

**投稿論文 (英文)**  
**PAPER**

# EFFECTS OF DATA CONDITIONING ON MASS AND DRAG COEFFICIENTS

Robert T. HUDSPETH\*, John W. LEONARD\*,  
Minoru KUBOTA\*\*, and Hisao KOTOGUCHI\*\*\*

The effects of data conditioning on the mass and drag coefficients ( $C_m$  &  $C_d$ ) are reviewed by two geometric and one numerical interpretations. Two geometric analyses of data conditioning proposed by Dean demonstrate that when the Dean eccentricity parameter  $E$  equals unity, the data are equally well-conditioned for determining  $C_m$  &  $C_d$ . For simple harmonic data, the Dean eccentricity parameter may be shown to be proportional to the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ ; ie.,  $E = \sqrt{3}K/2\pi^2$ . When  $E = 1.0$ , then  $K \approx 11.40$  and the Dean error ellipse is a circle with zero eccentricity. The matrix condition number of the  $2 \times 2$  matrix used to determine  $C_m$  &  $C_d$  in a best least-squares sense becomes unity when  $K \approx 13.16$  and  $E \approx 1.15$ . Two sets of experimental data are compared with the two geometric and one numerical analyses.

**Keywords :** mass coefficient, drag coefficient, Dean eccentricity parameter

## 1. INTRODUCTION

Much effort has been directed toward resolving the parametric dependency of the two empirical force coefficients,  $C_m$  and  $C_d$ , that are used to estimate the wave-induced pressure loads on small members by the Morison equation (cf. Sarpkaya and Isaacson<sup>1)</sup> or Chakrabarti<sup>2)</sup>). The two most commonly used parameters are the Reynolds parameter,  $Re = U_m D / \nu$  and the Keulegan-Carpenter parameter,  $K = U_m T / D$ . However, only Dean<sup>3)</sup> appears to have recognized the importance of the condition of the data when identifying these two empirical force coefficients in any parameter identification algorithm. Although the error ellipse concept was originally proposed by Dean to demonstrate geometrically the condition of data for identifying  $C_m$  and  $C_d$ ; his original development lacked the ability to demonstrate that the alignment of the axes of the error ellipse depends explicitly on either  $Re$  or  $K$ . Because the data are relatively better-conditioned to identify the empirical force coefficient on the axis that is parallel to the semi-minor axis of the error ellipse, it is essential to be able to demonstrate that the alignment of the axes of the error ellipse depends explicitly on either  $Re$  or  $K$  or, preferably, both of these parameters.

It is possible to demonstrate that, for data with kinematics that are simple harmonic, the Dean eccentricity parameter,  $E$ , is proportional to the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ . Thus, the Dean eccentricity parameter,  $E$ , provides an

explicit measure of the parametric dependency of the alignment of the semi-minor axis of the error ellipse on the parameter  $K$ . Specifically, when  $E (= \sqrt{3}K/2\pi^2) < 1.0$ , then  $K < 11.40$  and the semi-minor axis of the error ellipse is parallel to the  $C_m$  axis. Conversely, when  $E > 1.0$ , then  $K > 11.40$  and the semi-minor axis is parallel to the  $C_d$  axis. When  $E = 1.0$ , then  $K = 11.40$  and the error ellipse is a circle with zero eccentricity. It is interesting to note that a value of  $K \approx 11.40$  is approximately the value of  $K$  at which the peak in  $C_d$  and the trough in  $C_m$  occur in the replotted Keulegan-Carpenter data (cf. Sarpkaya and Isaacson<sup>1)</sup> and Chakrabarti<sup>2)</sup>).

The Dean error ellipse methodology may be compared geometrically with an amplitude/phase analysis. In addition to demonstrating geometrically the importance of the condition of the data, the amplitude/phase error methodology also demonstrates the importance of errors in the amplitudes/phases of the kinematics. In contrast to the Dean error ellipses illustrated in Fig. 1, the amplitude/phase graphs demonstrate geometrically the parametric dependency of  $C_m$  and  $C_d$  on the parameter  $K$  (or  $E$ ) by the magnitude of the slope of the contours of the dimensionless O'Brien force ratio,  $W = |f_d|/|f_m|$ , passing through the origin for zero error in phase. The advantage of the amplitude/phase error methodology is that the separate plots required by the Dean error ellipse methodology for each fixed value of  $W = |f_d|/|f_m|$  may be replaced by a single plot with contours of fixed values of  $W$ . Comparisons with synthetically phase-shifted laboratory data for  $E \geq 1.0$  (or  $K \geq 11.40$ ) are excellent for phase shifts in the range of  $|\omega\tau| < \pi/8$ .

A brief definition of the term data conditioning may be appropriate here. By data conditioning, we

\* Dr. Eng., Professor, Ocean Eng., Oregon State University (Corvallis, Oregon, U.S.A.)

\*\* Member of JSCE, Dr. Eng., Associate Professor, Dept. of Civil Eng., Daido Institute of Technology

\*\*\* Member of JSCE, Dr. Eng., Professor, ditto.

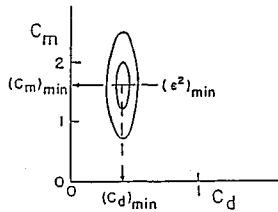


Fig. 1 Error ellipse for data that are well conditioned for determining  $C_d$  (Dean and Dalrymple<sup>4</sup>).

mean the ability of a least-squares algorithm to locate a global minimum on an error surface for given wave kinematic/force data (cf. Marquardt<sup>5</sup>). It is, of course, related to the numerical condition number of a least-squares error matrix (cf. Atkinson<sup>6</sup>). The error matrix number is computed by four standard measures for the Morison equation. The matrix condition number is identically equal to unity when  $K=13.16$  and  $E=1.15$ .

Because the Morison equation represents the inertia of the fluid, it does not contain an explicit constitutive relationship for the viscous stress tensor. Therefore, it is not possible to demonstrate a similar explicit dependency of the alignment of the axes on the Reynolds parameter,  $Re$ .

## 2. DEAN ERROR ELLIPSE

The mean squared error,  $\epsilon^2$ , between the “true” force per unit length (denoted by upper case unprimed letters),  $F(\omega t)$ , and the “computed” force per unit length (denoted by lower case primed letters),  $f'(\omega t)$ , may be estimated from

$$\epsilon^2 = \langle [F(\omega t) - f'(\omega t)]^2 \rangle \quad (1)$$

where the temporal averaging operator,  $\langle \cdot \rangle$ , is defined for simple harmonic data as  $\langle (\cdot) \rangle = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} (\cdot) d(\omega t)$ .

The “true” force is assumed to be represented exactly by the two-term Morison equation and is given by

$$\begin{aligned} F(\omega t) &= F_m(\omega t) + F_d(\omega t) \\ &= K_m U(\omega t) + K_d U(\omega t) |U(\omega t)| \dots (2a) \end{aligned}$$

and the “computed” force is given by

$$\begin{aligned} f'(\omega t) &= f'_m(\omega t) + f'_d(\omega t) \\ &= K'_m u(\omega t) + K'_d u(\omega t) |u(\omega t)| \dots (2b) \end{aligned}$$

where the “true” and “computed” generalized inertia and drag coefficients are, respectively

$$\begin{aligned} K_m &= C_m \left[ \frac{\rho \pi D^2}{4} \right] ; & K_d &= C_d \left[ \frac{\rho D}{2} \right] \\ K'_m &= C'_m \left[ \frac{\rho \pi D^2}{4} \right] ; & K'_d &= C'_d \left[ \frac{\rho D}{2} \right] \end{aligned}$$

The “computed” inertia and drag coefficients are denoted by superscript primes (') in order to

distinguish them from the “true” coefficients which are unprimed.

Substituting Eq. (2b) into Eq. (1) and expanding yields

$$\begin{aligned} \epsilon^2 &= [(\rho D/2)^2 \langle u^4 \rangle] X^2 + [(\rho \pi D^2/4) \langle \dot{u}^2 \rangle] Y^2 \\ &\quad + 2[(\rho D/2)(\rho \pi D^2/4) \langle u | u | \dot{u} \rangle] XY \\ &\quad - 2[(\rho D/2) \langle F u | u | \rangle] X - 2[(\rho \pi D^2/4) \\ &\quad \langle F \dot{u} \rangle] Y + \langle F^2 \rangle \dots (3) \end{aligned}$$

where  $X = C'_d$  and  $Y = C'_m$ .

