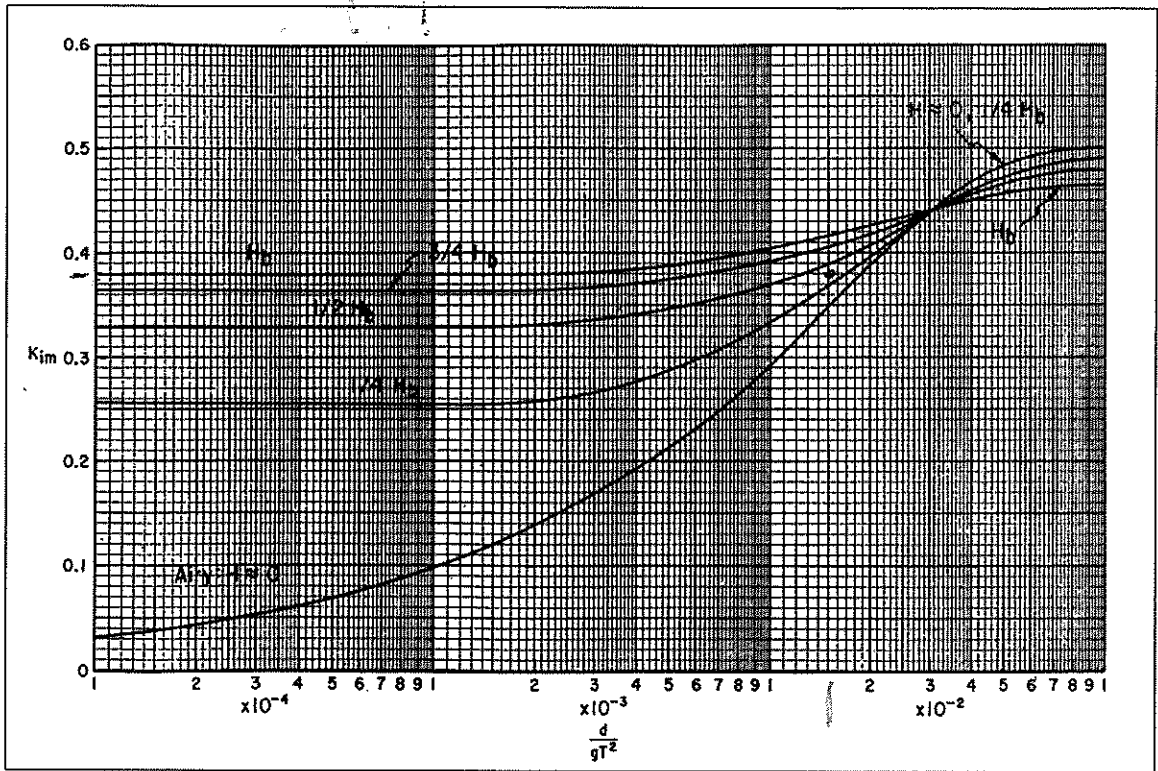


Figure VI-5-126.  $K_{im}$  versus relative depth,  $d/gT^2$

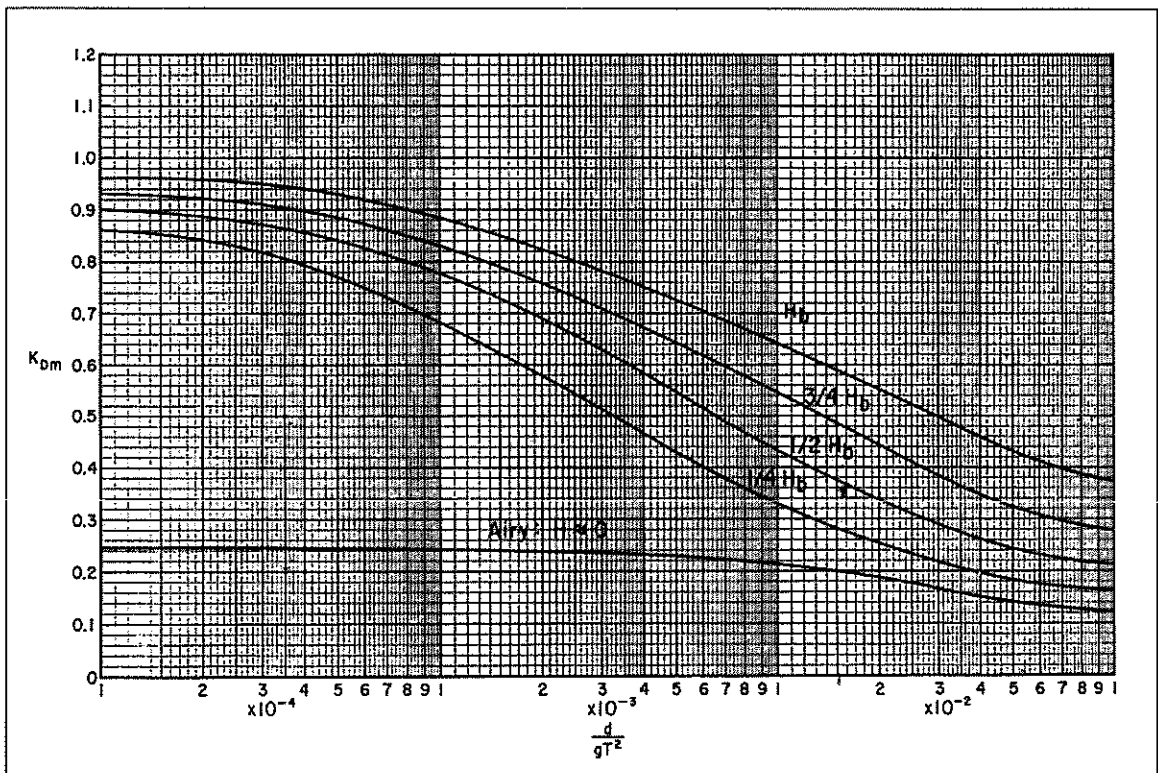


Figure VI-5-127.  $K_{Dm}$  versus relative depth,  $d/gT^2$

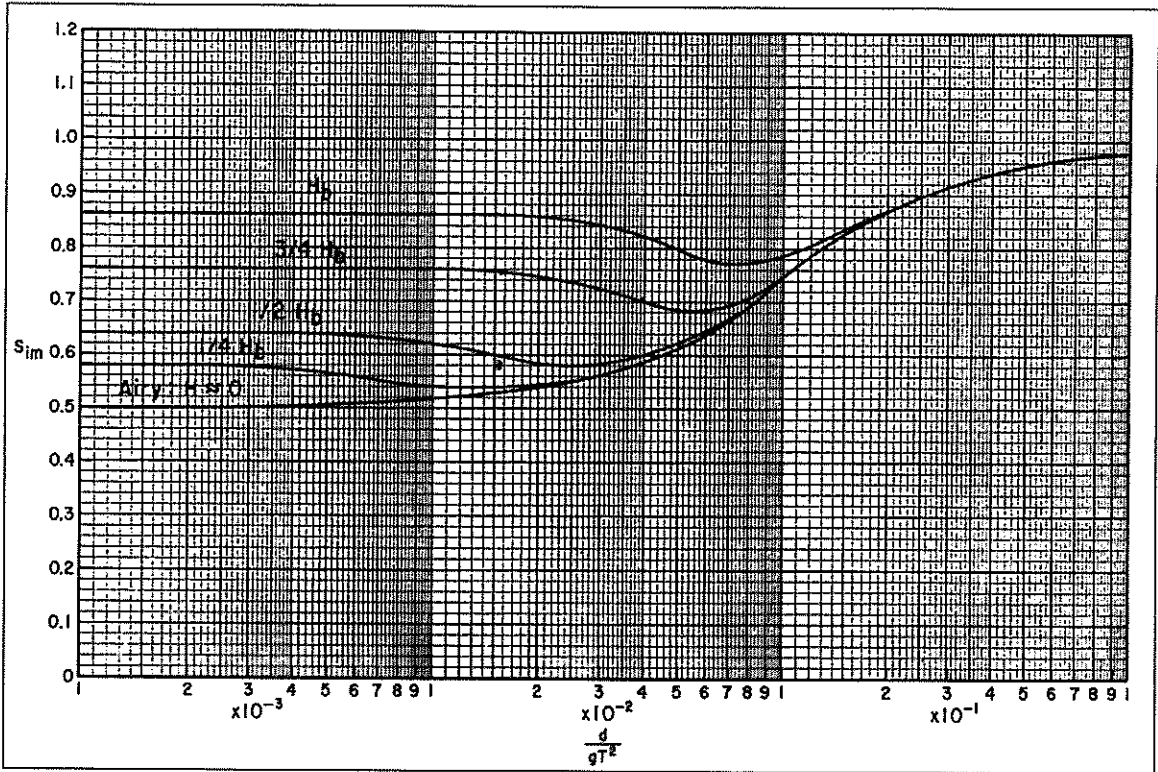


Figure VI-5-128. Inertia force moment arm  $S_{im}$  versus relative depth,  $d/gT^2$

VI-5-257

EM 1110-2-1100 (Part VI)  
1 Jun 05

VI-5-258

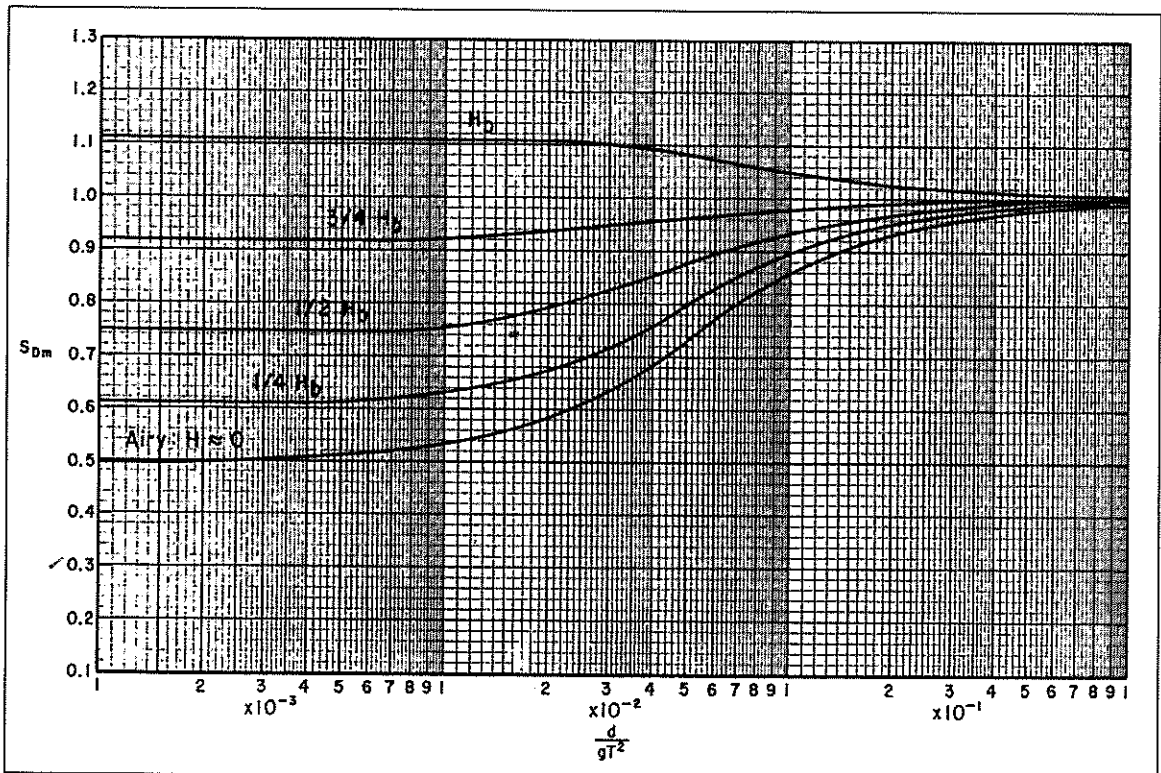


Figure VI-5-129. Drag force moment arm  $S_{Dm}$  versus relative depth,  $d/gT^2$

