

(昭和60年11月 日本造船学会秋季講演会において講演)

規則波を受ける鉛直パイプの揚力評価と応答解析

正員 吉田 宏一郎* 正員 鈴木 英之**
正員 岡 徳 昭*

Lift Estimate and Response Analysis of Vertical Pipes Subjected to Regular Waves

by Koichiro Yoshida, *Member* Hideyuki Suzuki, *Member*
Noriaki Oka, *Member*

Summary

It has been pointed out that under same KC number condition the lift force acting on a vertical pipe in regular wave can exceed the force acting in the wave progressing direction. In this study a model for the lift force is presented, and using this model dynamical response of pipes are calculated employing a analysis program of under water line structure. And these results are compared with those of experiments. The model is consist of two formulae, the first formula expresses two alternation of lift force acting on a element of the pipe during one cycle of wave elevation and the other one expresses three alternation of lift force.

$$f_{L2} = \frac{1}{2} \rho DC_L V^2 \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)}{|\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)|} \operatorname{sgn} \left(\frac{dH}{dt} \right) f(H)$$

$$f_{L3} = \frac{1}{2} \rho DC_L V^2 \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)}{|\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)|} \operatorname{sgn} \left(H - H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \operatorname{sgn} \left(H + H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2} \right) g(H)$$

Here ρ represents the fluid density, and D is the diameter of the element, V denotes the velocity of fluid particle, and C_L represents lift force coefficient, \mathbf{n} is unit vector parallel to the axis of element, \mathbf{V}_N and \mathbf{v}_N represent components of fluid particle velocity and element velocity normal to the element axis respectively. And sgn is a sign function and take its value $+1$ and -1 according to positive and negative of its argument value respectively. $1/2 \rho DC_L V^2$ represents the amplitude of lift force, and the following functions detect the crest, the maximum slope position and the definite height position of free surface elevation, f and g are smooth functions and their maximum values are unity. C_L values used here were determined experimentally as to the solid pipes. As a result next conclusions are obtained.

- (1) Using the first formula, the predicted displacements of the bottom end are in good coincidence with experimental result especially in case of resonance. The results, obtained using the second formulae, didn't show good coincidence with the those of experiment, but the resonance similar to the experiment were observed.
- (2) C_L calculated from the measured lift force, increased in case of the resonance, but the calculated displacement, using the fixed C_L value obtained through experiments with solid pipes, were in good agreement with the experimental results. Therefore, major part of increase in C_L in case of resonance could be explained as a result of dynamic magnification.

1 ま え が き

近年、海洋開発の形態が多様化し、開発の対象も深海

領域に及んできている。石油開発では開発領域が次第に深海部に拡がりつつあり、また、海洋温度差発電、深海のマンガン団塊開発等新たな開発形態も実用化に向いつつある。

ところで、これらの構造物では海中、海底より生産さ

* 東京大学工学部

** 東京大学工学系大学院

れた資源を、海面まで引き上げるために、ライザー管、取水管、揚鉤管として、鉛直な細長パイプ構造が採用されている。従来これらに作用する波力を評価する場合には、波進行方向に作用する力のみに着目して、モリソン型の式を用いて評価していたが、近年、波進行方向と直交する方向に作用する力（以後揚力と呼ぶ）が、波進行方向波力と同等あるいはそれ以上に重要となる可能性の存在が指摘された¹⁾。定常流中のパイプに作用する揚力や、それに基づく振動に関する研究には長い歴史が存在するが^{2),3)}、振動流や波の中のパイプに作用する揚力、振動については1970年代に始められた⁴⁾。これらの研究結果によれば、揚力の作用角周波数 ω_L は波角周波数 ω_w の整数倍で表わすことができ、その倍数は KC 数と R_e 数の関数として表わされること、また、揚力の大きさは KC 数の関数として表わされることが明らかにされている。特に波角周波数 ω_w の2倍、3倍で作用する揚力は、その大きさの点から実用上重要である。揚力に基づく応答は揚力の角周波数 ω_L と揚力の大きさ、固有周期 ω_n など構造部材の特性に依存するが、応答の予測には不明な点が多い。特に、同調時には揚力係数 C_L の上昇が見られるが、これについては流弾性現象とも考えられるが⁵⁾⁻⁷⁾、動的増幅による見掛上の上昇である可能性も指摘されている⁸⁾。つまり、同調時には応答が大となり、変形が増大する。その結果内力が増し、検力計で測定される揚力、引いては C_L が増大したとの考えである。樫木ら⁹⁾は、規則波を受ける海底固定の片持梁型パイプ構造について、パイプの初期位置で揚力を評価し、パイプの運動応答を運動方程式の直接時間積分で解き、実験結果と良い一致を見ているが、構造が変位することの効果が揚力評価に反映されていない。