Equation (3) is the conic section equation for an ellipse (Dean and Dalrymple<sup>4</sup> or Thomas<sup>7</sup>) whose origin has been translated and rotated; i.e.

$$(\alpha X)^2 + 2HXY + (\beta Y)^2 + 2GX + 2JY + C = 0 \quad (4)$$

The coordinates of the translated and rotated origin [viz.,  $X_0 = \min(C'_d)$  and  $Y_0 = \min(C'_m)$ ] may be computed from the data according to

$$X_0 = \min(C'_d) = \frac{\langle \dot{u}^2 \rangle \langle F u | u | \rangle - \langle u | u | \dot{u} \rangle \langle F \dot{u} \rangle}{(\rho D/2) DET[X_0, Y_0]} \quad (5a)$$

$$Y_0 = \min(C'_m) = \frac{\langle u^4 \rangle \langle F \dot{u} \rangle - \langle u | u | \dot{u} \rangle \langle F u | u | \rangle}{(\rho \pi D^2/4) DET[X_0, Y_0]} \quad (5b)$$

$$DET[X_0, Y_0] = \langle u^4 \rangle \langle \dot{u}^2 \rangle - \langle u | u | \dot{u} \rangle^2 \dots (5c)$$

and the angle of rotation from

$$\cot 2\theta = \frac{\langle u^4 \rangle - (\pi D/2)^2 \langle \dot{u}^2 \rangle}{\pi D \langle u | u | \dot{u} \rangle} \quad (5d)$$

If the “true” and “computed” kinematics are simple harmonic oscillations given by

$$U(\omega t) = A \cos(\omega t) ; \quad \dot{U}(\omega t) = -A \omega \sin(\omega t) \quad (6a, b)$$

$$u(\omega t) = a \cos(\omega t) ; \quad \dot{u}(\omega t) = -a \omega \sin(\omega t) \quad (6c, d)$$

then the inner products  $\langle \cdot \rangle$  required in Eq. (3) become

$$\langle u^4 \rangle = \frac{3a^4}{8} ; \quad \langle \dot{u}^2 \rangle = \frac{(\omega a)^2}{2} ; \quad \langle u | u | \dot{u} \rangle = 0$$

and Eqs. (3 & 5) reduce to

$$\begin{aligned} \epsilon^2 &= [(\rho D/2)^2 (3a^4/8)] X^2 + [(\rho \pi D^2/4)^2 \\ &\quad (2a^4/K^2)] Y^2 - 2[(\rho D/2) \langle F u | u | \rangle] X \\ &\quad - 2[(\rho \pi D^2/4) \langle F \dot{u} \rangle] Y + \langle F^2 \rangle \dots (7a) \end{aligned}$$

$$X_0 = \min(C'_d) = (16/3) \langle F u | u | \rangle / (\rho D a^4) \dots (7b)$$

$$Y_0 = \min(C'_m) = (2/\pi^3) K^2 \langle F \dot{u} \rangle / (\rho a^4) \dots (7c)$$

$$DET[X_0, Y_0] = 3\omega^2 a^6 / 16 \dots (7d)$$

$$\cot 2\theta = \infty \dots (7e)$$

where the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ , is defined for simple harmonic kinematics by

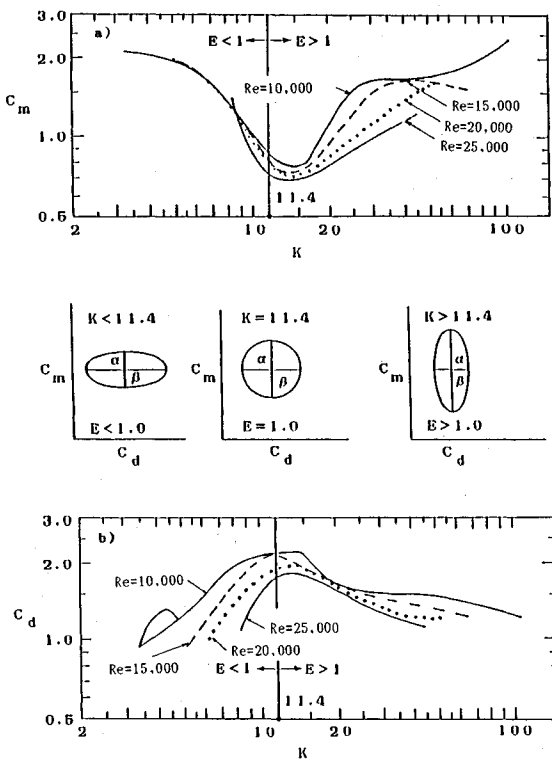


Fig. 2 Replotted Keulegan-Carpenter data (Sarpkaya and Isaacson<sup>1)</sup> and Chakrabarti<sup>2)</sup>).

$$K = aT/D \dots \dots \dots (8)$$

Equations (7) demonstrate the parametric dependency of the translation of the coordinates of the origin ( $X_0$ ,  $Y_0$ ) on  $K$  for simple harmonic kinematics. Equations (7) are similar to those given by Dean and Dalrymple which are neither dimensionally correct nor demonstrate an explicit parametric dependency on  $K$ .

In order to demonstrate explicitly the parametric dependency of the eccentricity of the error ellipse on the parameter  $K$  for simple harmonic kinematics, not that:  $\alpha^2 = (\rho D/2)^2 \langle u^4 \rangle > 0$ ;  $\beta^2 = (\rho \pi D^2/4)^2 \langle \dot{u}^2 \rangle > 0$ ;  $R^2 = (8/3) \langle Fu |u| \rangle^2 / \alpha^4 + 2 \langle F \dot{u} \rangle^2 / (\omega \alpha)^2 + \varepsilon^2 - \langle F^2 \rangle$ ; and  $H=0$ ; which implies (Thomas) that the translated axes of the Dean error ellipse are parallel to the Cartesian axes,  $X=C_d$  and  $Y=C_m$ , as illustrated in Fig. 2.

Dean and Dalrymple demonstrate that it is more illustrative for the case of simple harmonic data to write the conic section equation by completing the square of Eq. (4) in the following manner:

$$\frac{(X-X_0)^2}{(R/\alpha)^2} + \frac{(Y-Y_0)^2}{(R/\beta)^2} = 1 \dots \dots \dots (9a)$$

The eccentricity of the error ellipse may be defined by the Dean eccentricity parameter,  $E$ , which is given by

$$E^2 = (\alpha/\beta)^2 = 3(K/2\pi^2)^2 \dots \dots \dots (9b)$$

The eccentricity determines geometrically the condition of the data for identifying  $C_d$  and  $C_m$  may be evaluated from the ratio  $\alpha/\beta$ . For  $K < 2\pi^2/\sqrt{3} = 11.40$ , this eccentricity ratio becomes  $E^2 < 1.0$ ; and  $R/\alpha$ =semi-minor axes parallel to the  $Y$  ( $=C_m$ ) axis and  $R/\beta$ =semi-major axis parallel to the  $X$  ( $=C_d$ ) axis. For  $K > 2\pi^2/\sqrt{3} = 11.40$ , the ratio becomes  $E^2 > 1.0$  and  $R/\alpha$ =semi-major axis parallel to the  $Y$  ( $=C_m$ ) axis and  $R/\beta$ =semi-minor axis parallel to the  $X$  ( $=C_d$ ) axis. The data are relatively better conditioned for identifying the force coefficient that is parallel to the semi-minor axis (cf. Fig. 2 and Dean).

The eccentricity,  $e^2$ , of the error ellipse determines geometrically the condition of the data for identifying  $C_d$  and  $C_m$ . It is easily shown to be computed from (Thomas)

$$e^2 = 1.0 - E^{(\pm)2} \begin{cases} +2; E < 1.0; \alpha/\beta < 1.0 \\ -2; E > 1.0; \alpha/\beta > 1.0 \end{cases} \dots \dots \dots (10a, b)$$

The parametric dependency of the eccentricity of the Dean error ellipse and the alignment of the axes are now shown to depend explicitly on the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ , by the Dean eccentricity parameter,  $E$ , defined in Eq. (9b).

There appear to be at least a set of physical data in which the significance of the Dean eccentricity parameter is obvious. The physical data set are the well-known replotted Keulegan-Carpenter force data for a circular cylinder (cf. Sarpkaya and Isaacson<sup>1)</sup> and Chakrabarti<sup>2)</sup>).

Fig. 2 (cf. Sarpkaya and Isaacson<sup>1)</sup> and Chakrabarti<sup>2)</sup>) demonstrates that the peak in the  $C_d$  graph and the trough in the  $C_m$  graph of the replotted Keulegan-Carpenter data occur approximately at a Dean eccentricity parameter of unity or  $K \approx 11.40$ . A Dean eccentricity parameter of unity identifies the value of  $K$  at which the eccentricity of the error ellipse is zero and the semi-major and semi-minor axes of the Dean error ellipse are equal. Data with values of  $K < 11.40$  are relatively well-conditioned for identifying  $C_m$  (i.e., the semi-minor axis is parallel to the  $C_m$  axis for  $E < 1.0$ ); while data with values of  $K > 11.40$  are relatively better correlated for identifying  $C_d$  (i.e., the semi-minor axis is parallel to the  $C_d$  axis for  $E > 1$ ).