EM 1110-2-1100 (Part VI)  
1 Jun 05



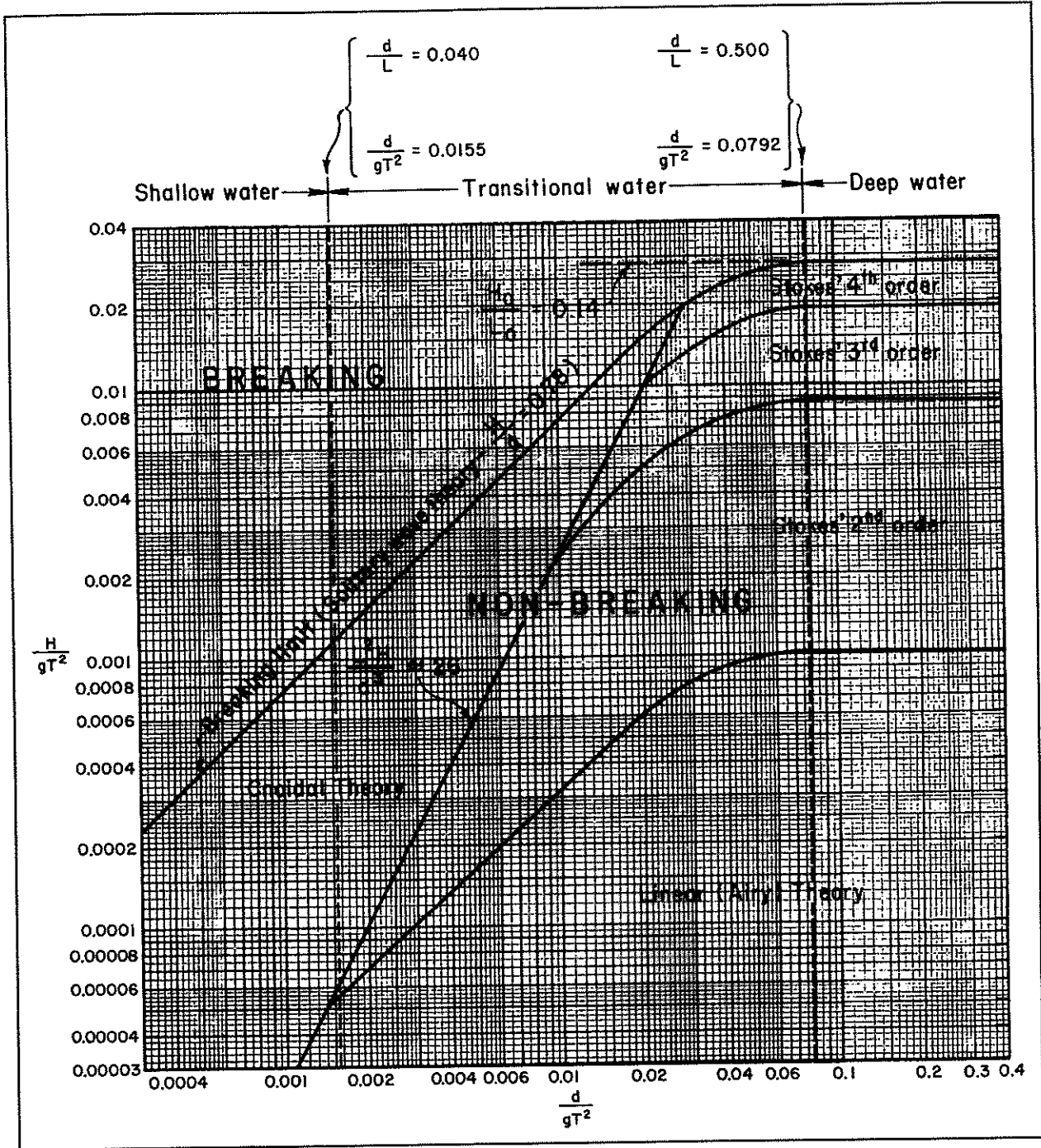


Figure VI-5-130. Breaking wave height and regions of validity of various wave theories

101  
non linear wave theory

- Design conditions for vertical cylindrical piles in coastal waters will most likely consist of nonlinear waves characterized by steep crests and shallow troughs. For accurate force and moment estimates, an appropriate nonlinear wave theory should be used to calculate values of  $u$  and  $du/dt$  corresponding to the design wave height, wave period, and water depth.
- The variation of  $f_i$  and  $f_D$  with time at any vertical location on the pile can be estimated using values of  $u$  and  $du/dt$  from tables such as Stoke's fifth-order wave theory (Skjelbriera et al. 1960) or stream-function theory (Dean 1974). Computer programs based on higher order monochromatic wave theories may be available to ease the task associated with using tabulated wave kinematics.
- The separate total maximum inertia force and moment and total drag force and moment on a vertical cylindrical pile subjected to nonlinear waves can be estimated using Equations VI-5-285 through VI-5-288. Values for  $K_i$ ,  $K_D$ ,  $S_i$ , and  $S_D$  in Equations VI-5-285 - VI-5-288 are given by  $K_{im}$ ,  $K_{Dm}$ ,  $S_{im}$ , and  $S_{Dm}$ , respectively, in the nomograms shown in Figures VI-5-126 through VI-5-129. (Note: In the nomograms the subscript  $m$  is used to denote maximum.) These nomograms were constructed using stream-function theory (Dean 1974), and they provide the maximum total force and total moment for the inertia and drag components considered separately rather than the combined total force and moment. The curves in Figures VI-5-126 to VI-5-129 represent wave height as a fraction of the breaking wave height. For example, curves labeled  $1/2 H_b$  represent  $H/H_b = 1/2$ . Breaking wave height is obtained from Figure VI-5-130 for values of  $d/gT^2$  using the curve labeled Breaking Limit.
- For linear waves, the maximum inertia force occurs at  $t = -T/4$  and the maximum drag force occurs at  $t = 0$ . However, for nonlinear waves the times corresponding to maximum inertia and drag forces are phase dependent and not separated by a constant quarter wavelength as in linear wave theory.
- The total maximum force  $F_m$ , where the sum of the inertia and drag components is maximum, can be estimated using Figures VI-5-131 to VI-5-134. These figures were also constructed using stream-function theory. Figure selection is based on the nondimensional parameter

$$W = \frac{C_M D}{C_D H} \quad (\text{VI-5-299})$$

and the drawn curves give values of  $\phi_m$  corresponding to the known parameters  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$ .

- The maximum force is calculated as (drag + inertia)

$$F_m = \phi_m C_D \rho g H^2 D \quad (\text{VI-5-300})$$

- Similarly, the total maximum moment  $M_m$  can be estimated using Figures VI-5-135 through VI-5-138 which were also constructed using stream-function theory. Choice of figure is based on the value of  $W$  given by Equation VI-5-299, and values for  $\alpha_m$  are corresponding to the parameters  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$ . The moment about the mudline is given by

$$M_m = \alpha_m C_D \rho g H^2 D d \quad (\text{VI-5-301})$$

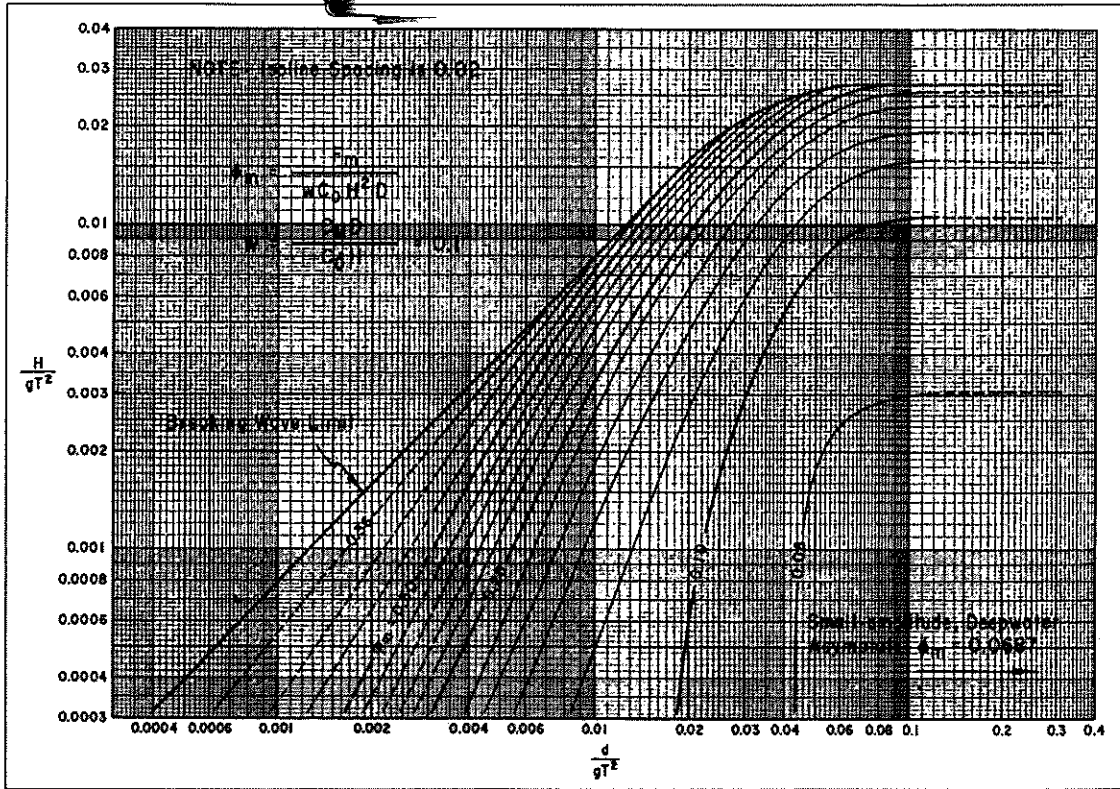


Figure VI-5-132. Isolines of  $\phi_m$  versus  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$  ( $W = 0.10$ )