本研究では、鉛直パイプ構造について、流体力に時々刻々における構造部材と流体粒子の相対運動を考慮し、モリソン型の流体力評価式とこれまで行ってきた実験の結果^{8),9)}を基礎として、新たに提案する揚力評価式を用いた流体力モデルを仮定し、開発した3次元線状構造の動的応答解析法によって、規則波中における構造部材の応答を求め、実験結果との比較を行った。

2 流体力モデル

パイプ構造の長さ方向微小要素に作用する波力を、要素の部材軸に直交する方向成分と、部材軸方向成分（以下の(2)式）とに分ける。前者は部材軸垂直面内の相対運動の考えに基づくモリソン式（以下の(1)式）と、相対速度に直交する揚力とによって評価するものとする。これらはいずれも、部材要素の時々刻々の変位位置で評価する。

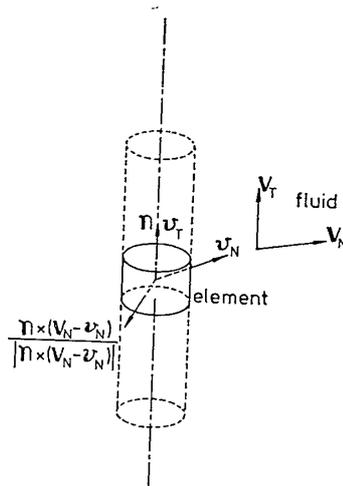


Fig.1 Velocity components of pipe element and fluid particle

$$f_N = \frac{1}{2} \rho C_D D |V_N - v_N| (V_N - v_N) + \rho A \dot{V}_N + \rho A (C_M - 1) (\dot{V}_N - \dot{v}_N) \quad (1)$$

$$f_T = \frac{1}{2} \rho C_{DT} D |V_T - v_T| (V_T - v_T) \quad (2)$$

v_N , V_N は Fig.1 に示すように、部材軸直交方向要素速度ベクトルおよび流体粒子速度ベクトルである。 D は要素直径、 A は断面積、 ρ は流体密度。 v_T , V_T は部材軸方向の要素および流体粒子の速度ベクトルである。(1)式第1項は相対速度に基づく粘性力項で、第2、第3項は相対運動を考慮した慣性力項である。 C_D , C_M の値には Sarpkaya⁴⁾の結果に基づいて、要素位置における KC 数の関数として算定された値を用いた。 C_{DT} は0.02で固定した。

揚力には次式を仮定した。

$$f_L = \frac{n \times (V_N - v_N)}{|n \times (V_N - v_N)|} \frac{1}{2} \rho D C_L V^2 \phi \quad (3)$$

ここに、部材軸方向単位ベクトル n と相対速度ベクトル $V_N - v_N$ の外積を規準化した部分は、相対速度直交方向を指示する方向ベクトルである。揚力係数 C_L には、剛な鉛直パイプに作用する揚力から KC 数の関数として、実験的に求めた局所揚力係数を用いた⁸⁾。この値は、深さの関数として算定した局所揚力と、その位置における波粒子速度から求めたので3次元影響が含まれており、取扱いは2次元的に行なえると考えられる。

また、この C_L は要素位置における波粒子速度で定義されているので、 V には有限水深の微小振幅波理論に基づいて算定される変動流速の振幅を用いた。以上、 $1/2 \rho D C_L V^2$ によって、作用する揚力の振幅が定められる。

揚力時間変動を与える ϕ は、絶対値 $|\phi|$ の最大値が1となる関数で、関数形を定めるに当たっては、本研究および過去に剛パイプについて得られた研究結果^{1),8),9)}に適合するようにその形を選ぶものとした。すなわち、揚

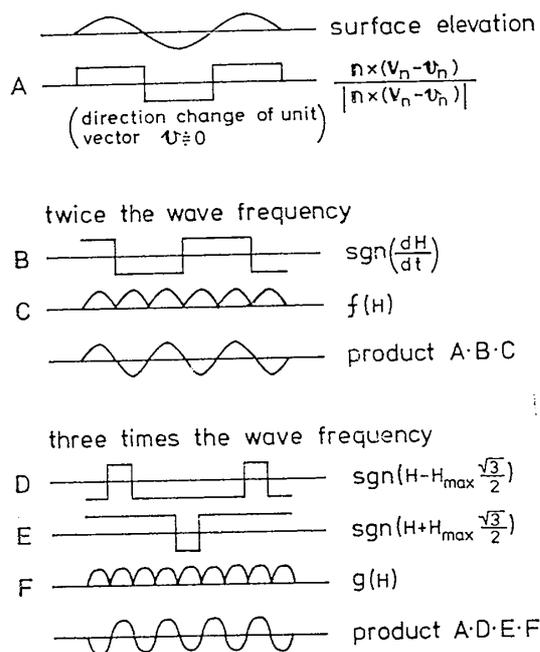


Fig.2 Lift force models with twice and three times the wave frequency

力の発生、成長は波の位相との差で整理できるので、部材微小要素の位置において波の山、谷、最大傾斜点、一定波高点を検出する符号関数を用い、揚力の発生、成長時期を決める指標とした。揚力変動として、波の角周波数 ω_w の2倍の角周波数が支配的な KC 数の領域については次式を用いた。