It is obvious in Fig. 2a that the values of  $C_m$  all collapse onto a single line for  $E < 1.0$  (or  $K < 11.4$ ). However, this is not the case for  $E > 1.0$  (or  $K > 11.4$ ). Conversely, in Fig. 2b, there is less correlation in  $C_d$  for  $E < 1.0$  (or  $K < 11.4$ ); but the data are relatively better correlated for  $E > 1.0$  (or  $K > 11.4$ ). The Dean eccentricity parameter,  $E$ , identifies the peak in  $C_d$  and the trough in  $C_m$  with

data that are equally well-conditioned for identifying these two coefficients. It also delineates the two regions where the Reynolds parameter,  $Re$ , must also be considered in addition to  $K$ .

### 3. AMPLITUDE/PHASE ERROR ANALYSIS

The two-term Morison equation coefficients ( $C_d$  and  $C_m$ ) for a cylinder in waves depend on the correct measurements of amplitudes and phase shifts between the ambient wave kinematics and the measured force. Hudspeth, *et al.*<sup>8)</sup> used a regression analysis to develop an algorithm that illustrated how these force coefficients will change if incorrect amplitudes or phase shifts are introduced into the analysis due to: errors in the data acquisition; numerical data reduction techniques; or natural variations due to vortex shedding. The algorithm assumed that the two-term Morison equation modeled the measured forces exactly and that linear wave theory modeled the wave kinematics exactly. A least-squares analysis of the time-averaged, meansquared error between measured and predicted forces was used. Dimensionless variations in the force coefficients were shown to depend on two dimensionless parameters: 1) a dimensionless force amplitude ratio,  $W$  (proportional to the Dean eccentricity parameter,  $E$ , and to the Keulegan-Carpenter number,  $K$ ); and 2) a dimensionless velocity amplitude ratio,  $V$ , which is a function of the vertical elevation in the water column,  $z$ . Their algorithm combined both the effects of data conditioning and wave amplitude/phase that complemented the earlier development by Dean. Good agreement was obtained with laboratory data of wave forces on a vertical, sand-roughened cylinder wherein the force measurements were purposefully phase shifted with respect to the wave phase in small increments, up to  $\approx 33.8$  degrees ( $\approx 3\pi/16$  radians).

Variability observed in the values of  $C_d$  and  $C_m$  may be due to several causes: the accuracy of the two-term Morison equation; incorrect estimates or measurements of the wave kinematics; the influence from unknown roughnesses; measurement errors; poor conditioning of the data; wake encounter effects; or the inadvertent introduction of erroneous amplitudes or phase shifts into the data acquisition or the numerical analysis.

There are several possible causes for a phase shift error. For example, there may be a spatial separation between the wave profiler, the current meter (if used), and the pile on which the force is measured. The electronic or numerical filtering of data signals may introduce both a phase shift and an amplitude distortion. The sequential sampling

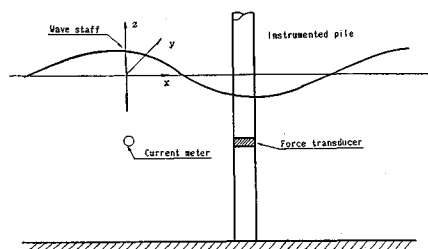


Fig. 3 Definition sketch of typical wave force measurement program.

of multiple data channels by analog-to-digital recorders introduces a small phase shift. If these potential amplitude and phase shift errors and the conditioning of the data for parameter estimation are not appropriately considered, variations in the values of the force coefficients will result.

Fig. 3 illustrates a typical experimental configuration. The wave staff and current meter (which may not be superimposed as shown) are located at the origin, while the pile is located at some distance from the origin. A phase shift in the measurements will result from this spacing which must be taken into account.

The "true" force is assumed to be represented exactly by the two-term Morison equation given by Eq. (2a). An erroneous phase shift,  $\omega\tau$ , between the "computed" force and the "computed" kinematics is denoted by  $\omega(t+\tau)$  in Eqs. (6c,d).

Minimizing the mean-square error given by Eq. (1) with respect to the "computed" coefficients (denoted by superscript primes) according to

$$\frac{\partial \epsilon^2}{\partial K'_m} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \epsilon^2}{\partial K'_d} = 0 \quad \dots \dots \dots (11a,b)$$

yields the following 2 equations:

$$-K_d \langle U|U|\dot{u} \rangle - K_m \langle \dot{U}\dot{u} \rangle + K'_d \langle u|u|\dot{u} \rangle + K'_m \langle \dot{u}^2 \rangle = 0 \quad \dots \dots \dots (12a)$$

$$-K_d \langle Uu|U||u| \rangle - K_m \langle \dot{U}u|u| \rangle + K'_d \langle u^4 \rangle + K'_m \langle \dot{u}u|u| \rangle = 0 \quad \dots \dots \dots (12b)$$

Equations (12) may be rearranged to give a dimensionless inertia coefficient ratio,  $\epsilon_m$ , and a dimensionless drag coefficient ratio,  $\epsilon_d$ , defined by the following:

$$\epsilon_m = \frac{C'_m}{C_m} = \frac{(C_d/C_m)(2/\pi D) \langle U|U|\dot{u} \rangle + \langle \dot{U}\dot{u} \rangle}{\langle \dot{u}^2 \rangle} \quad \dots \dots \dots (13a)$$

$$\epsilon_d = \frac{C'_d}{C_d} = \frac{\langle Uu|U||u| \rangle + (C_m/C_d)(\pi D/2) \langle \dot{U}u|u| \rangle}{\langle u^4 \rangle} \quad \dots \dots \dots (13b)$$

It is not a trivial task to evaluate some of the

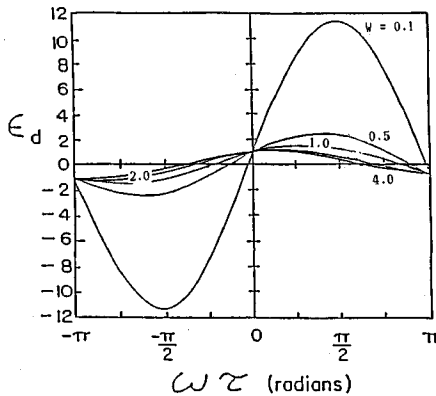


Fig. 4 Parametric dependency of dimensionless drag coefficient ratio  $\varepsilon_d$  on O'Brien force ratio  $W$  for  $V = 1.0$ .

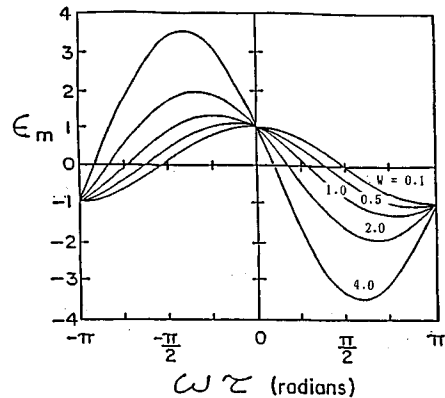


Fig. 5 Parametric dependency of dimensionless inertia coefficient ratio  $\varepsilon_m$  on O'Brien force ratio  $W$  for  $V = 1.0$ .

integrals in Eqs. (13a,b) that require absolute values of elementary transcendental functions. Both negative and positive phase shifts must be considered.

The dimensionless inertia coefficient ratio,  $\varepsilon_m$ , is given by

$$\varepsilon_m = V(z) [\cos(\omega\tau) - (8W/3\pi)\sin(\omega\tau)] ; \quad |\omega\tau| \leq \pi \quad (14a)$$

and the dimensionless drag coefficient ratio,  $\varepsilon_d$ , by

$$\varepsilon_d = (1/3\pi) V(z)^2 [2\pi + 3\sin(|2\omega\tau|) - 2|2\omega\tau| - (|2\omega\tau| - \pi)\cos(|2\omega\tau|) + (32/3)W \sin(|\omega\tau|)] ; \quad |\omega\tau| \leq \pi \quad (14b)$$

where the dimensionless velocity amplitude ratio,  $V(z)$ ; the dimensionless O'Brien force amplitude ratio<sup>9),</sup>  $W$ ; and Keulegan-Carpenter number,  $K$ , are defined with using the "true" dimensional amplitude of the horizontal component,  $A(z)$  and the "computed" horizontal component,  $a(z)$  of water particle velocity by

$$V(z) = \frac{A(z)}{a(z)} ; \quad W = \frac{C_d}{C_m} \frac{K}{\pi^2} ; \quad K = \frac{A(z)T}{D} \quad (15,a,b,c)$$

The O'Brien force ratio,  $W$ , is the ratio between the "true" drag force and the "true" inertia force. The magnitude of  $W$  may be used to determine the conditioning of the data to estimate the force coefficients because it is directly proportional to the Dean eccentricity parameter,  $E$ ; ..,

$$W = \left[ \frac{C_d}{C_m} \right] \left[ \frac{2E}{\sqrt{3}} \right]$$

in which the Dean eccentricity parameter,  $E$ , is defined by Eq. (9b).