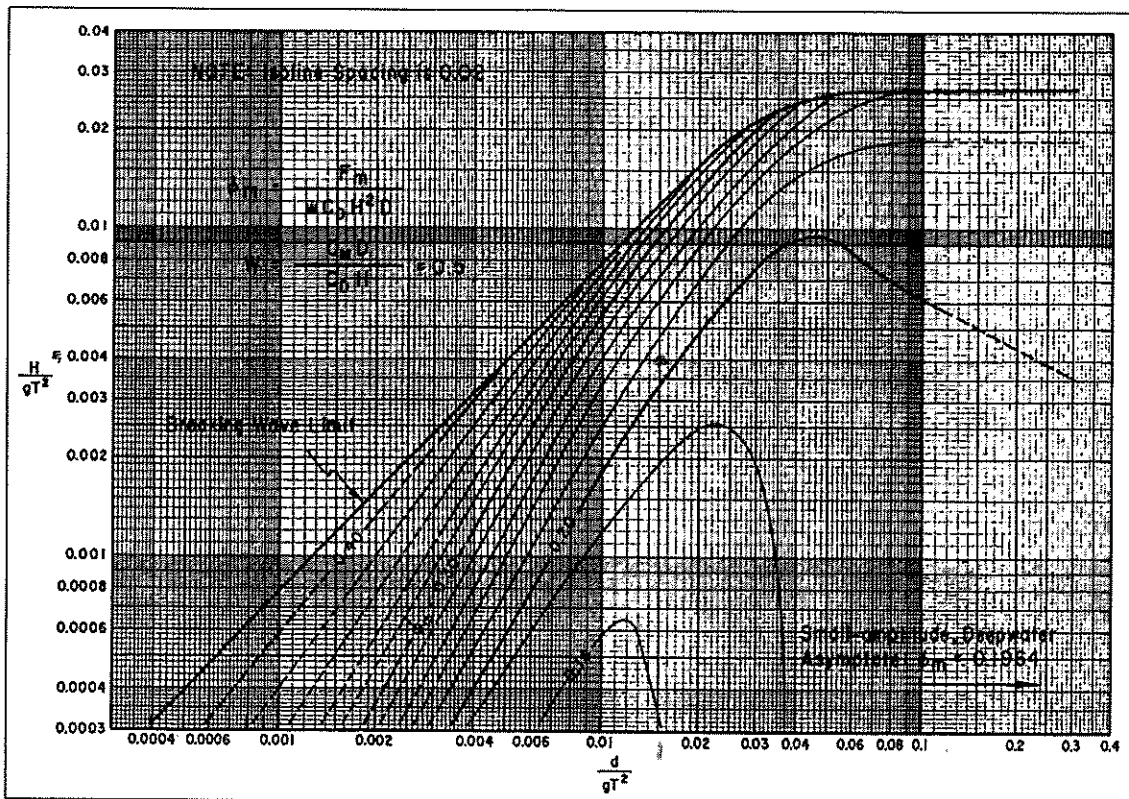


Figure VI-5-133. Isolines of  $\phi_m$  versus  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$  ( $W = 0.50$ )

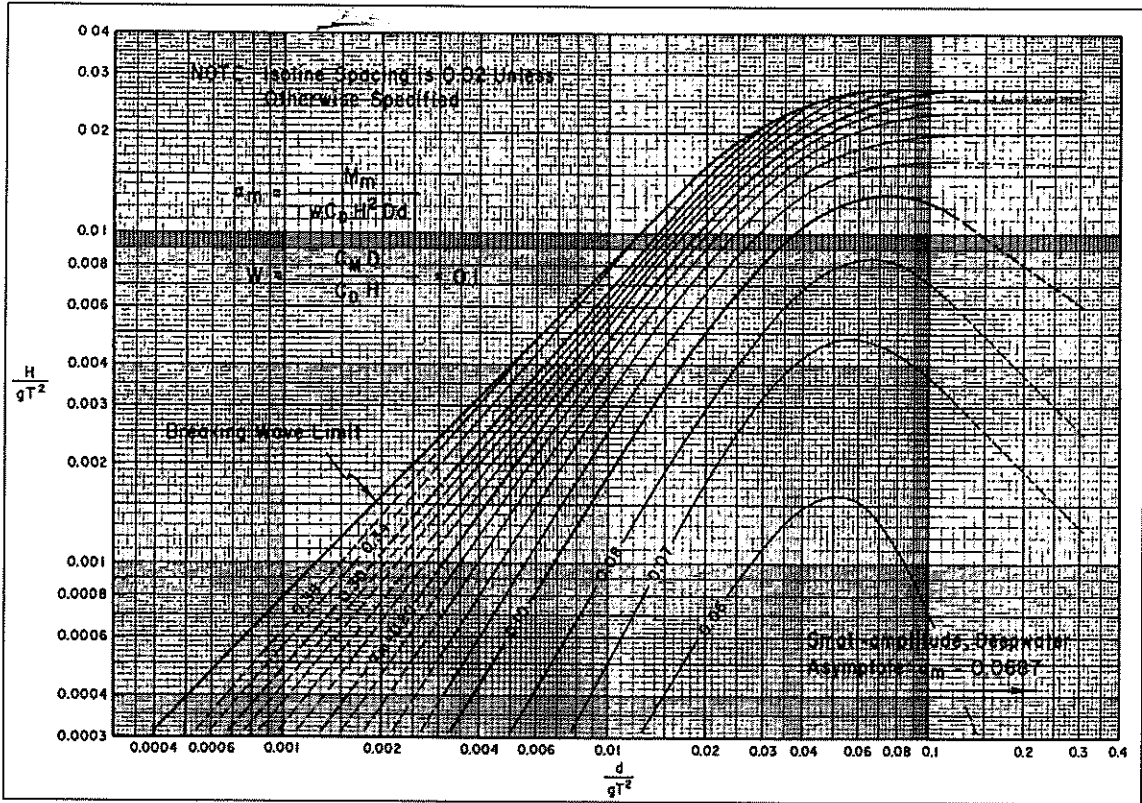


Figure VI-5-136. Isolines of  $\alpha_m$  versus  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$  ( $W = 0.10$ )

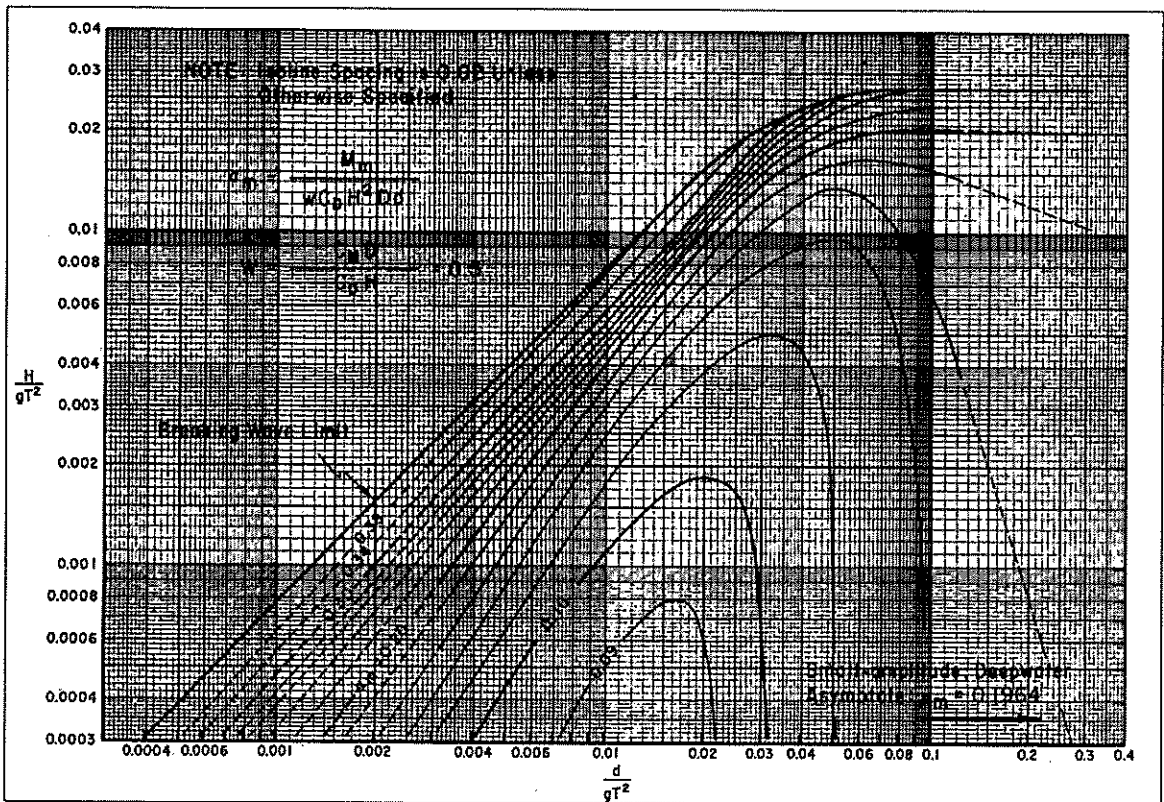


Figure VI-5-137. Isolines of  $\alpha_m$  versus  $H/gT^2$  and  $d/gT^2$  ( $W = 0.5$ )

$$h/\rho T^2 = 153 \times 10^{-2} \quad H/\rho T^2 = 0.0041 \quad K = 0.5 \quad H/H_f = 1/2.5 \text{ (2)}$$

Airy

$$K_{Dm} \approx 0.36 \quad K_{im} = 0.38$$

$$S_{Dm} \approx 0.74 \quad S_{im} = 0.58$$

$$\rho_{im} = 0.21 \quad \alpha_m = 0.14$$

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho g D H^2 K_D = 25427 \text{ N} \quad F_m = C_m \rho g \frac{100^2}{4} H K_m = 25296 \text{ N}$$

$$M_D = F_D h S_{Dm} = 282240 \text{ N}\cdot\text{m} \quad M_m = F_m h S_{im} = 226075 \text{ N}\cdot\text{m}$$

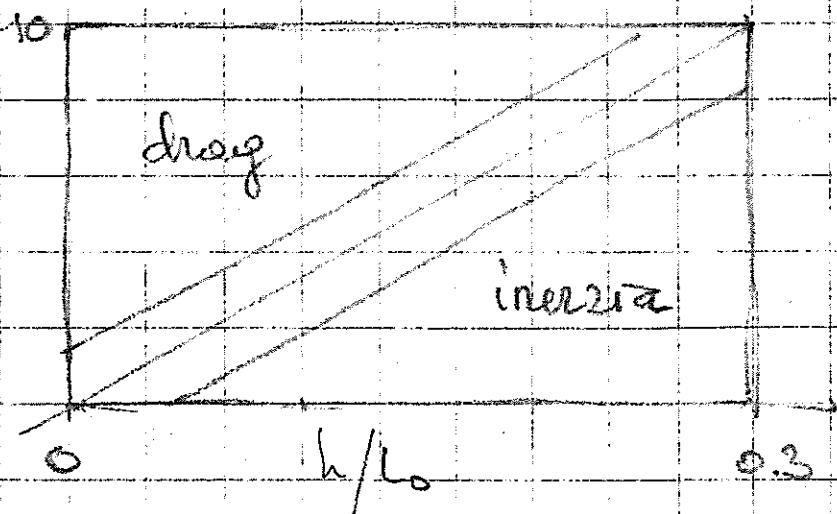
$$F_{\max} = \rho_{im} C_D \rho g H^2 D = 35560 \text{ N} \quad \sigma_{\max} = \alpha C_m \rho g H^2 D L = 355985 \text{ N}$$

(2)  $H_f$ :  $h = 15 \text{ m}$   $T = 10 \text{ d}$   $L = 109.05 \text{ m}$

$$\tanh 2\pi h/L = 0.698$$

$$(H/L)_f = 0.142 \tanh 2\pi h/L \approx 0.1$$

$$H_f \approx 10 \text{ m} \quad H/H_f = 4/10 = 1/2.5$$



The REYNOLDS number is:

$$Re = \frac{\max u \cdot D}{\nu}$$

The symbols therein mean:

$\max u$  = Maximum horizontal component of the particle velocity

$D$  [m/s],  
= Pile diameter [m],

$\nu$  = Kinematic viscosity [m<sup>2</sup>/s],  
( $\nu = 1.0 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s for water at 20°C).