$$\phi = \text{sgn}\left(\frac{dH}{dt}\right) f(H) \quad (4)$$

ここに、 H は波面変動、 sgn は引数の正負に従って +1, -1 の値をとる符号関数である。Fig.2 に示すように、 $\text{sgn}(dH/dt)$ は波傾斜が正の場合に +1 をとる。これに、揚力の作用方向を示すベクトルと、位相を含め波形を表わす関数 $f(H)$ を掛けることにより、揚力変動が得られる。ここに、関数 f は絶対値 $|f|$ の最大値が1で、1回の変動中に必ず1をとるものとする。具体的にプログラム中では、2次曲線を区分的に接続した関数となっている。関数 ϕ の特徴は、波角周波 ω_w 数が変動しても、波の山と山の間で2回の変動をする点であり、部材要素の運動が大きく、波と部材要素の出会い周期が変動する場合にも適用でき、ランダム波への応用の可能性を持つと考えられる。波角周波数 ω_w の3倍の角周波数が揚力変動として支配的な KC 数の領域については次式を用いた。

$$\phi = \text{sgn}\left(H - H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2}\right) \times \text{sgn}\left(H + H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2}\right) g(H) \quad (5)$$

ここに、 $g(H)$ は $f(H)$ と同じく波形を表わす関数で、絶対値の最大値が1で、1回の変動中に必ず1をとるものとする。

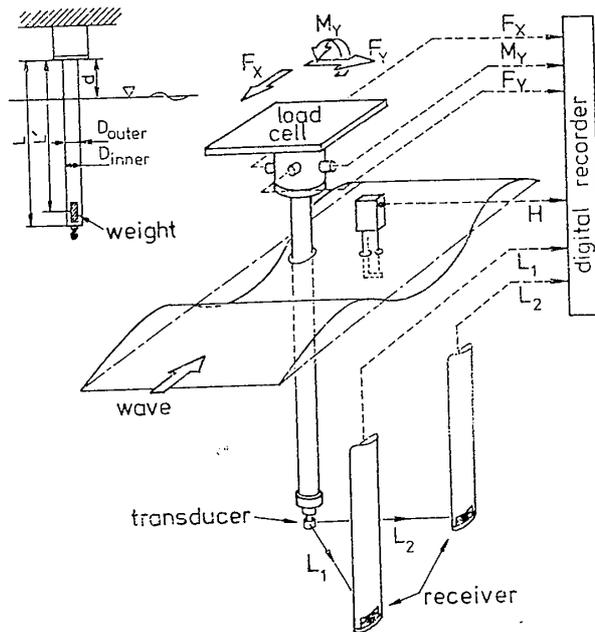


Fig.3 Experimental apparatus and measurement system

のとする。この関数は Fig.2 に示すように、一定波高点を検出し、方向ベクトルとの積の形となって波の山と山の間で揚力を3回変動させる。

3 実験方法

3.1 測定系

実験は東大動揺水槽、長さ 45m×幅 5m×深さ 3.5m で実施した。計測系の概略を Fig.3 に示す。試験体は自由表面を横切り、検力計を介して上端で固定した。検力計では、波進行方向力 F_x 、揚力 F_y 、揚力方向軸回りの偶力 M_y を計測し、デジタルレコーダーに記録した。また、試験体先端には超音波発信器を取り付け、2基の受信器で受信する方法により、非接触で試験体先端の変位を計測し、同じくデジタルレコーダーに記録した。

超音波位置計測装置は最大 40Hz で位置計測を行う。1回の計測では、計測時刻が来ると超音波 (1 MHz) が発振され、計測装置は発振を指示した後の時間経過を計測する。受信器から受信信号が得られた時点で、経過時間の計測を打ち切り、発振から受信までの経過時間を距離に換算する。この際に、音波の水中速度 (約 1500 m/sec) を用いるが、この値は水温に依存するので、水温が変化すると校正が必要である。本研究で用いた装置は受信器を 2ch 有するので、発振器と2基の受信器の距離がそれぞれ計測できる。受信器間の距離を前もって計測しておけば、実験解析の際に、三角測量の原理に従って、波進行方向、波直交方向の変位をそれぞれ求めることができる。

Table 1 Principal sizes of specimens

spec.	length L (mm)	diameter (mm)		weight (g)	location of center of gravity of weight L' (mm)	natural period (sec)	free board d (mm)
		D_{outer}	D_{inner}				
A	1400	30	24	440	1333	0.51	190
B	1800	30	24	600	1709	0.86	190
C	1300	15	11	80	1256	0.84	190

material : Acryl Young's modulus $E=330 \text{ kgf/mm}^2$ density of material $=1.2 \text{ g/cm}^3$