The dimensionless ratios defined by Eqs. (14a, b) incorporate not only the effects of amplitude/phase shift errors but also the conditioning of the data for estimating the force

coefficients through the parametric dependency on the Dean eccentricity parameter,  $E$ . The parametric dependency on the two dimensionless parameters,  $V$  and  $W$  (or  $E$  or  $K$ ), will be evaluated separately.

Fig. 4 illustrates the parametric dependency of the dimensionless drag coefficient ratio,  $\varepsilon_d$ , on the dimensionless force amplitude ratio,  $W$  (or  $E$  or  $K$ ), for a constant dimensionless velocity amplitude ratio  $V(z) = 1.0$  (i.e., the "computed" velocity amplitude = the "true" ambient velocity amplitude). For relatively large values of  $W$  ( $\geq 4.0$ ),  $\varepsilon_d$  is not sensitive to the magnitude of the phase shift near the origin,  $|\omega\tau| \sim 0$ . Relatively large values of  $W$  (or  $E$  or  $K$ ) imply that the data are drag-dominated and are relatively well-conditioned for determining the drag coefficient,  $C'_d$ . Note that if  $C_d \approx 0.9$  and  $C_m \approx 2.0$ , then  $K \approx 22W$ . For relatively small values of  $W$  ( $\leq 0.1$ ),  $\varepsilon_d$  is very sensitive to the magnitude of the phase shift near the origin. This implies that for small values of  $W$  ( $\leq 0.1$ ) (or  $K \leq 2.2$ ), the data are relatively ill-conditioned for determining the drag coefficient,  $C'_d$ . The slope,  $S_d$ , of the dimensionless drag coefficient ratio,  $\varepsilon_d$ , near the origin provides additional insight into the conditioning of the data for estimating  $C'_d$  and will be examined in detail later.

Fig. 5 illustrates the parametric dependency of the dimensionless inertia coefficient ratio,  $\varepsilon_m$ , on the dimensionless force amplitude ratio,  $W$  (or  $E$  or  $K$ ), for a constant velocity amplitude ratio,  $V(z) = 1.0$ . For relatively small values of  $W$  ( $< 0.1$ ),  $\varepsilon_m$  is not very sensitive to the magnitude of the phase shift near the origin,  $|\omega\tau| \sim 0$ . Relatively small values of  $W$  (or  $E$  or  $K$ ) imply that the data are inertia-dominated and are relatively well-conditioned for determining the inertia coefficient,  $\varepsilon_m$ . For relatively large values of  $W$  ( $> 4.0$ ),  $\varepsilon_m$  is very

Table 1 Summary of condition numbers for error matrix A

Matrix Condition Number (Atkinson) (1)	$K < 13.16$ $E < 1.15$ (2)	$K > 13.16$ $E > 1.15$ (3)	$K = 11.40$ $E = 1.0$ (4)	$K = 13.16$ $E = 1.15$ (5)
Cond(A) <sub>1</sub> Cond(A) <sub>∞</sub>	$\frac{4\pi^2}{3K} = \frac{2}{E/3}$	$\frac{3K}{4\pi^2} = \frac{E/3}{2}$	1.15	1.0
Cond(A) <sub>2</sub>	$\frac{4\pi^2}{3K} = \frac{2}{E/3}$	$\frac{3K}{4\pi^2} = \frac{E/3}{2}$	1.15	1.0
Cond(A) <sub>3</sub>	$\frac{4\pi^2}{3K} = \frac{2}{E/3}$	$\frac{3K}{4\pi^2} = \frac{E/3}{2}$	1.15	1.0

sensitive to the magnitude of the phase shift near the origin. This implies that for large values of  $W$  ( $>4.0$ ) (or  $K>88$ ), the data are relatively ill-conditioned for determining the inertia coefficient,  $C_m$ . The slope,  $S_m$ , of the dimensionless inertia coefficient ratio,  $\varepsilon_m$ , near the origin provides additional insight into the conditioning of the data for estimating  $C_d$  and will be examined in detail later.

For small phase shifts ( $|\omega\tau| \sim 0$ ) limiting values for Eqs. (14a and 14b) are given by the following:

$$\varepsilon_m \sim V[1 - (8W/3\pi)(\omega\tau)] \quad ;$$

$$\varepsilon_d \sim V^2[1 + (32/9\pi)(\omega\tau/W)] \dots\dots\dots (16a, b)$$

Differentiating Eqs. (16) with respect to  $\omega\tau$  gives

$$S_m = \partial\varepsilon_m/\partial(\omega\tau) \sim -(8WV/3\pi) \dots\dots (17a)$$

$$S_d = \partial\varepsilon_d/\partial(\omega\tau) \sim (32/9\pi)(V^2/W) \dots\dots (17b)$$

The slope,  $S_m$ , is negative near the origin, independent of  $\omega\tau$ , and proportional to the product  $V(z)W$ . This confirms our earlier observation that for inertia-dominated data ( $W<0.1$ ), changes in  $\varepsilon_m$  are relatively small and nearly independent of the phase shift near the origin. For data that are ill-conditioned for determining the inertia coefficient ( $W>4.0$ ), changes in  $\varepsilon_m$  are relatively large near the origin.

The slope,  $S_d$ , is positive near the origin, independent of  $\omega\tau$ , and proportional to the ratio  $V(z)^2/W$ . This confirms our earlier observation that for drag-dominated data ( $W>4.0$ ), changes in  $\varepsilon_d$  are relatively small and nearly independent of the phase shift near the origin. For data that are ill-conditioned for determining the drag coefficient ( $W<0.1$ ), changes in  $\varepsilon_d$  are relatively large near the origin.

#### 4. ERROR MATRIX CONDITION NUMBER

The Dean error ellipse methodology and the amplitude/phase error methodology provide geometric interpretations of the condition of the wave kinematic data to identify the drag and inertia coefficients,  $C_d$  &  $C_m$ . Because both of these

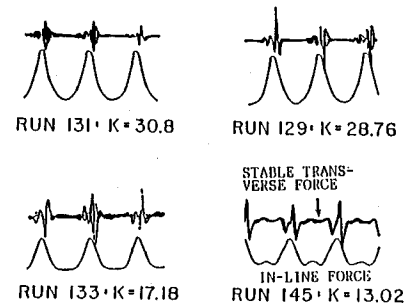


Fig. 6 In-line and transverse lift forces on a circular cylinder. Nota the stable repeatability in the transverse lift force in Run 145.  $K=13.02$  (Maull and Milliner<sup>10</sup>).

methods were derived from a least square error, standard techniques from error analyses are available to determine matrix condition numbers (Atkinson). These matrix condition numbers provide numerical measures of the sensitivity of the "computed" empirical force coefficients to small perturbation in the wave kinematic/force data. This numerical measure of the condition of the data may again be related to the two geometric methodologies by the Dean eccentricity parameter,  $E$ .

Minimizing the mean squared error defined in Eq. (1) with respect to  $C_m'$  and  $C_d'$  gives the following matrix equation:

$$AX=B \dots\dots\dots (18)$$

where the scaled matrices in Eq. (18) are given by

$$A = \begin{bmatrix} 4\pi^2/3K & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2/E\sqrt{3} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (19a)$$

$$X = \begin{bmatrix} C_m' \\ C_d' \end{bmatrix}; B = \frac{16}{3} \begin{bmatrix} \langle F_* \dot{u}_* \rangle \\ \langle F_* u_* | u_* \rangle \end{bmatrix} \dots\dots (19b,c)$$

where,  $F_* = F/\rho a^2 D$ ,  $u_* = u/a$  and  $\dot{u}_* = \dot{u}/a\omega$ . Matrix  $A$  is Hermitian and unitary. It becomes a unit matrix with matrix condition numbers identically equal to unity when  $K=4\pi^2/3 \doteq 13.16$  and  $E=2/\sqrt{3} \doteq 1.15$ .

Note that the transverse lift force is stable and repeats itself exactly in the Maull and Milliner<sup>10</sup> data shown in Fig. 6 only when  $K=13.02$ .

The four standard measures of the condition number of the error matrix  $A$  defined in Eq. (19a) are summarized in Table 1. The condition number when  $K=11.40$  or  $E=1.0$  are also tabulated in column 4 of Table 1.