In nature, high REYNOLDS numbers generally prevail, and with smooth surfaces it is recommended to assume a value of  $C_D = 0.7$  [40] and [42]. Higher  $C_D$ -values may be expected at rough surfaces, see [48].

### 5.8.4.2 Inertia Coefficient

With the potential flow theory, the value  $C_M = 2.0$  is obtained for the circular cylindrical piles, whereas  $C_M$ -values up to 2.5 have also been ascertained on the basis of tests for the circular cross-section [49]. In the normal case, the theoretical value  $C_M = 2.0$  may be worked with. Otherwise, reference is made to [40] and [48].

### 5.8.5 Forces from Breaking Waves

At present, there is no usable calculation method available, according to which the forces from breaking waves can be applicably determined. The MORISON formula is therefore also fallen back on for these waves, but under the assumption that the wave acts as a water mass with high velocity on the pile, without acceleration. Thereby, the inertia coefficient is set to  $C_M = 0$ , whereas the drag coefficient is increased to  $C_D = 1.75$  [40].

### 5.8.6 Wave Loading at Pile Clusters

In determining the wave loading of pile clusters, the phase angle  $\theta$  applicable for the respective pile location is to be taken into account. With the designations according to Fig. R 159-5, the horizontal total loading for a pile structure of  $N$  piles, comes to

$$des p = \sum_{n=1}^N P_n(\theta_n)$$

The symbols therein mean:

$N$  = Number of piles,

$P_n(\theta_n)$  = Wave load of an individual pile  $n$  taking into account the phase angle  $\theta_n = k \cdot x_n - \omega \cdot t$  [kN],

$x_n$  = Distance of piles from the  $y$ - $z$ -plane [m].

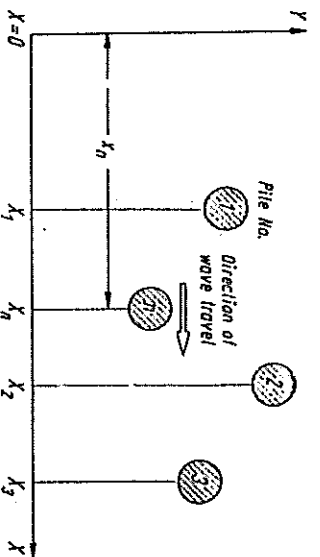


Fig. R 159-5. Definitions for a pile cluster (in plan) (according to [40])

Care must be taken, that for piles standing closer than about four pile diameters, an increase in the loading for the piles standing side by side in wave direction occurs and a reduction of the loading for piles standing one behind the other.

In such a case, the correction factors compiled in Table R 159-2 for the loading, are proposed [49]:

Pile Center-to-Center Distance $e$ Pile Diameter $D$	2	3	4
For piles in rows parallel to the wave crest	1.5	1.25	1.0
For piles in rows vertical to the wave crest	0.7*	0.8*	1.0

\* Reduction does not apply to the front pile, which is directly exposed to the wave action.

Table R 159-2. Multiplier for small pile distances

### 5.8.7 Batter Piles

At batter piles, it must additionally be observed, that the phase angle  $\theta$  for the local coordinates  $x_0, y_0, z_0$  is different for the individual pile sections  $d_s$ .

Thus, the pressure on the pile at the considered section is to be determined with the coordinates  $x_0, y_0$  and  $z_0$  according to Fig. R 159-6.

The local force  $p \cdot ds$  due to velocity and acceleration of the water particles on the pile element

$$ds \cdot (p = f[x_0, y_0, z_0])$$

can be equated with the horizontal force on an assumed vertical pile at  $(x_0, y_0, z_0)$  according to [40]. However, a check must be made at greater

## ELEMENTI ISOLATI CIRCOLARI

DI "GRANDE" DIAMETRO ( $D/L = 0.20 \div 0.50$ )

REGIME DI DIFFRAZIONE :

forze di inerzia predominanti.

$$f(t) \equiv f_I(t) = \rho C_I \frac{\pi D^2}{4} a(t) \cos(\sigma t - \epsilon)$$

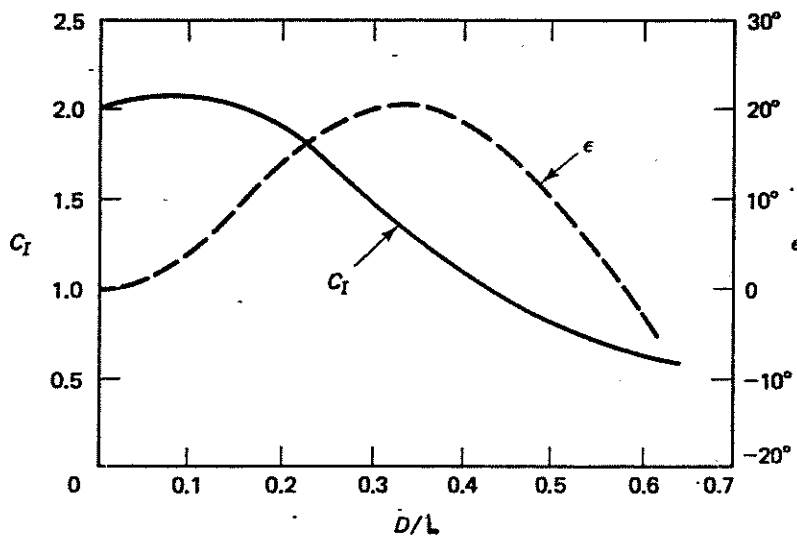

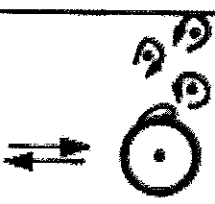



Fig. 3.17. Variation of inertia coefficient and phase angle with ratio of pile diameter to wave length. (After Mogridge and Jamieson, 1976.)

Se  $D/L > 0.5$  è necessario passare alla teoria della diffrazione che fornisce la forza a partire dal campo di pressione corrispondente al moto ondoso incidente e diffratto dall'elemento.

Regime of vortex motion	Pattern	KC range
Vortex pair		$KC \leq 7$ 0.67
Transverse vortex street		$7 < KC \leq 15$ 1.43
Vortex street		$KC > 15$

Classification of vortex-flow regimes in *regular sinusoidal oscillatory flow*.

A  
 Figura 13 (SF): fluido in moto oscillante sinusoidale. Si estende quanto già osservato nella Figura 4, alla quale si rimanda, evidenziando le differenze nelle modalità di emissione dei vortici che si hanno nei diversi intervalli di KC.



CONDOTTE

velocità massima. Indicando con  $C_F$  il valore massimo assunto dalla  $F_{osc}$  adimensionalizzato con  $\rho U^2 h^2 / 2$ , dalla stessa equazione si ricava

$$C_F = C_D \cdot (h^2 / K^2) C_m^2 / C_l$$

$$C_D = K^2 C_m / K$$

$$\text{per } K > (\pi^2 / 2) C_m / C_D$$

$$\text{per } K < (\pi^2 / 2) C_m / C_D$$

Le precedenti relazioni possono essere utilizzate sia per il calcolo di  $C_m$  e  $C_D$ , misurati  $U$ ,  $T$  e  $C_{FO}$  oppure per il calcolo di  $C_{FO}$  dati  $U$ ,  $T$ ,  $C_m$ ,  $C_D$ .

Questa ultima operazione è spesso utile per il calcolo del valore massimo della forza orizzontale nel periodo (ovviamente  $C_{FO} = C_l$ ) quando sono contemporaneamente importanti le forze di resistenza e le forze di inerzia.

Nel caso delle condotte sottomarine di scarico le verifiche progettuali vengono spesso condotte nel campo degli alti  $K$  e  $Re$  e cioè nel campo dominato dalle forze di resistenza in regime postcritico. Ciò discende dal diametro limitato della condotta, dagli alti valori scelti per altezza  $h$  e periodo  $T$  che conducono al valore di  $U_M$ , dal limitato valore di profondità di fondale  $h$  che corrisponde alle zone di maggiore pericolosità per la condotta (p.es. per  $h = 12$  m,  $H = 4.60$  m,  $T = 8$  s,  $D = 0.35$  m, si ha, in prossimità del fondo:  $K=35$ ,  $Re=4.10^5$ ).

4. Cilindro isolato in un fluido in moto oscillante armonico. (v. Fig. A)

4.1 Nelle figure 1[1] e 2[1] sono riportate le curve che forniscono i coefficienti  $C_D$ ,  $C_m$  e  $C_l$  per il caso di cilindro isolato liscio. Nelle curve compare talora il parametro di frequenza  $\beta$  ( $\beta = Re/K$ ) in sostituzione del parametro  $Re$ . Ovviamente la scelta della coppia  $K$ ,  $Re$  ovvero  $K$ ,  $\beta$  è indifferente. Si ricorda inoltre che i numeri di Reynolds che si incontrano per le usali onde di verifica e tubi piccoli sono quasi sempre maggiori di  $10^5$  e i numeri di Keulegan Carpenter maggiori di 20; ai due predetti valori corrisponde  $\beta=5000$ .

Dall'esame della figura 1[1] si osserva che le curve presentano massimi ( $C_D$  e  $C_l$ ) e minimi ( $C_m$ ) per valori di  $K$  compresi nel campo 7+25. Dall'esame della figura 3[1] si rileva che in tale campo, per moto oscillante, si ha un comportamento idrodinamico particolare con ritorno diagonale del vortice

emesso nel semiciclo precedente. A tale complicazione fluidodinamica si associa anche la complicazione sperimentale che, nel campo predetto, sono contemporaneamente importanti sia la componente di resistenza sia la componente di inerzia.

Nella figura 2[1] sono riportati, nel piano  $C$ ,  $Re$ , le stesse curve della figura 1[1]; si intende qui solamente mettere in evidenza la notevole differenza che presentano le curve  $C_D$ ,  $Re$  nei due casi di corrente stazionaria e di moto oscillante.

Per quanto riguarda la frequenza della forza trasversale si ricorda che essa dipende dalla frequenza  $f_g$  di emissione dei vortici che, nel caso più semplice di corrente stazionaria, è correlata alla velocità  $V_c$  del campo di moto attraverso il numero di Strouhal  $St = f_g D / V_c$ . Nel caso di moto oscillante il numero di Strouhal, in analogia con quanto è stato fatto per i numeri di Reynolds e di Keulegan Carpenter, viene costruito col valore massimo della velocità  $St = f_g D / U_M$ . Sarpkaya ha posto sperimentalmente in evidenza che per un cilindro isolato, liscio, rigido e rigidamente vincolato in un fluido in moto oscillante la frequenza  $f_g$ , e cioè anche la frequenza della forza di lift, dipende dal numero di Reynolds e dal numero di Keulegan Carpenter e non è necessariamente un multiplo della frequenza di oscillazione del moto. Tale situazione cambia significativamente per cilindri scabridi, per cilindri in grado di oscillare e per cilindri prossimi al fondo.

4.2 Quasi sempre, ad eccezione solo dei casi di intenso movimento di sabbia, le condotte sottomarine presentano scabrezza dovuta alla formazione di alghe (scabrezza morbida) o per incrostazioni di organismi marini (scabrezza dura).

La scabrezza gioca un ruolo molto importante sul valore del coefficiente di resistenza in quanto modifica le caratteristiche fluidodinamiche del moto nell'intorno del cilindro quando il numero di Reynolds risulta sufficientemente grande, dell'ordine di  $1 \times 10^5$ .