実験結果を整理する際に、外力の位相基準となる波面変動は、試験体の横、試験体軸上と同じ波位相の位置で、波高計により計測しデジタルレコーダーに記録した。デジタルレコーダーで記録された記録は、8in フロッピーディスクを介して東京大学大型計算機センターに移され、雑音除去等のフィルター操作の後、FFTなどの数値処理を施された。数値処理の結果は図形とリストの形で出力した。

3.2 試験体および試験条件

試験体の寸法および先端の錘りは、測定系に固定された状態で浮力と重力が釣り合い、なおかつ造波機の能力(波高 6cm で波周期 $T_w=0.8\sim 3.0$ 秒, 波高 12cm で $T_w=1.4\sim 2.6$ 秒)内で、揚力に系が同調するように設計した。Table 1 に諸寸法, 諸特性を示す。Table 1 中に示されている固有周期は、剛な架台に検力計を介して固着された試験体の固有周期であり、検力計の剛性の影響が含まれているが、検力計は試験体に比べ十分に剛でありその影響は無視し得ると考えられる。試験体には超音波発振器を取り付ける必要から、直径 $\phi 30 \text{ mm}$ の試験体では、同軸ケーブルを試験体内に通し先端部で試験体外に出したため、水密には特に注意を要した。また、径の細い $\phi 15 \text{ mm}$ の試験体では、試験体外部にケーブルを出した。

試験条件は、波高と波周期、2つの条件で構成され、波高については 4cm, 6cm, 9cm, 12cm の4条件で、波周期については 0.2秒間隔ごとに造波機の能力内で取った。特に試験体の固有周期 T_n , およびその2倍, 3倍の周期近傍では密に測定を行った結果、各試験体について 50 条件前後の実験が行われた。なお、試験体 A については、径に比べ長さが短かく、先端の変位が小さいため、位置計測の精度上の問題から、記録の解析は今回見送った。

4 動的応答解析法

解析の対象となっているパイプは、波方向, 揚力方向に運動し、3次元的な挙動を示すので、3次元の動的解析法を採用した。解析法は、空間内では仮想仕事の原理に基づいた有限要素法を用いることとし、Total Lagrangian

法と Updated Lagrangian 法の2つの立場のうち、構造に大変位が生じる場合に有利な Updated Lagrangian 法を採用した^{10),11)}。Updated Lagrangian 法では、要素の剛体運動は移動座標系で表わし、構造の変形とは分離して考えるので、変位が大となる場合に有利である。ただし、発生する歪は小さいものとし、要素には梁要素を用いた。まず、仮想仕事を内力によるものと外力によるものに分け、内力については応力-歪関係を線形とし、2次の歪項まで考慮した。外力については、物体力として重力, 慣性力を考慮し、表面力には積分結果として、揚力, 粘性力, 付加慣性力, 質量力, 浮力を考慮した。構造減衰は無視した。これは、外力に含まれる粘性力の項が減衰力として作用し、かつ構造減衰に比べ支配的であると考えられることによる。また、運動に伴う発散減衰についても、結果への寄与は無視できるものとして考慮しなかった。

次いで、得られた内力と外力の仮想仕事を等置した上で、用いられている変位, 仮想変位の替りに、部材両端の変位を内挿したもので置き換えた。内挿関数は、部材軸に直交する変位については3次式, 軸に沿うものについては1次式を用いた。部材内に特異性がなければ、これは十分な近似を与える。外力については、同様にして部材端の値を1次式で内挿した値で置き換えた。その上で部材に Euler-Bernoulli の仮定を用い、歪を求めた上で積分を実施し、増分型の運動方程式を得た。

得られた運動方程式を構成する、外力, 慣性行列, 剛性行列は、いずれも構造の変位, 変形につれて変化するため、時間については直接時間積分によって解くこととした。本研究で対象としている系では、物理現象が発散することはないから、時間積分法には次の点が要請される。第1に発散しないこと、第2には時間刻みを零に近づけることによって、真の解への収束が保証されることである¹²⁾。ここでは、これらの要求を満す時間積分法の中から、Newmark β 法と Wilson θ 法両者の特徴を生かし、安定性を調節する γ, β および θ , 3つの係数を持つ時間積分法を採用した¹³⁾。この時間積分法は、計算時に外力増分を必要とするが、外力のうち揚力, 粘性力, 付加質量力などは、変位位置での状態量から算定さ

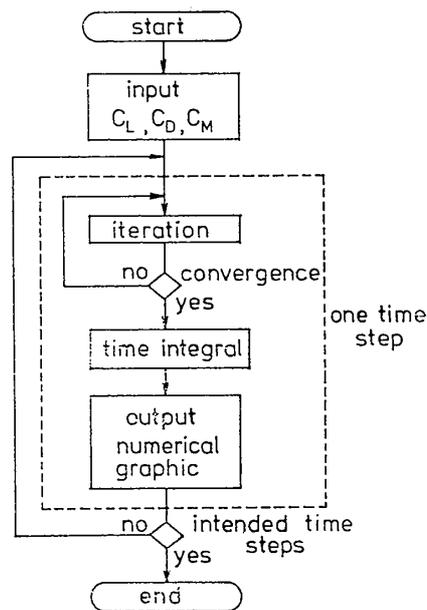


Fig. 4 Flow chart of line structure analysis program

れるので、外力増分を知るには、求めようとしている状態量自体を知る必要がある。したがって、解析プログラムでは繰り返し計算を採用し、解を逐次改善した。Fig. 4に本計算プログラムの計算手順を示す。破線内が時間刻み1つ分の計算で、繰り返し計算となっている。この全体を必要な時間刻み数だけ繰り返し、所要の結果を得た。