The four standard matrix condition numbers listed in column 1 of Table 1 are defined as follows (Atkinson):

$$\text{Cond}(A)_1 = \text{Cond}(A)_\infty = \|A\| \cdot \|A^{-1}\|$$

$$\text{Con}(A)_2 = \left[ \frac{\text{Max}|\lambda|}{\frac{\lambda \varepsilon \sigma(A^*A)}{\text{Min}|\lambda|}} \right]^{1/2}$$

$$\text{Con}(A)_* = \left[ \frac{\text{Max}|\lambda|}{\frac{\lambda \varepsilon \sigma(A)}{\text{Min}|\lambda|}} \right]^{1/2}$$

where  $\|\cdot\|$  = a matrix norm;  $A^{-1}$  = matrix inverse;  $\lambda$  = eigenvalue of the matrix;  $\sigma(\cdot)$  = spectral radius of the matrix  $((\cdot))$ ; and  $A^*$  = complex conjugate transpose.

## 5. CONCLUSIONS

The condition of wave kinematic/force data to identify the empirical force coefficients,  $C_d$  and  $C_m$ , used in the Morison wave force equation for small bodies has been evaluated by three methods; two geometric and one numerical. The two geometric methods were the Dean error ellipse methodology and the amplitude/phase error methodology. The Dean error ellipse demonstrates geometrically the condition of the data by the alignment of the axes of the error ellipse. A separate error ellipse is required for each value of the O'Brien force ratio,  $W$ . The amplitude/phase methodology demonstrates geometrically the condition of the data by the magnitude of the slopes of contours of the force coefficient ratios passing through a zero phase error. Each of the separate graphs required by the Dean error ellipse methodology may be replaced by a single graph with contours of  $W$ . Both of these two error methodologies may be related to the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ , by the Dean eccentricity parameter,  $E$ .

The Dean eccentricity parameter  $E = \sqrt{3} K / (2\pi^2)$  provides a geometric measure of the condition of wave force data on circular members for estimating force coefficients,  $C_m'$  and  $C_d'$ . A set of physical data appear to illustrate the physical significance of the Dean eccentricity parameter. The variability in  $C_m$  for  $E > 1.0$  (or  $K > 11.40$ ) and in  $C_d$  for  $E < 1.0$  (or  $K < 11.40$ ) in the replotted Keulegan-Carpenter data may be explained by dividing the data into two parts determined by a Dean eccentricity parameter of unity. The axes of the Dean error ellipse are shown to be parallel to the  $C_m$  and  $C_d$  axes for simple harmonic kinematics (i.e.,  $\langle u|\dot{u}|\dot{u} \rangle = 0$ ). The Dean eccentricity parameter,  $E$ , has been incorporated into an error analysis that also includes errors in the amplitudes/phases of the kinematics.

Comparisons with synthetically phase-shifted laboratory data were quite good for phase-shifts

$|\omega\tau| < \pi/8$ .

Four measures from standard matrix error analyses were used to compute the matrix condition numbers for the least square error. Each of the four error matrix condition numbers was identically equal to unity when  $K = 13.16$  or  $E = 1.15$ . The only stable transverse lift force found in the Maull and Milliner data occurred at  $K = 13.02$ . The matrix condition numbers were equal to 1.15 for  $K = 11.40$  and  $E = 1.0$ .

The Dean eccentricity parameter,  $E$ , may be used to compare each of the three methods used to evaluate the condition of the wave kinematic/force data to identify the force coefficients,  $C_d$  and  $C_m$ . It also connects each of the methods to the Keulegan-Carpenter parameter,  $K$ .

## 6. ACKNOWLEDGEMENTS

We gratefully acknowledge a Grant-in-Aid from the Ministry of Education, Science and Culture of Japan which provided funding for inter-university research for both Daido Institute of Technology, Nagoya, Japan and Oregon State University, Corvallis, Oregon. Additional funding was provided to Oregon State University by the Office of Naval Research under the University Research Initiative (ONR-URI) Contract No. N00014-86-K-0687. We also thank Prof. Koichiro IWATA of Nagoya University and Prof. Kazuki ODA of Osaka City University for their helpful suggestion.

## REFERENCES

- 1) Sarpkaya, T. and Isaacson, M.: *Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures*, Van Nostrand Reinhold Co., 1981.
- 2) Chakrabarti, S.K.: *Hydrodynamics of Offshore Structures*, pp. 168~231, Springer-Verlag, New York, NY, 1987.
- 3) Dean, R.G.: Methodology for evaluating suitability of wave and wave force data for determining drag and inertia coefficients, *Proceedings, BOSS '76*, pp. 40~64, 1976.
- 4) Dean, R.G. and Dalrymple, R.A.: *Water Mechanics for Engineers and Scientists*, pp. 223~227, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984.
- 5) Marquardt, D.W.: An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, Vol. 11, No. 2, pp. 431~441, June 1963.
- 6) Atkinson, K.E.: *An Introduction to Numerical Analysis*, 2nd Ed., pp. 529~540, John Wiley & Sons, New York, NY, 1989.
- 7) Thomas, G.B. Jr.: *Calculus and Analytic Geometry*, pp. 473~482, 490~500, Addison-Wesley, Reading, MA, 1965.
- 8) Hudspeth, R.T., Nath, J.H. and Khare P.K.: Wave phase/amplitude effects on force coefficients, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 114, No. 1, pp. 34~49, Jan. 1988.
- 9) O'Brien, M.P. and Morison, J.R.: *The forces exerted by*



waves on objects, Transactions Amer. Geophysical Union,  
Vol. 33, No. 1, pp. 32~38, 1952.

Wave-Induced Forces on Cylinders, (ed. T.L. Shaw), pp.  
490~502, Pitman, London, 1979.

- 10) Maull, D.J. and Milliner, M.G.: The forces on a circular  
cylinder having complex periodic motion, in Mechanics of

(Received March 13, 1990)

---

### 慣性力係数と抗力係数へのデータ条件の影響について

Hudspeth, R.T. · Leonard, J.W. · 久保田稔 · 事口寿男

本論文は、モリソンの波力方程式に用いられる慣性力係数  $C_m$  と抗力係数  $C_d$  を規定するデータの影響を、2種類の異なった実験結果より示している。つまり、単振動流の条件のもとで、Dean の偏心率変数  $E$  と Keulegan-Carpenter 数  $K$  との関係 ( $E = \sqrt{3} K / 2\pi^2$ )、および無次元流体力振幅比  $W$  と  $K$  数との関係 ( $W = (C_d / C_m)(K / 2\pi^2)$ ) より、慣性力係数と抗力係数を決定する際のデータの影響について述べている。

---

# 内容紹介

# 土木学会論文集 内容紹介

No. 423/Ⅱ-14, 1990.11

## 水力発電所圧力水路系・圧力変動の安定性と応答性に関する研究

鶴巻有一郎

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 43~52, 1990.11.

サージタンクを備えた水力振動系の安定解析を実施し、水圧鉄管路内の水流の慣性、水車特性、調速機特性、水車・発電機の回転体の慣性、他の発電所との並列運転等を考慮してThomaの安定条件に修正を加えている。さらにこの理論に基づいて広範囲に亘る計算を実施し、それらの影響やサージタンクを有さない水力振動系の安定性についても検討している。これらの研究に基づいて、サージタンク設置の必要性の有無に対する検討指針の提案をしている。

## 掃流過程に及ぼす河床面を通しての流出入流速の影響

村上正吾・辻本哲郎・中川博次

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 53~62, 1990.11.

河床面を通過する吸い込み・吹き出しは、主流の構造のみならず掃流過程にも有意な影響を与える場合がある。掃流砂の確率モデルの構成要素であるpick-up rateとstep lengthに及ぼす流出入流速の効果は、表面流の流速分布を歪ませる間接的な効果と、それ自身による直接的な効果の複合した形として出現する。本研究は、これらの効果を考慮し、pick-up rateおよびstep lengthの力学的なモデル化を行い、その妥当性を実験的に検証したものである。

## 非平衡状態での浮遊砂濃度分布

辻本哲郎・斎藤 彰

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 63~71, 1990.11.

底面せん断応力が変化した場合のレイノルズ応力分布の緩和が底面では早く、底面から離れるにつれて遅れるという特徴を、指数型緩和モデルで表現する一方、乱れによる浮遊砂の上昇フラックスと運動量フラックスであるレイノルズ応力の遷移の相似性に着目して、非平衡状態の浮遊砂濃度分布を導いた。このモデルにより、河床粗度が変化する場での流速分布・浮遊砂濃度分布の遷移過程を精度の整合性を保って同時に記述・予測できる。

## 相対水深の小さな流れの構造に関する実験的研究

中川博次・辻本哲郎・清水義彦

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 73~81, 1990.11.