Con riferimento alle figure 4[1] si osserva che più forte è la scabrezza relativa  $k/D$  ( $k$  è la scabrezza omogenea equivalente), più elevato è  $C_D$  e più piccolo è il valore di  $Re$  corrispondente a  $C_D$  minimo. Si rileva, inoltre, che anche per scabrezze molto piccole il  $C_D$ , nel campo degli  $Re$  propri delle

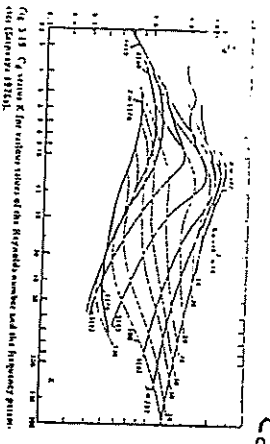


Fig. 3.18.  $C_0$  versus  $K$  for various values of the Reynolds number and the frequency parameter (Gaspery 1976).

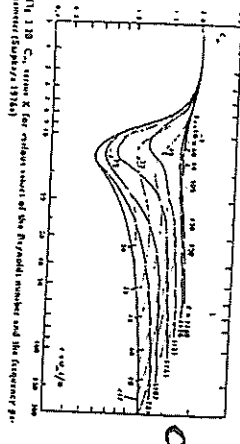


Fig. 3.19.  $C_0$  versus  $K$  for various values of the Reynolds number and the frequency parameter (Gaspery 1976).

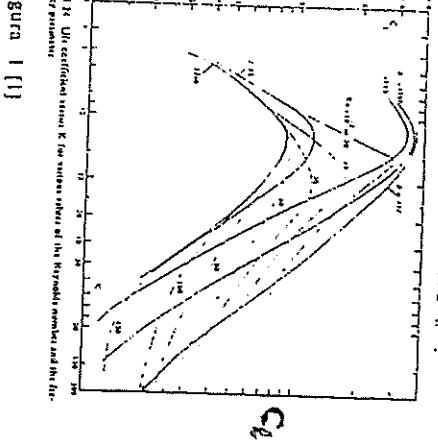


Fig. 3.20.  $C_0$  versus  $K$  for various values of the Reynolds number and the frequency parameter (Gaspery 1976).

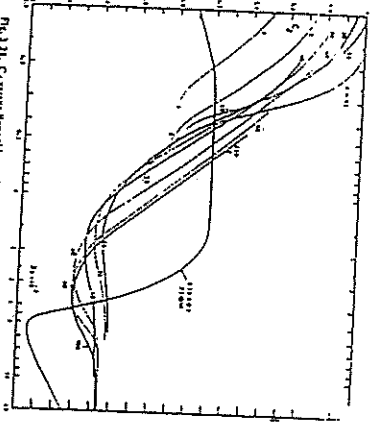


Fig. 3.21.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

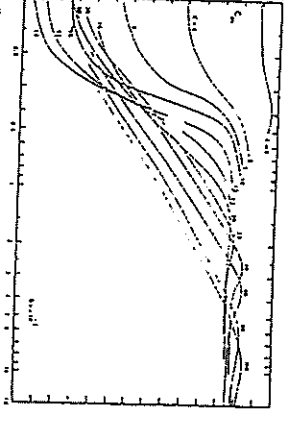


Fig. 3.22.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

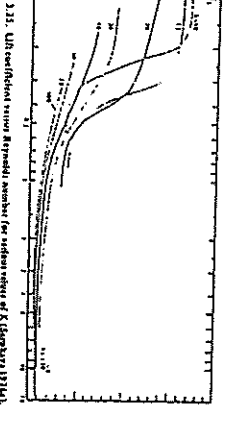


Fig. 3.23.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

figura 2 [1]

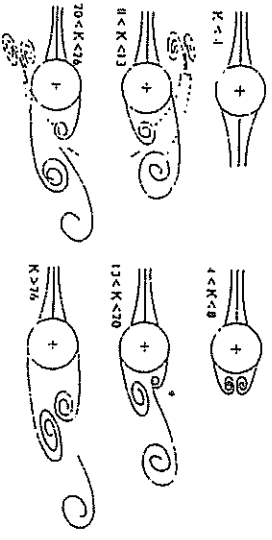


Fig. 3.27. Schematic of the evolution of vortices in various ranges of the Keulegan-Carpenter number.  
figura 3 [1]

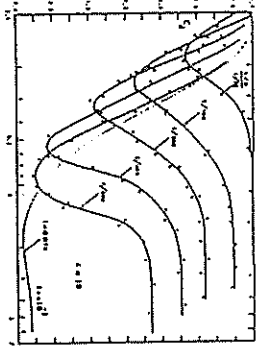


Fig. 3.24.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

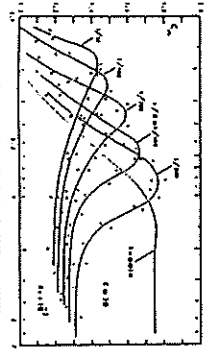


Fig. 3.25.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

figura 4 [1]

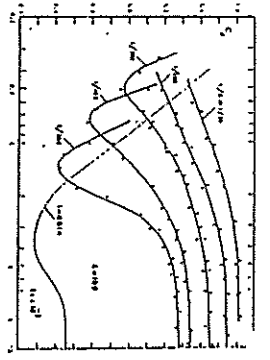


Fig. 3.26.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

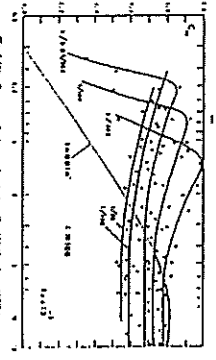


Fig. 3.27.  $C_0$  versus Reynolds number for various values of  $K$  (Gaspery 1976).

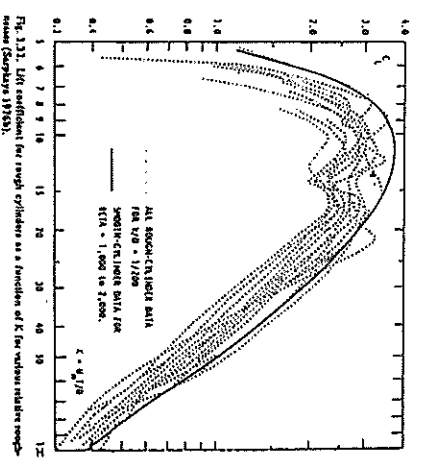


Fig. 3.31.  $C_0$  coefficient for rough cylinders as a function of  $K$  for various relative roughness (Gaspery 1976).

figura 5 [1]

condizioni usuali per le condotte sottomarine, è molto più alto del  $C_d$  corrispondente di tubo liscio; dagli studi compiuti si sa che tale valore di  $C_d$  è anche notevolmente più grande di quello che si sarebbe riscontrato per moto stazionario a parità di numero di Reynolds. L'effetto combinato della scabrezza e del moto oscillatorio è infatti quello di aumentare (anche nelle regioni di  $K$  corrispondenti al prevalere delle forze di resistenza) la "robustezza" dei vortici e di regolarizzarne la frequenza di emissione, effetto che diventa particolarmente importante quando la frequenza naturale di oscillazione del tubo (elastico) è prossima a quella delle forze idrodinamiche, circostanza che rende possibile il realizzarsi dei fenomeni di risonanza propri delle campate libere di cui si parlerà in seguito.

Da quanto sopra detto risulta evidente la necessità di conoscere con precisione la possibilità di incrostazione del tubo nella zona di installazione, incrostazione che influenza peraltro anche il diametro efficace del tubo stesso.

Dall'esame delle figure si deduce che  $C_m$  presenta andamenti opposti a  $C_d$ ; ciò non deve però considerarsi dovuto a un fenomeno fluomeccanico bensì al fatto operativo che consiste nel fare riferimento, per la correlazione  $F_0$ ,  $C_d$ ,  $C_m$ , all'eq.ne di Morison con coefficienti idrodinamici costanti nel periodo sperimentale.

Per quanto riguarda la forza trasversale si osserva che  $C_1$  non è molto influenzato da  $Re(\omega\beta)$  (v. figura 5[1]).

Particolarmente interessante, ai fini di una ricerca di possibili risposte dinamiche del tubo alle forze indotte dal moto ondoso, è che per cilindri scabri il numero di Strouhal rimane praticamente costante con valore prossimo a 0.22.

## 5 . Cilindro in prossimità del fondo (o appoggiato) in un fluido in movimento oscillante.

5.1 La prossimità del cilindro con un contorno piano (il fondo, nel caso delle condotte) conduce a significative modifiche all'assetto idrodinamico nell'intorno del cilindro. Uno strato limite si stabilisce vicino alla

parete; all'interno dello strato limite la velocità orizzontale delle particelle varia da zero alla velocità di corrente libera ad una certa distanza dal fondo.

Lo strato limite relativo al fondo ha notevoli effetti sia sulla forza di resistenza sia sulla forza trasversale che sperimentalmente presenta frequenza doppia rispetto a quella del moto oscillatorio.

Le valutazioni pratiche degli effetti di prossimità sono ricondotte alla determinazione di  $C_d$ ,  $C_m$ ,  $C_l$  introducendo nella loro relazione funzionale anche la distanza  $e/D$ .

$$C = f(K, Re, k/D, e/D)$$

5.2 Le figure 6[1] si riferiscono al caso di tubo liscio. Come prima cosa esse mostrano che l'effetto di prossimità diventa significativo a partire da  $e/D = 0.5$ ; le curve relative a tale valore e a valori superiori sono praticamente sovrapposte a quelle per tubo isolato.

Dalle figure si vede che l'effetto di prossimità è quello di aumentare sia  $C_d$  sia  $C_m$ .

Più interessante è l'effetto di prossimità sulla forza trasversale. Come conseguenza della asimmetria del flusso (tra la parte superiore del cilindro e lo spazio tra cilindro e fondo) che si realizza quando il cilindro è sufficientemente vicino al piano si determina una nuova forza trasversale, di notevole entità per piccole distanze relative  $e/D$  del cilindro dalla parete.

La sovrapposizione dei due effetti, quello della separazione dello strato limite con emissione di vortici e quello della penetrazione del flusso nello spazio tra la condotta e parete, fa sì che la forza trasversale presenti due fasi in ciascun ciclo. Una fase in cui è diretta in senso opposto alla parete (espressa in termini di  $C_{lA}$ ) e l'altra in cui è diretta verso la parete ( $C_{lT}$ ).

La prima, decisamente più importante per l'intensità delle forze che ad essa corrispondono, si realizza nella parte di ciclo caratterizzato da alte velocità (effetti di separazione forti); la seconda si realizza nella parte di ciclo in cui le velocità sono piccole per cui il moto si assomiglia

al moto a potenziale che darebbe luogo a forze sempre verso la parete. La forza corrispondente a quest'ultima situazione non è molto sensibile al variare di  $e/D$  ed è sfasata di  $90^\circ$  rispetto alla precedente.

5.3 Nel caso in cui il tubo poggia sul fondo i valori di  $C_d$  diventano molto più alti (rispetto anche al caso di  $e/D$  molto piccoli) e più sensibili al variare di  $Re$  per un dato valore di  $K$  (v. figura 7[1]).

Il coefficiente  $C_m$  invece non pare dipendere da  $Re$  ed aumenta con l'aumentare di  $K$ . Per piccoli valori di  $K$  (assenza di separazione) il valore di  $C_m$  si avvicina al valore teorico del moto a potenziale ( $C_m=3.29$ ).