5 結果および考察

実験の計測では 50 Hz で約 25 秒間データを採録した。その結果、1 条件について各チャンネルごとに 1200 前後の時系列データが得られた。これらの時系列データのうち、検力計から得られた揚力の時系列データについて、各条件ごとにそれぞれ 1024 点を取り出し、FFT にかけてパワースペクトルを求めた。その上で波角周波数 ω_w の 2 倍及び 3 倍に集中しているパワー P_{L2} , P_{L3} を取り出し、次式に従って、各周波数における揚力の実効値に対応する揚力係数 C_{L2} , C_{L3} を求めた。

$$C_{Li} = \frac{\sqrt{P_{Li}}}{\int_{-d'}^0 \frac{1}{2} \rho DV^2 dz} \quad i=3 \sim 2 \quad (6)$$

ここに、 d' は試験体先端深さ、 V は有限水深の微小振幅波理論より求まる流体粒子の水平方向速度振幅。固有周期 0.84 秒の試験体 C について得られた C_{L2} , C_{L3} を、 KC_{rms} に対して取ったものを Fig. 5 および Fig. 6 に示す。なお、 KC_{rms} は、試験体長さ方向についての自乗平均で定義された流速を用いた。Fig. 5 に示す C_{L2} の値は、 $6 \leq KC_{rms} \leq 12$ の範囲で、かつ波周期 T_w が $1.6 \leq T_w \leq 2.0$ の範囲で、その他の波周期の場合と傾向

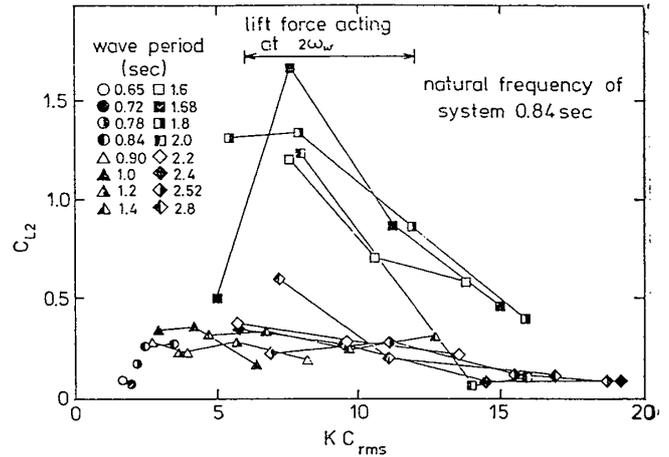


Fig. 5 Lift force coefficient based on measured power concentrated at a frequency of twice the wave frequency (specimen C)

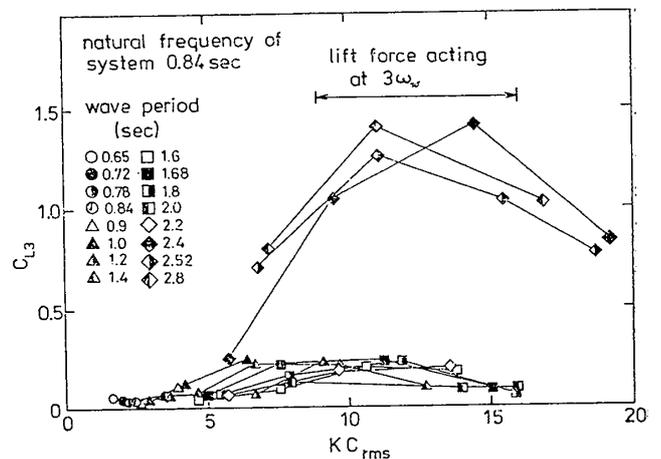


Fig. 6 Lift force coefficient based on measured power concentrated at a frequency of three times the wave frequency (specimen C)

を異にして、顕著に増加している。 KC_{rms} 数がこの範囲にある場合、作用する揚力の中で波周期の半分の成分が支配的に含まれており、揚力の作用周期 T_L が、 $0.8 \leq T_L \leq 1.0$ となり固有周期 $T_n = 0.84$ にほぼ一致し、同調している。すなわち、系が揚力と同調する場合に C_{L2} の増大が認められる。これは、すでに得られている結果⁸⁾と一致している。 C_{L3} についても、Fig. 6 に示すように同様な傾向が見られる。すなわち、 $9 \leq KC_{rms} \leq 16$ では、パワースペクトルを見ると、波周期の 1/3 で作用する揚力成分が支配的で、この周期 T_L が $0.8 \leq T_L \leq 0.93$ となり、ほぼ固有周期に一致している。 C_{L3} についても、揚力と同調すると C_{L3} が増大している。しかし、 C_{L2} 及び C_{L3} の増大には同調に伴う見掛上の増幅が含まれている可能性がある。