本研究は一樣なガラスビーズと砂礫を粗度として用い、相対水深の小さな開水路粗面流の平均流構造について水理実験により検討した。とくに、河床粗度近傍の領域を“roughness sublayer”と定義して、そこでは平均流速分布や乱れ強度分布が一樣化することやレイノルズ応力の欠損が生じることを指摘した。さらに、計測されたレイノルズ応力分布と混合距離理論にもとづき、平均流速分布の一樣化を説明した。

## V字型構造物による上昇流

浅枝 隆・中井正則・玉井信行・堀川清司

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 83~90, 1990.11.

自然の力を利用して湧昇流をつくり出すことができれば、水域の環境浄化、漁場の開発、漂砂の制御等の幅広い利用が考えられる。ここでは、流れの中に下流に向けたV字型の板（構造物）を配置し、その下流に効率よく馬蹄形渦を発生させ、渦のもつ上昇力を利用し、構造物の数倍から10倍にまで達するような鉛直の循環流を作成する方法を提案している。研究では、強い馬蹄形渦が発生する機構、鉛直循環流の到達する高さ等を求めている。

## 浅い湖における日成層の混合モデルの開発

田中昌宏・石川忠晴・小関昌信

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 91~100, 1990.11.

浅い湖における日成層の生成・消滅過程をシミュレートできる混合モデルを開発した。本モデルは著者らが理論的に導出したDIM型の連行則をベースにしたLayer Modelである。モデルの特徴は次の3つである。①下層の密度勾配が連行速度に与える影響を考慮している。②成層の混合過程だけでなく、蓄熱過程を表現できる。③水面のセットアップに伴う圧力勾配を評価できる。計算結果を霞ヶ浦の実測データと比較し、妥当性を検証した。

## 積雪内における融雪水の鉛直浸透に関する実験的研究

畑 時男・高瀬信忠

土木学会論文集 第423号/Ⅱ-14, pp. 101~109, 1990.11.

本研究では、粗粒化した積雪内における融雪水の浸透過程を明らかにするため、積雪試料を用いた不飽和鉛直浸透の実験が行われた。その結果、均質な積雪内における融雪水の不飽和鉛直浸透は重力浸透流での近似が可能であり、この結果をもとに推定された積雪の浸透パラメーターは妥当なものであった。また融雪水の浸透を繰り返し受けた時の積雪の浸透特性の変化が確認され、さらに重力浸透モデルによる積雪試料からの流出の再現性が検討された。

## 表面乾燥過程における飽和—不飽和多孔媒体中の熱・水分完全連成移行解析へのアプローチ

福原輝幸・George F. Pinder・佐藤邦明

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.111~120, 1990.11.

本論文では風上重み付き残差法による有限要素法解析がガラキン法よりも温度および水分分布の実験値を良好に再現することを確認し、同解析方法が非線形性の強い方程式の解法に有効であることを示した。併せて不飽和土中の蒸発乾燥過程の熱・水分特性を明らかにした。特に、温度勾配の存在が水分分布に影響を与え、さらに水分分布が温度分布に再び影響を及ぼすことおよび水蒸気移動も温度分布の形成に重要であることを示した。

## 海浜変形の移動床模型実験における時間縮尺について

伊藤政博

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.151~160, 1990.11.

筆者らの海浜変形の相似則を適用すると、原型の平衡海浜断面形状を模型で再現することができるが、本研究では、さらに波の作用時間に伴って海浜が経時的に変形する過程を模型で再現するための時間縮尺を実験的に見出し、提案した。また、時間縮尺を理論的に導き、実験によるものと比較した結果、両者が比較的良く対応することも示した。さらに、本研究の時間縮尺を高波浪下における現地の海浜変形を対象にした移動床模型実験に適用し、その再現性を検討している。

## 流域の浸透パラメーターとその評価法

小川 進・和泉 清

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.121~129, 1990.11.

流域の浸透パラメーターを簡便に評価する手法を提案した。浸透方程式の中で物理的に意味のあるグリーン・アンブト式、フィリップ式、リチャーズ式をとりあげ、相互のパラメーターの関連を理論的かつ実験的に明らかにし、冠水型浸透計による浸透能計測からパラメーターを評価することを可能にした。特にグリーン・アンブト式とフィリップ式の数学的等価性の証明、土中水分特性方程式のフラクタルによる定式化に成功した。

## 砂漣モデル上の振動流境界層の時空間構造に関する実験的研究

池田駿介・堀川清司・中村広昭・野口賢二

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.161~170, 1990.11.

高精度の二次元レーザー流速計を用いて砂漣モデル上の振動流境界層の測定を行った。その結果、(1)流れは粘性が支配的な内部境界層と剥離渦に支配される外部境界層に分けることができること、(2)外部境界層に形成される一対の定常循環流は剥離渦の影響を強く受けていること、(3)乱れの発生、特にレイノルズ応力の発生、は剥離渦と強い相関を有すること、(4)剥離渦中付近の渦動粘性係数は時間的に変化し、渦の消長と密接な関係があること、などが明らかとなった。

## 都市雨水貯留施設の水質改善および利水効果評価式の実用化

江藤剛治・中西祐啓・栗田秀明

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.131~139, 1990.11.

水質改善および利水を目的とする雨水貯留施設の理論と応用について著者らが行ってきた研究をとりまとめた。水質保全の場合の効率率は貯留システムから放流される全負荷の削減率、利水の場合は流出雨水の利用効率で定義し、これらについて評価式を示した。式中のパラメーターのうち降水量の時系列の特性値について、アメダスを用いて日本全国での値を計算し、それを等高線表示して一種の水文地図として表示し、利用例を示した。

## 相関法による碎波気泡混入領域の流動解析

真野 明・神尾成也

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.171~180, 1990.11.

碎波によって連行された気泡をトレーサーとして用い、瞬間的な流速場を求める。平面相関法を開発した。この方法による、誤差を評価し、誤差を小さくするための処理方法を提案した。この方法を斜面上で碎波する孤立波の巻き波および崩れ波型碎波に適用した。気泡領域の側面および底面から測定した流速場をもとに、渦度、2次元発散、伸びの主軸の方向等の分布量を求め、領域内の渦の3次元的な挙動や回転方向等を明らかにした。

## 砂漣を有する海底上の乱流構造に関する研究

辻本剛三・早川典生・市山 誠・福嶋祐介

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.141~150, 1990.11.

波動場を対象とした砂漣上の乱流構造について、レーザードップラー流速計を用いた流速測定を行い、低レイノルズ数  $k-\epsilon$  乱流モデルを適用して数値計算による検討を行った。

計算の結果、砂漣背後の流況が比較的良好に再現され、乱れエネルギーのピーク値やその発生位相が算定できた。また浮遊砂を含んだ流れにおいて、乱れエネルギーの減衰が実験的および数値計算において示された。

## ダイオキシンおよび関連物質の生成機構に関する研究

古角雅行

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.181~187, 1990.11.

本研究は、都市ごみ焼却炉におけるダイオキシンの生成機構を探るために行ったものである。セルロースや前駆物質等を基質とし、ガス滞留時間が実際の焼却炉に近い解放型の反応装置を用い、PCDDの生成量を中心に調べた。その結果、セルロースのような天然物質からさえPCDDは生成するが、基質の種類、反応温度、HClの有無により前駆物質やPCDDの生成量は大きく異なることが明らかになった。

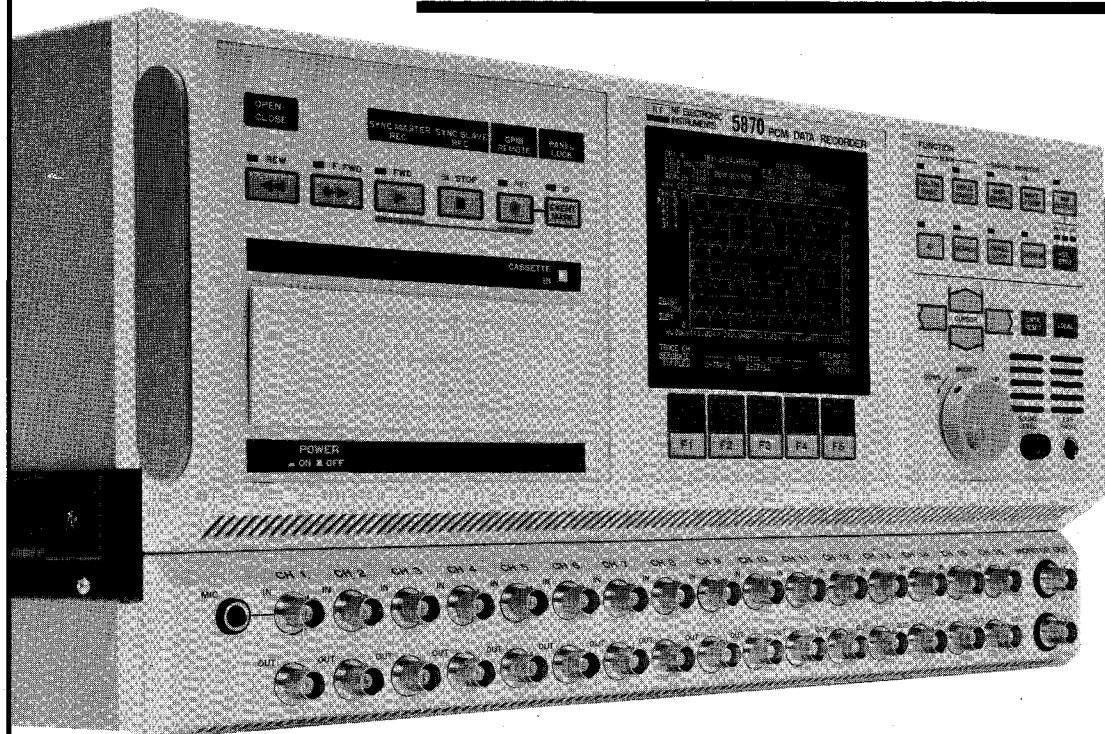
## 焼却灰を用いた電解汚泥処理に関する研究

大木宜章・金井昌邦

土木学会論文集 第423号/II-14, pp.189~195, 1990.11.