La scabrezza, anche in questo caso, ha più effetto su  $C_d$  che su  $C_m$ .

La forza trasversale è sempre diretta verso l'alto e i coefficienti massimi e minimi sono riportati nelle figure per tubo liscio e per tubo scabro (si nota una differenza molto piccola nei due casi come già osservato per il caso di tubo libero con  $e/D \neq 0$ ).

La frequenza della forza trasversale è doppia rispetto a quella del moto armonico sia per tubo liscio sia per tubo scabro. Ciò mostra che la causa che determina la fluttuazione della forza trasversale nella combinazione flusso/cilindro qui esaminata, è la separazione del flusso al di sopra del cilindro per ciascun semiciclo del moto e non la susseguente emissione dei vortici.

Appare anche che la separazione dello strato limite su un cilindro appoggiato sul fondo avviene per valori di  $K$  più piccoli di quelli che riguardano il cilindro distante dal fondo (alti valori di  $C_l$  per  $K = 7$ ) per cui i valori di  $C_m$  e  $C_l$  calcolati nel caso di cilindro appoggiato sul fondo attraverso il moto a potenziale tendono a sottostimare i valori delle corrispondenti forze.

## ~~6. Corrente sovrapposta al moto oscillante.~~

~~6.1 Prove di laboratorio sono state condotte sovrapponendo correnti unidirezionali al moto oscillante, simulando cioè la situazione realistica delle condotte nell'ambiente marino in cui le correnti sono sempre presenti.~~

~~La figura 8[2] si riferisce agli studi di Sarpkaya et al. (1984/1985) rispettivamente per cilindri lisci e per cilindri scabri, posti a distanza~~

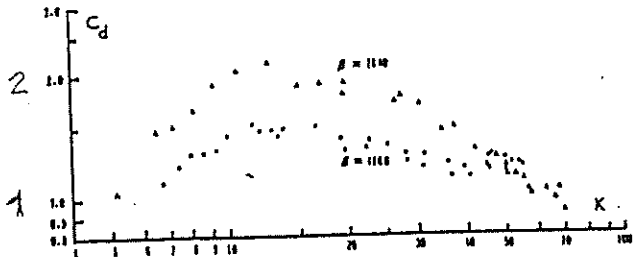


Fig. 5.19. Drag coefficient for a bottom-mounted smooth cylinder (Sarpkaya and Rajabi 1980).

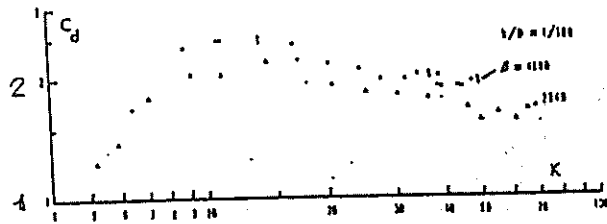


Fig. 5.21. Drag coefficient for a bottom-mounted rough cylinder in harmonic flow (Sarpkaya and Rajabi 1980).

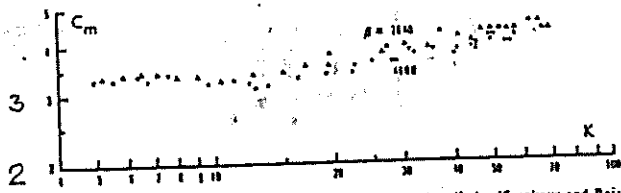


Fig. 5.20. Inertia coefficient for a bottom-mounted smooth cylinder (Sarpkaya and Rajabi 1980).

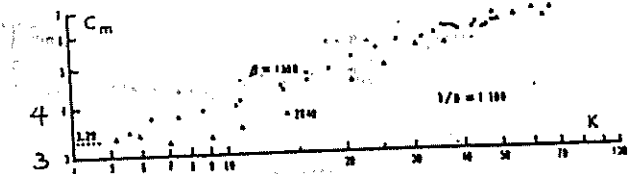


Fig. 5.22. Inertia coefficient for a bottom-mounted rough cylinder in harmonic flow (Sarpkaya and Rajabi 1980).

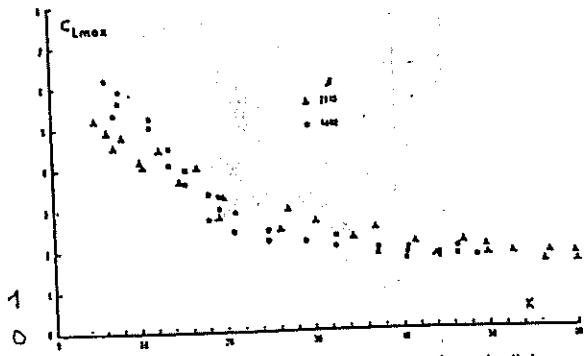


Fig. 5.23. Maximum lift coefficient for a bottom-mounted smooth cylinder.

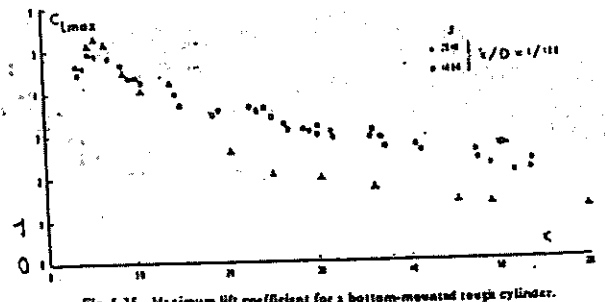


Fig. 5.25. Maximum lift coefficient for a bottom-mounted rough cylinder.

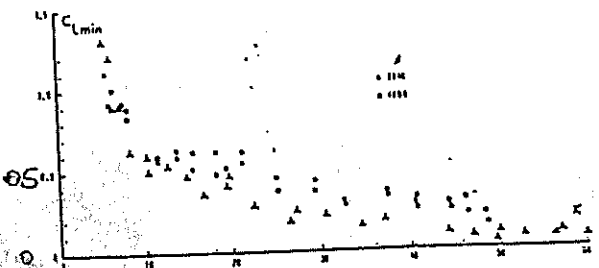


Fig. 5.24. Minimum lift coefficient for a bottom-mounted smooth cylinder.

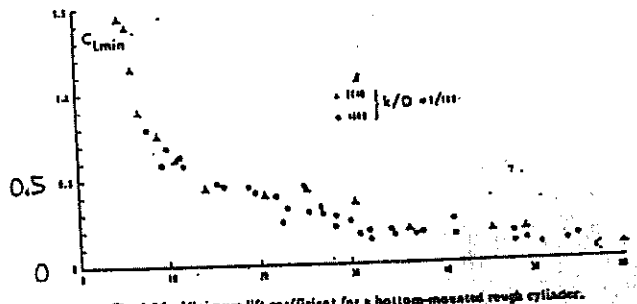


Fig. 5.26. Minimum lift coefficient for a bottom-mounted rough cylinder.

figura 7 [1]