そこで、本研究で提案した揚力モデルに、剛パイプに

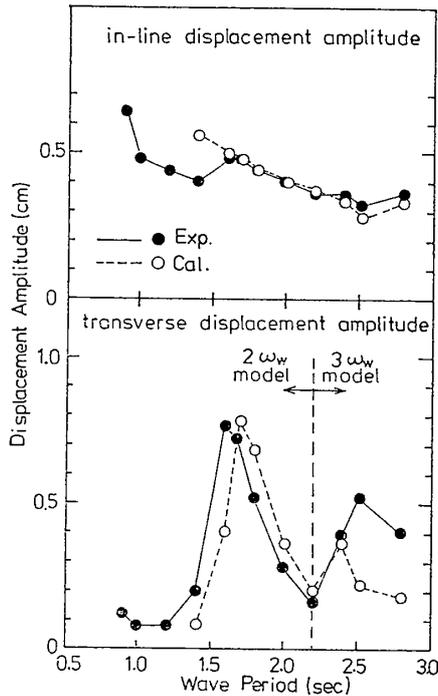


Fig. 7 In-line and transverse displacement amplitudes (specimen C, wave height=6 cm)

関する研究⁸⁾から得られた C_L を用いて、パイプの応答を線状構造動的応答解析プログラムにより計算した。その結果を Fig. 7 および Fig. 8 に示す。Fig. 7 は試験体 C について得られた結果であり、波周期に対して、パイプ先端の変位振幅を取った図である。上図は波方向変位振幅を、下図は揚力方向変位振幅を示している。揚力方向の結果では、波周期の半分で揚力が作用する場合について、モデルに基づく結果と実験結果は良い一致を示している。波周期の 1/3 で揚力が作用する場合には、同調による応答の増大は認められるが、変位振幅、同調周期ともに一致度は良くない。波方向変位については、モデルと実験結果は良い一致を示している。しかし、同調周期 $T_n=0.84$ 秒に近い周期ではモデルと実験の一致は悪い。これは、試験体 C の先端に、超音波の発振器を取りつけたために、複雑な形状となって減衰が大であるのに対し、計算モデルではこの部分を無視してモデル化されているため、減衰が小であるためと考えられる。Fig. 8 は試験体 B に関する結果で、揚力方向変位振幅については、同調周期がモデルと実験で 10% 異なるが、同調時の変位振幅量を比べるとよく一致している。波方向変位については、よく一致しているが、試験体 B の同調周期に近づくとき実験値がモデルの結果を下回り、試験体 C の場合と同様な傾向が見られる。

次に、試験体の先端が描く軌跡の 1 例を Fig. 9 に示す。右は実験結果で、左は揚力モデル（波周期の半分で揚力が作用）に基づく計算結果である。上から 3 つの図

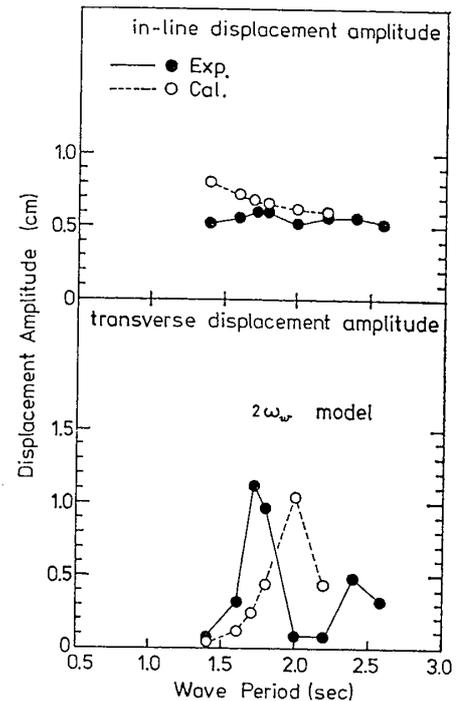


Fig. 8 In-line and transverse displacement amplitudes (specimen B, wave height=12 cm)

は時系列表示で、 X は波方向変位、 Y は揚力方向変位、Wave は波面変動をそれぞれ示しており、一番下の図が軌跡を示している。また、揚力モデルに基づく計算結果で、波面の変動振幅 (Wave) が 0 秒から 5 秒の間で漸次増加しているのは、数値計算の発散を防ぐため、部材に作用する波力、重力、浮力をこの間に加速していることによる。試験体先端の軌跡は、時系列の値が十分成長した時点で描いたもので、その形状がよく一致していることは、波方向変位と揚力変位の位相関係が、モデルと実験で良く一致していることを示している。