電解汚泥処理に下水焼却灰を調質剤として用いた有効性, さらに脱水性を向上させる有効な添加方法を検討し, 次の事項を明らかにした. 1) 脱水性は焼却灰添加量に応じて向上する. 2) 焼却灰は汙過閉塞を起こす微粒子が多く, 比重も高い. したがって分散性向上のため, 粒子表面改質を行うと少量でも脱水性は向上する. 3) 焼却灰と電解生成物との付着・結合の促進により, より一層の脱水性の向上が認められた. これらの結果より汚泥処理への焼却灰の利用は有意義であるとした.

# データレコーダ異変。



**最長記録時間は120日。しかも、そのデータを、  
わずか2時間53分で高速再生！  
「5870PCMデータレコーダ」は、  
データレコーダを、突然、変えました。**

## 5870PCMデータレコーダ

●DAT技術を応用した16ビットPCM方式データレコーダです。●S/N(信号対雑音比)は70dB(約3000倍)以上と、データの信頼性は抜群。●新開発の時間軸変換回路で、最高1/1000~1000倍の時間軸変換が可能。その結果、最長記録時間は2880時間。このデータを1000倍のスピードで高速再生することができます(2時間用のDATテープの全長を録・再独立に2時間53分から2880時間の間で使用可)。●サンプリングは16チャンネル同時。サンプリング周波数は最高48kHz。●総容量64kワードのウェーブメモリを内蔵。●見やすい大型のディスプレイ。●GP-IB標準装備でコンピュータ解析も容易。●コンパクトなDAT用テープの採用により、データの保存に場所をとれません。



●お問い合わせはお気軽に。  
**045-545-8111**

## エヌエフ

株式会社エヌエフ回路設計ブロック

横浜市港北区綱島東6-3-20 千223 TEL.045(545)8111(営業直通)  
札幌011(281)4120 長野0262(27)7591 水戸0292(52)4411 北関東048(652)5391  
千葉0472(43)3161 西東京0425(29)2151 名古屋052(777)3571  
大阪0726(23)5341 広島082(263)8431 福岡092(411)4301

**データ解析に、新しい手がかりを提供するか、エヌエフの「5870PCMデータレコーダ」。**

# 地球を切る! 見る! 創る!



## 3次元地質解析システム

# GEORAMA

ジオラマ

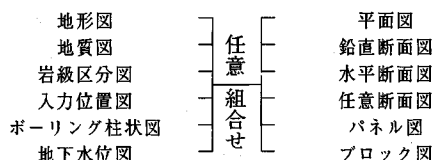
### 概要

地質調査で得られたデータを基に、利用者の判断を加味して3次元地質モデルを作成します。この3次元モデルより地質・岩級区分・地下水位等をグラフィック表示並びに作画します。今後この3次元モデルを利用して解析用メッシュ作成等への応用が考えられます。

### 特徴

- ・ 走向・傾斜データも考慮できる高度な推定法
- ・ 複雑な地質体モデルの表現が可能
- ・ ビジュアルで豊富な出力機能
- ・ 図面間での整合性がとれる
- ・ 操作性の高いシステム

### 出力図面



### ユーザーインターフェースにより、拡がる適用分野

データベース      土量計算      構造物マッピング

メッシュジェネレータ      プレゼンテーション資料      その他

### 標準適応機種(EWS)

- ・ SONY-NEWSシリーズ\*
- ・ Sun-3, Sun4, Sun-SPARCシリーズ\*
- ・ HP9000/300, HP9000/800シリーズ\*

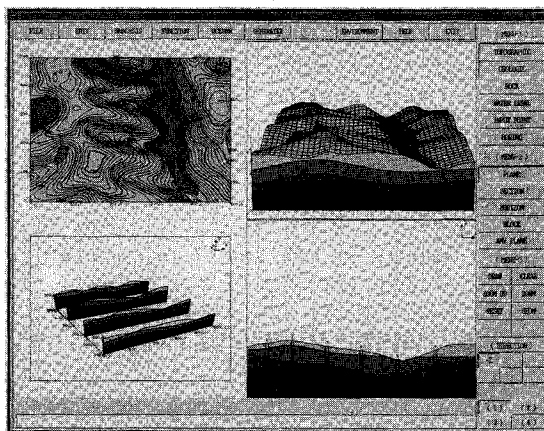
\*ウィンドウシステムとしてX-Window System, Version 11 (X11)が必要です。  
(標準以外のものにつきましても御相談に応じます)

(株)アイ・エヌ・エー  
アイサワ工業(株)  
アードルエンジニアリング(株)  
アサヒ地水探査(株)  
(株)エイトコンサルタント  
応用地質(株)  
大阪ガス(株)  
大手開発(株)  
(株)大林組  
(株)奥村組  
川崎地質(株)  
基礎地盤コンサルタンツ(株)  
(株)熊谷組  
(株)建設技術研究所  
建設省 土木研究所  
五洋建設(株)  
佐藤工業(株)  
サンコーコンサルタント(株)  
(株)四国総合研究所  
(株)四電技術コンサルタント  
清水建設(株)

(株)情報数値研究所  
(株)新日本技術コンサルタント  
住友建設(株)  
住友建設(株)  
石油資源開発(株)  
全日本コンサルタント(株)  
大成建設(株)  
大豊建設(株)  
(株)ダイソク  
(株)ダイヤコンサルタント  
(株)竹中工務店  
中央開発(株)  
(株)地球科学総合研究所  
中電技術コンサルタント(株)  
通産省 地質調査所  
電源開発(株)  
(株)電力中央研究所  
東急建設(株)  
東建地質調査(株)  
東京電力(株)

東電設計(株)  
東電ソフトウェア(株)  
東洋地質調査(株)  
動力炉・核燃料開発事業団  
(株)中堀ソイルコーナ  
西松建設(株)  
日本工営(株)  
日本国土開発(株)  
(株)日本パブリック  
エンジニアリング  
(株)間組  
(株)阪神コンサルタンツ  
ヒロセ(株)  
フジ工業(株)  
(株)富士和ボーリング  
北光ジョリサーチ(株)  
北海道開発コンサルタント(株)  
三井建設(株)  
三菱金属(株)  
村本建設(株)  
明治コンサルタント(株)

3次元地質解析システム研究会 参加メンバー



未来設計企業

センチュリリサーチセンタ 株式会社

大阪市中央区久太郎町4丁目1-3  
(06-241-4121) 営業担当: 岩崎

# CRC meets Dr. Cundall



米国ITASCA社(ITASCA CONSULTING GROUP, INC.)と業務提携!!