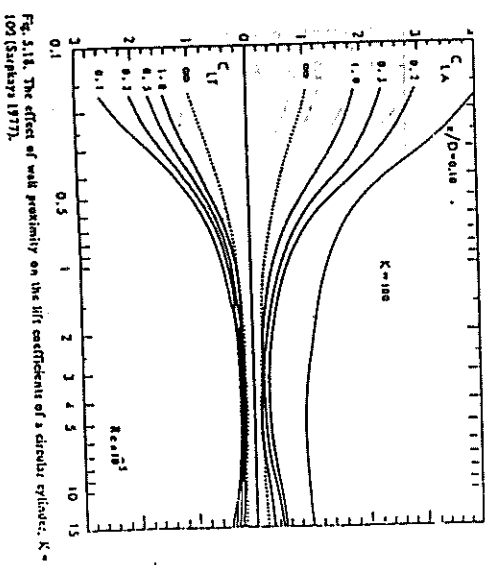
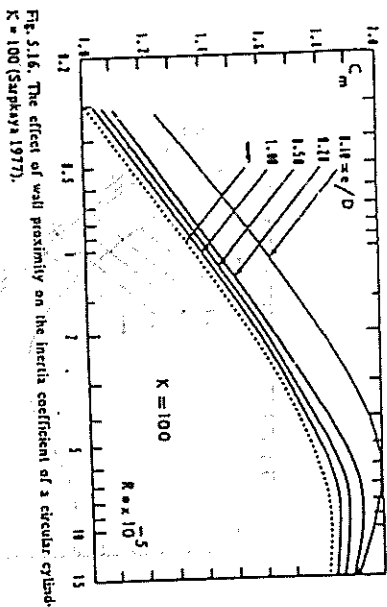
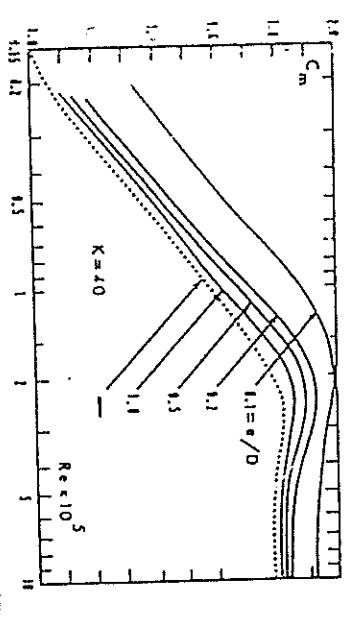
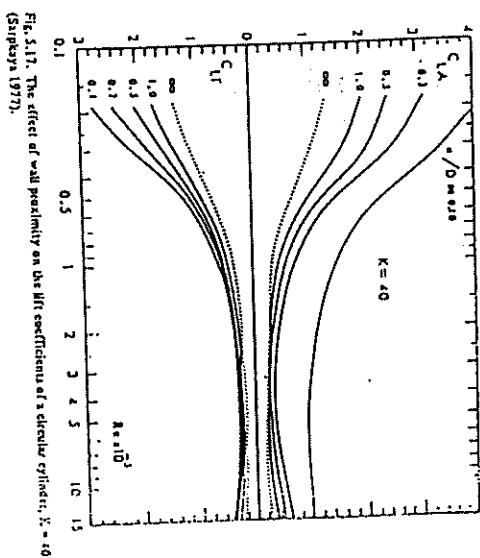
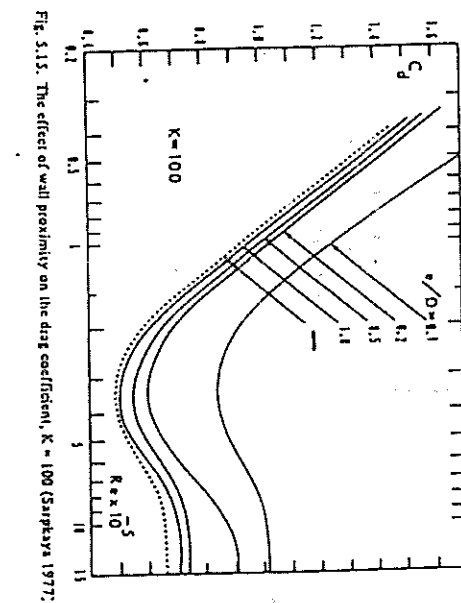
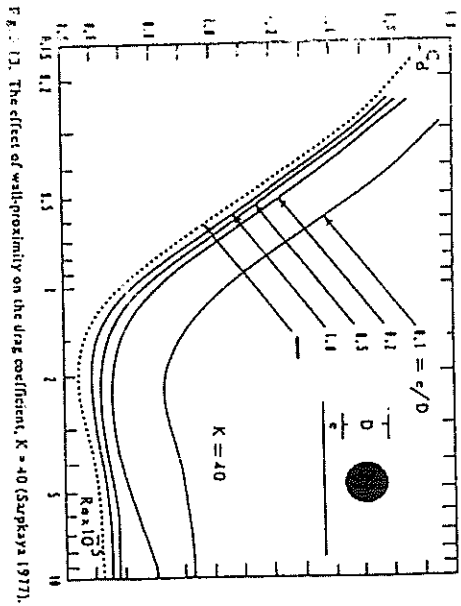
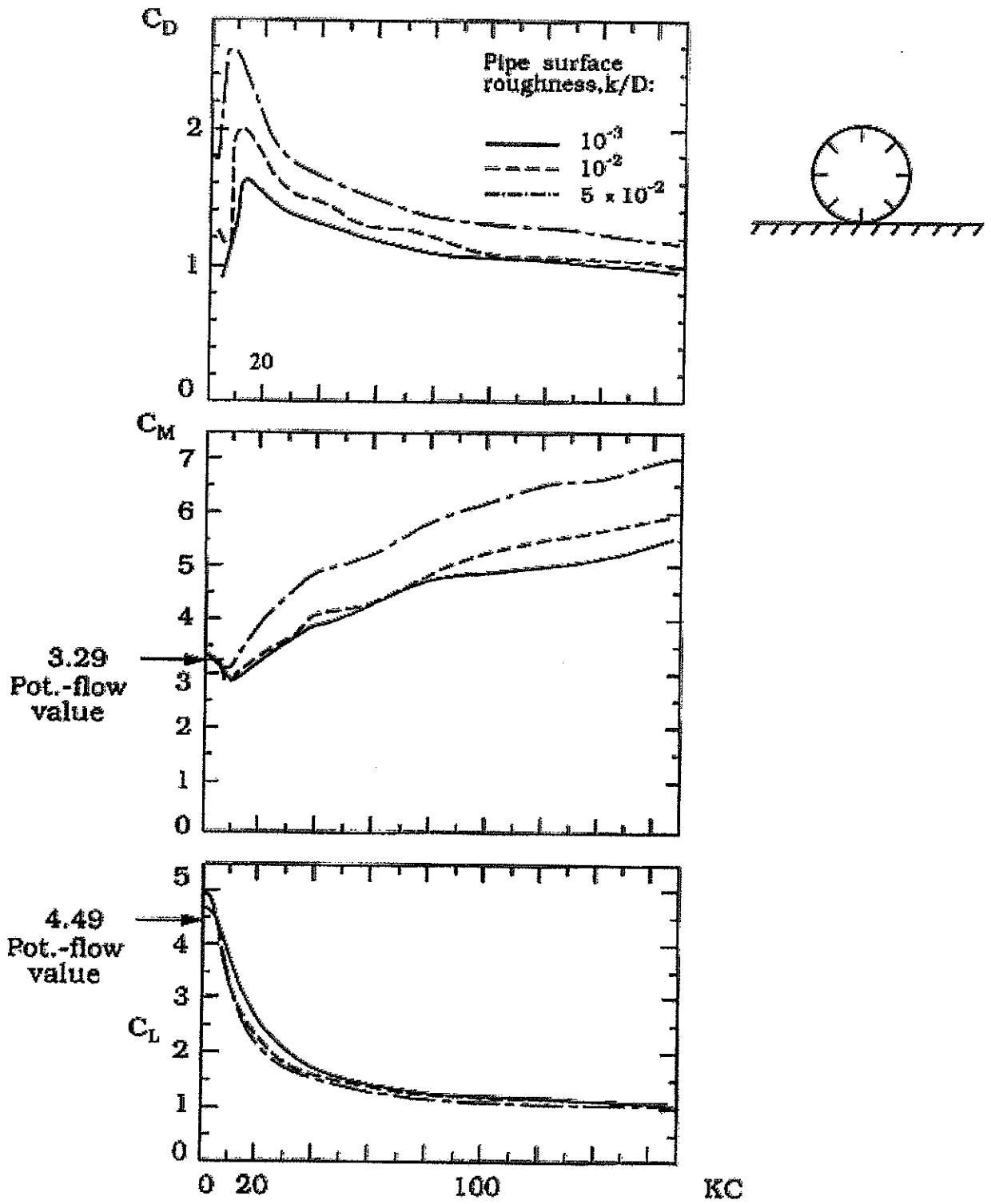


Figura 6 [1]

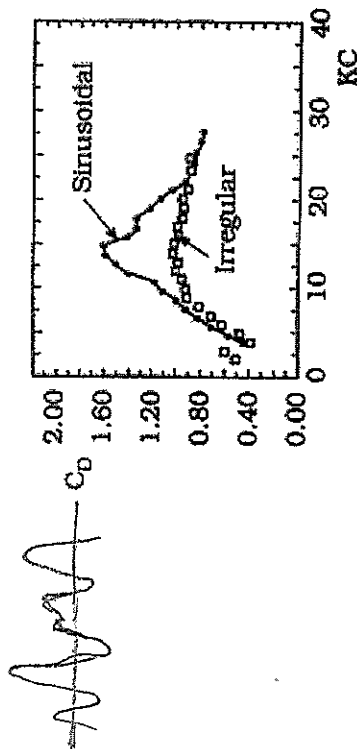


Force coefficients for a wall-mounted cylinder.  
 $Re = (0.5 - 3.6) \times 10^5$ . Bryndum et al. (1992).

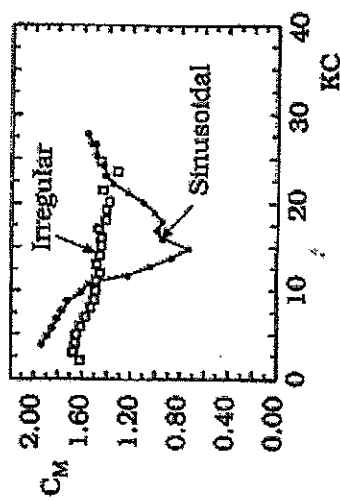
8  
 Figura 10' (SF): fluido in moto oscillante sinusoidale. Coefficienti dinamici per cilindro appoggiato sul fondo. Si ricorda che in questa condizione il regime di emissione dei vortici è soppresso



# fluido in moto oscillante irregolare



a)

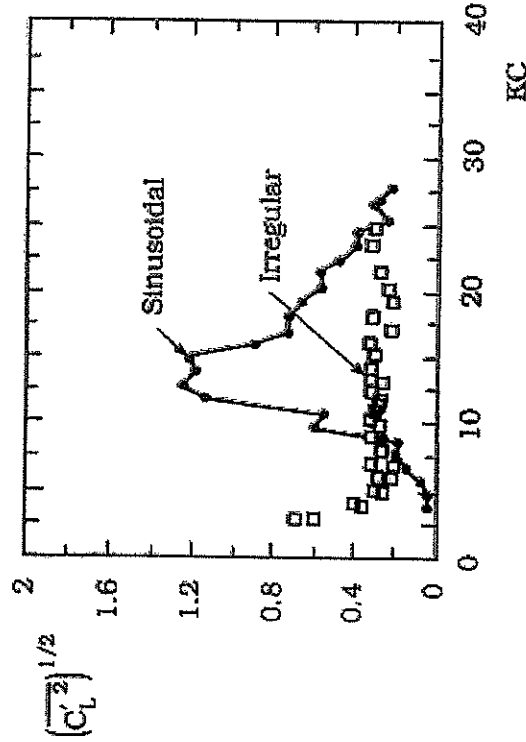


b)

Inertia and drag coefficients measured under sinusoidal and irregular (random) oscillatory flow conditions. For sinusoidal flow experiments,  $\beta (= Re/KC) = 2323$ . For irregular, oscillatory flow conditions the  $\beta_r$ -value is  $\beta_r (= Re_r/KC_r) = 2348$ ,  $KC_r$ -value is  $KC_r = 8.6$ , and  $q$ -value is  $q = 0.27$ . Longoria et al. (1991).

Figura 12 (SF): fluido in moto oscillante irregolare. I coefficienti dinamici  $C_d$  e  $C_m$  valutati sperimentalmente, a parità del  $KC$  del ciclo individuale appartenente a una successione sinusoidale o a una successiva irregolare, differiscono sostanzialmente. Nella oscillazione irregolare i valori di  $C_d$  e  $C_m$  appartenenti a cicli individuali con diversi  $KC$  presentano una dipendenza limitata da  $KC$ .

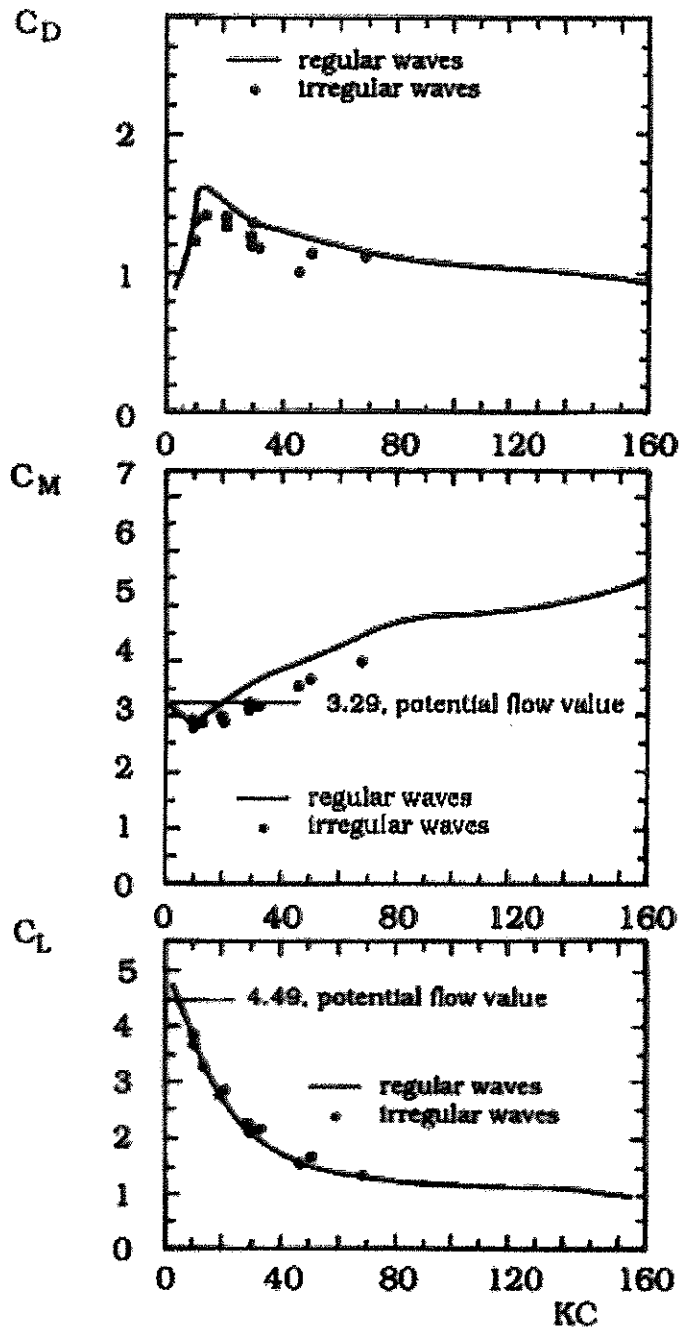
Sono interessanti le osservazioni di Sumer e Fredsøe: "un regolare regime di flusso di vortici per  $KC > 7$  (per esempio la "transverse vortex street") è in realtà il prodotto di una regolare ripetitiva interazione tra vortici di due successivi semiperiodi nel moto sinusoidale. Nel caso di flusso dovuto a oscillazioni irregolari questa interazione è parzialmente o totalmente impedita a causa dei cambiamenti random di due successivi semiperiodi del moto. Ciò presumibilmente distrugge il regime regolare dei vortici..... I coefficienti dinamici non cambiano nel range dei  $KC$  sperimentati semplicemente perché lo stesso regime dei vortici, e cioè il "vortex pair regime", prevale di gran lunga nel predetto range di  $KC$ , quando  $\epsilon$  vale 0.56." (Jenssen medio)



Root-mean-square lift force coefficient measured under random flow conditions compared with that obtained in the case of corresponding sinusoidal flow. For flow conditions, see the caption of Fig. 7.19. Longoria et al. (1991).