剛体パイプについて得られた揚力係数 C_L をモデルに用いた計算結果が、実験結果、特に同調時の変位をよく表している。このことは、実験から求まる揚力に基づいて算定した揚力係数 C_L が、同調時に増大する主要な理由を、同調による見掛け上の増幅として説明できることを示していると考えられる。つまり、同調によって応答が大きくなり、変形が大となった結果内力が増大し、検力計で測定される揚力、引いては C_L が増大したと解釈できる。

6 結 論

規則波中に置かれた鉛直パイプに作用する揚力について、次式で表わされる流体力モデルを用い、線状構造動的応答解析プログラムにより応答を計算し、実験結果との比較を行った。最初の式は、1 周期の波の間に 2 回の揚力変動がある場合を示し、第 2 式は 3 回の変動があ

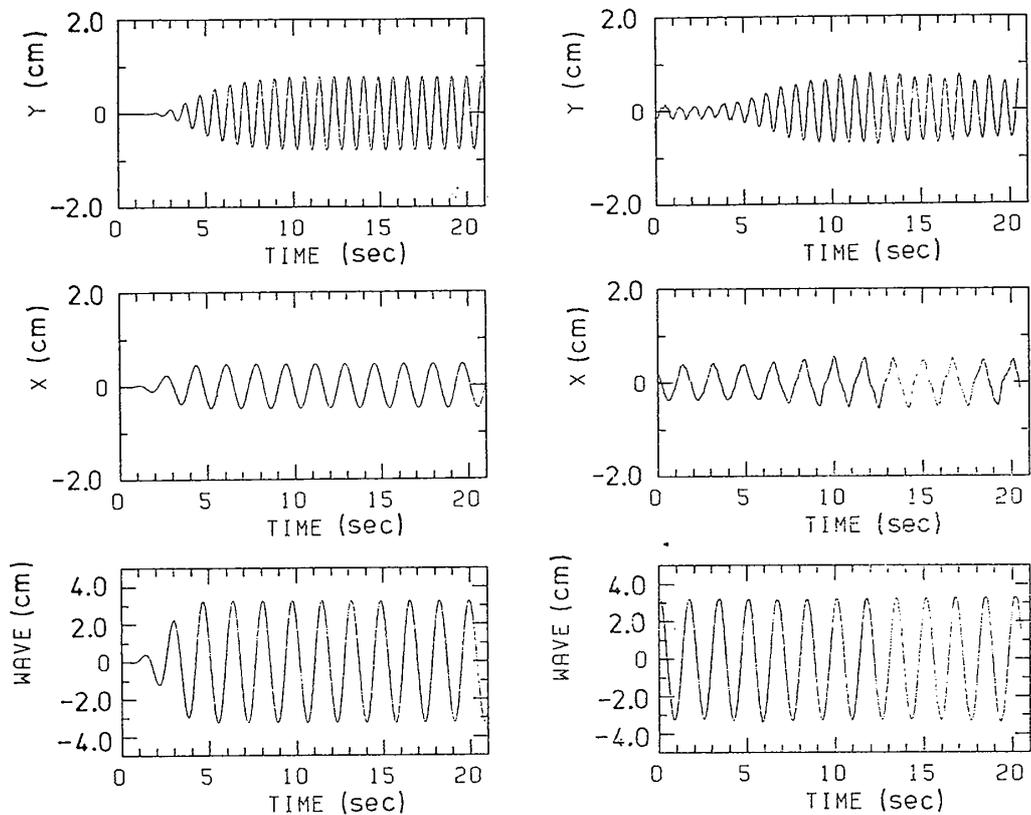
Time Series

Calculation

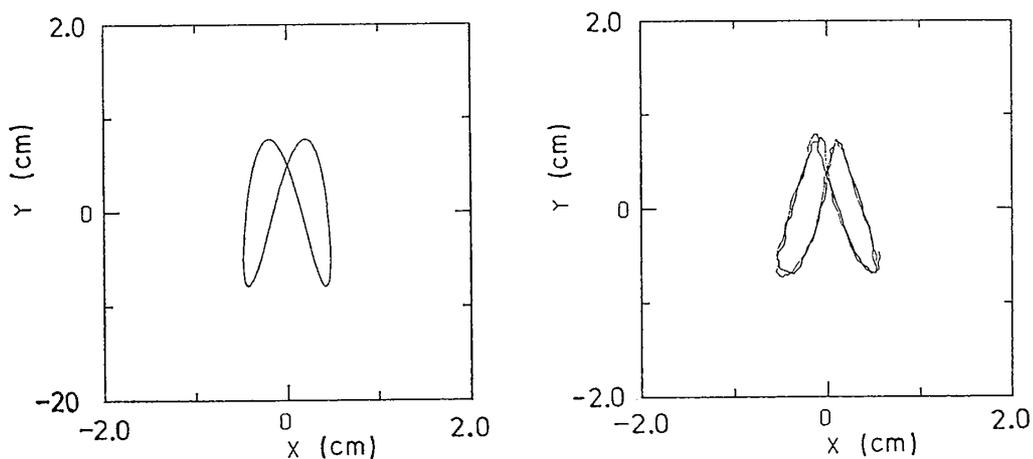
$T_w = 1.70$ sec

Experiment

$T_w = 1.68$ sec



Locus Curve (bottom end of test piece)