CRCは、皆様方の信頼を得て、多くの地盤、地下水解析ソフトウェアを提供してまいりましたが、このたび、米国ITASCA社(ミネソタ大学 教授 Dr. Peter Cundall)と業務提携を行ない、先進の個別要素法プログラムをご紹介させて頂けることとなりました。今後とも、常に優れたソフトウェアの提供に全力を傾けてまいりますので御期待下さい。

## カンドールモデル個別要素法(DEM)プログラム

二次元個別要素法プログラム(ソースコード)

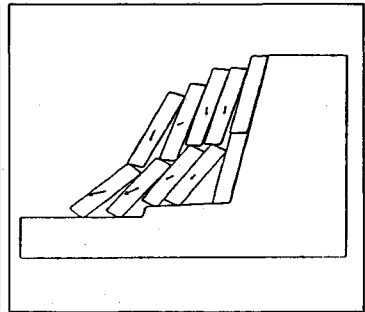
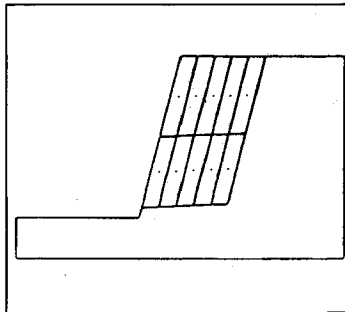
# UDEC

三次元個別要素法プログラム(ロードモジュール)

# 3DEC

- 岩盤の転倒・滑落解析
- 岩盤の掘削解析
- 不連続性岩盤の安定解析
- 地震応答解析

- 浸透解析(UDEC)
- 熱解析(UDEC)
- 充実した三次元グラフィック表示
- 大型汎用プログラム

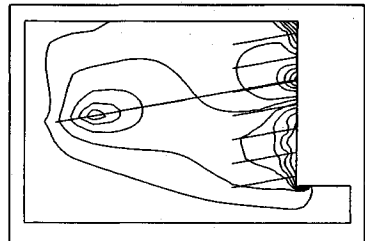


## 有限差分法 地盤解析プログラム

# FLAC

(ロードモジュール)

- パソコン用地盤の汎用解析コード
- 最大2000要素まで解析可能
- 弾性及び弾塑性解析
- 不連続面の取り扱いが可能
- メッシュジェネレート機能
- 図化出力機能



### ■ 販売条件

#### UDEC・3DEC

- ◆ 各種メインフレーム、各種EWS、IBM-PC/AT及び互換機
- ◆ UDECはソースコードで提供いたします。
- ◆ 3DECはロードモジュールで提供いたします。

#### FLAC

- ◆ IBM-PC、PC-AT、PS/2及び互換機
- ◆ IBMカラーカード、EGA、VGA
- ◆ 8087、80287、80387数値演算プロセッサ
- ◆ HPコマンド対応プロッタ、ポストスクリプト言語 対応プリンター

**CRC** センチュリリサーチ センタ 株式会社

大阪府中央区久太郎町4丁目1-3  
(06-241-4121) 営業担当: 岩崎・吉川



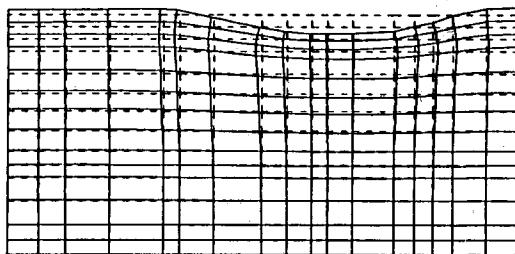
## 地盤の非定常圧密解析プログラム

# Mr. 圧密

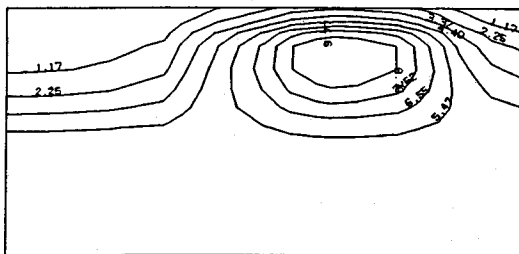
### (特長)

- 非定常FEMによる線形弾性解析(christian系の解法)。
- 二次元平面歪解析。
- 要素として三角形・任意四角形が扱える。
- スケーリングをしているので安定して解が求まる。
- リスタート機能の完備。
- 入力はわかりやすいコマンド形式を採用(フリーフォーマット)。
- 図化处理(プロッタ、画像出力)等、豊富な機能を持つポストプログラムを完備。
- ジェネレート機能(長方形要素)により簡単にモデル作成が可能。
- 大モデルはそのままCRCネットワークでも(ホスト処理)可能。

販売価格：60万円 機種：NEC PC9800シリーズ 他



変形図



過剰間隙水圧コンター図

※EWS、汎用機用の圧密解析プログラム(逆解析も可能)として"UNICON"も用意しております。

土と水の連成逆解析プログラム



# UNICOUP

応力解析と浸透解析がドッキングした！

軟弱地盤の解析に！

海洋開発・埋立

盛土・掘削

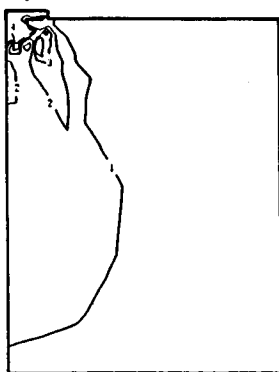
## 出力項目

- 各節点での変位、各要素での応力
- 各節点での全水頭・圧力水頭他
- 豊富な図化処理  
変位図、変位ベクトル図、応力ベクトル図、応力コンター図、安全率コンター図、水頭コンター図、圧力水頭コンター図

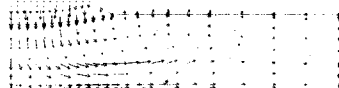
## プログラムの特長

- 応力と地下水の流れをカップルさせた問題が解析可能です。(圧密含む)
- 地下水の流れは飽和・不飽和域を対象としています。
- 多段掘削・盛土や降雨等が扱えます。
- 梁や連結要素も扱え実用的です。
- 経時観測記録(変位・水位)があれば、非線形最小二乗法に基づき変形係数や透水係数が逆解析できます。(順解析、逆解析がスイッチにて選択可能です。)
- 弾性・非線形弾性・弾塑性・弾粘塑性を示す地盤が扱えます。  
非線形弾性(電中研式、ダンカン・チャンの双曲線モデル)  
弾塑性(ドラッカー・ブラガー、モール・クーロン、カムクレイモデル、ハードニング、ソフトニング)  
弾粘塑性(関口・太田モデル)

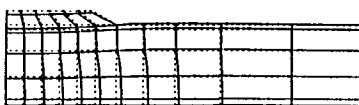
↓ (荷重)



応力増分コンター ( $d\sigma V$ )  
(10日後)



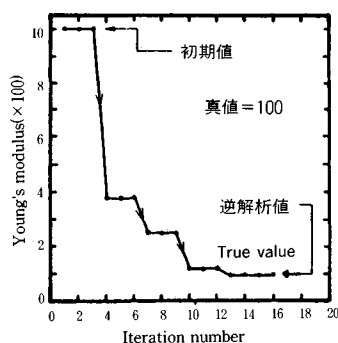
変位ベクトル図 (40日後)



盛土(40日)後の地盤の変形



盛土(40日)後の地下水の流れと水頭  
コンターおよび自由水面



ヤング率と繰り返し回数の関係  
逆解析によるパラメータの推定

このシステムは、情報処理振興事業協会の委託を受けて開発したものです。

IPA 情報処理振興事業協会  
CRC センチュリリサーチ センタ 株式会社

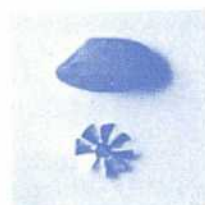
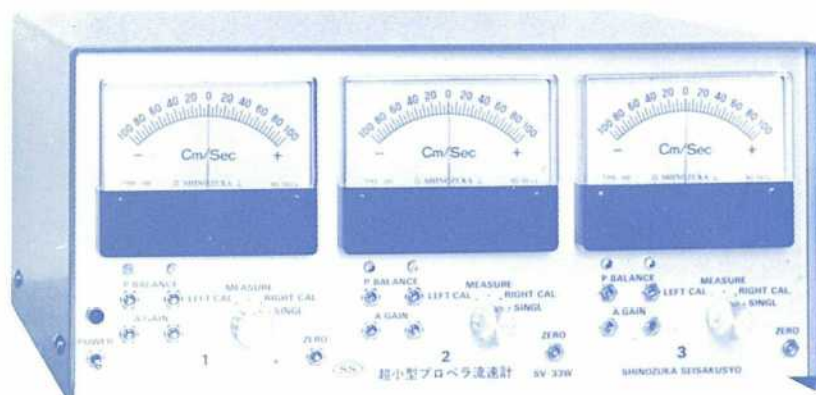
問合せ先

大阪市中央区久太郎町4丁目1-3  
(06-241-4121) 営業担当: 岩崎・吉川

# 直径3ミリ

水理実験用に理想的

## 超小型プロペラ流速計 3チャンネル SV-33W型



米粒とプロペラ

### ● プロペラ検出器軸長

30~50cm, 軸の曲ったものも製作致します。

### 特 徴

- ◎ 赤外線の出転検出で水温や水質に影響されません。
- ◎ 往復流の正逆判別は高感度で確実です。
- ◎ 正逆判別の無いシングルのプロペラも使用出来ます。
- ◎ 独自の楕円軸に依り流れを乱すことが非常に小さくて済みます。
- ◎ プロペラが小さいので流速100cm/secで800~900パルスと高い分解能です。

A C サーボ水位計

SL-4

SL-20

SL-40

水理実験用測定器専門



篠塚製作所

〒196 東京都昭島市玉川町2-8-21 電話 0425-44-1731