10

Figura 12 (SF): fluido in moto oscillante irregolare. Si ripete per il valore quadratico medio di  $C_L$  quanto già osservato per  $C_d$  e  $C_m$  nella figura 11.



Force coefficients versus  $KC$  for irregular wave flow for a bottom-mounted cylinder.  $Re$  is in the range  $0.7 - 2.5 \times 10^5$ . The pipe roughness is  $k/D = 10^{-3}$ . Bryndum et al. (1992).

11

Figura 17 (SF): fluido in moto oscillante sinusoidale e irregolare. Cilindro appoggiato sul fondo. I punti relativi alle oscillazioni irregolari si adeguano alle curve relative alle oscillazioni regolari con  $U = U_{m0}$  e  $T = T_p$ . Ciò è ricondotto al fatto che non sussiste in ogni caso il fenomeno dell'emissione di vortici.

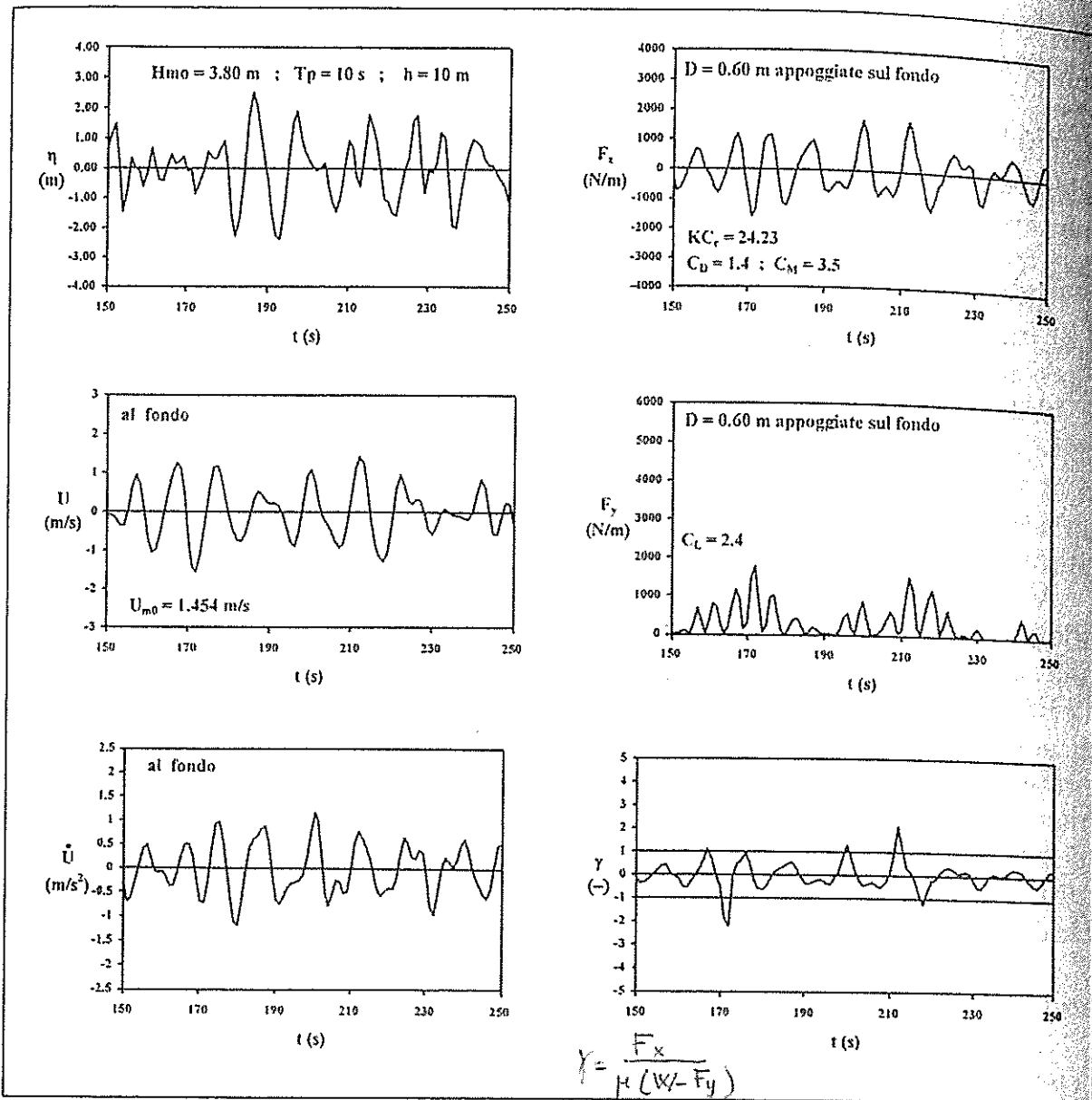


Fig. 18a - Fluido in moto oscillante irregolare. La figura è una esemplificazione finestra delle figure 18 successive

le simulazioni per altri casi in cui il peso  $W$  introdotto veniva valutato con riferimento alle altezze di altre onde caratteristiche dello stato di mare, si è ottenuta la tabella 1 (che comprende anche quello sinora descritto).

$H_{mo}$ (3.80m)	$W = 2100 \text{ N/m}$	$Q = 12.90\%$
$H_{1/3}$ (3.50m)	$W = 1842 \text{ N/m}$	$Q = 15.95\%$
$H_{1/10}$ (4.39m)	$W = 2657 \text{ N/m}$	$Q = 6.75\%$
$H_{1/20}$ (4.83m)	$W = 3170 \text{ N/m}$	$Q = 4.20\%$
$H$ (6.82m)	$W = 6321 \text{ N/m}$	$Q = 0.02\%$

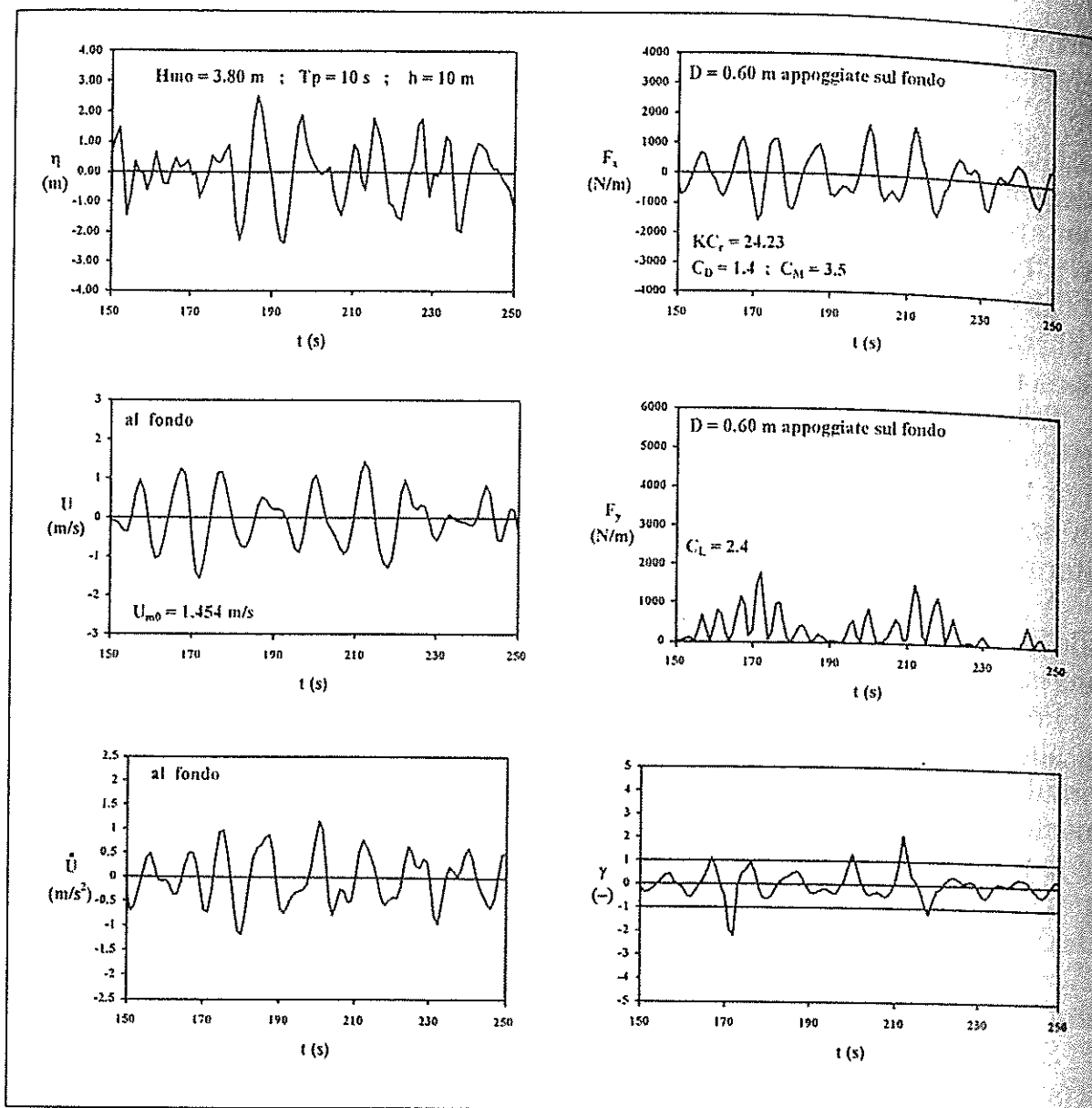


Fig. 18a - Fluido in moto oscillante irregolare. La figura è una esemplificazione fine-stra delle figure 18 successive

le simulazioni per altri casi in cui il peso  $W$  introdotto veniva valutato con riferimento alle altezze di altre onde caratteristiche dello stato di mare, si è ottenuta la tabella 1 (che comprende anche quello sinora descritto).

$H_{mo}$ (3.80m)	$W = 2100 \text{ N/m}$	$Q = 12.90\%$
$H_{1/3}$ (3.50m)	$W = 1842 \text{ N/m}$	$Q = 15.95\%$
$H_{1/10}$ (4.39m)	$W = 2657 \text{ N/m}$	$Q = 6.75\%$
$H_{1/20}$ (4.83m)	$W = 3170 \text{ N/m}$	$Q = 4.20\%$
$H$ (6.82m)	$W = 6321 \text{ N/m}$	$Q = 0.08\%$