X: in-line displacement (cm)

Y: transverse displacement (cm)

wave: free surface elevation (cm)

Fig.9 Comparison of experimental and calculated locus curves

る場合の式である。

$$f_{L2} = \frac{1}{2} \rho D C_L V^2 \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)}{|\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)|} \operatorname{sgn} \left(\frac{dH}{dt} \right) f(H)$$

$$f_{L3} = \frac{1}{2} \rho D C_L V^2 \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)}{|\mathbf{n} \times (\mathbf{V}_N - \mathbf{v}_N)|} \\ \times \operatorname{sgn} \left(H - H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\ \times \operatorname{sgn} \left(H + H_{\max} \frac{\sqrt{3}}{2} \right) g(H)$$

ここに、 ρ は流体密度、 D は部材直径、 V は流体粒子速度、 C_L は揚力係数、 \mathbf{n} は部材軸方向単位ベクトル、 \mathbf{V}_N 、 \mathbf{v}_N はそれぞれ流体粒子速度ベクトル、要素運動速度ベクトルの部材軸直交方向成分。また、 sgn は引数の正負に従って $+1$ 、 -1 の値を取る関数である。 $1/2 \rho D C_L V^2$ は揚力の振幅量を示し、続く関数部で波頂、最大波傾斜点或いは一定波高点を検出し、揚力の作用開始点の基準とする。また、 f 、 g は位相を含んで波形を表わす、最大値 1 を取るなめらかな関数である。 C_L には剛パイプについて、実験的に得られた値を用いた。その結果次の結論が得られた。

(1) 第1式に基づいて求められたパイプ先端の変位、特に同調時の変位量は実験結果とよく一致した。第2式に基づく結果にも同調現象は現われたが、その大きさ、同調周波数いずれも第1式の場合ほど実験との相関は取れなかった。

(2) 実験で計測された揚力に基づいて揚力係数 C_L を算定すると、同調時に増加したが、一方で、実験と剛パイプについて得られた一定 C_L 値を用いた計算結果では、同調時変位が良く一致した。したがって、同調時の C_L 増加は、動的増幅による見掛上の増加として、その多くの部分が説明できると考えられる。つまり、パイプが揚力と同調し、変形が大となり、発生する内力が増大した結果、検力計で測定される揚力から算定された C_L が増加したと考えられる。

参 考 文 献

- 1) 榎木 亨, 中村孝幸, 三木秀樹: 単円柱構造物の波による振動挙動について, 第24回海岸工学講演会論文集, 1977, pp. 367~371.
- 2) Sarpkaya, T. and Isaacson, M. de St. Q.: Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Von Nostrand Reinhold, Co., 1981.
- 3) Griffin, O. M. and Ramberg, S. E.: Some Recent Studies of Vortex Shedding with Application to Marine Tubulars and Risers, Journal of Energy Resources Technology, ASME, Vol. 104, No. 1, 1982.
- 4) Sarpkaya, T.: In-line and Transverse Forces on Cylinders in Oscillatory Flow at High Reynolds Numbers, Journal of Ship Research, Vol. 21, No. 4, 1977, pp. 200~216.
- 5) Zedan, M. F. and Rajabi, F.: Lift Forces on Cylinders Undergoing Hydroelastic Oscillation in Waves and Two-dimensional Harmonic Flow, Proc. Int. Sym. on Hydrodynamics in Ocean Engineering, 1981.
- 6) Sarpkaya, T.: Hydroelastic Response of Flexible-Mounted Cylinders in Harmonic Flow, OTC 2897, 1977.
- 7) Sarpkaya, T. and Rajabi, F.: Dynamic Response of Piles to Vortex Shedding in Oscillating Flows, OTC 3647, 1979.
- 8) 吉田宏一郎, 呉 文雄, 岡 徳昭: 波による鉛直パイプの揚力, 第6回海洋工学シンポジウムテキスト, 日本造船学会, 1982, pp. 37~44.
- 9) 呉 文雄: 規則波中の鉛直円柱に生ずる揚力, 東京大学修士論文, 1982.
- 10) Bathe, K. J. and Bolourchi, S.: A Geometric and Material Nonlinear Plate and Shell Element, Computer & Structures, Vol. 11, 1980, pp. 23~48.
- 11) Hibbitt, H. D., Marcal, P. V. and Rice, J. R.: A Finite Element Formulation For Problems of Large Strain and Large Displacement, Int. J. Solids Structures, Vol. 6, 1970, pp. 1069~1086.
- 12) Henrici, P.: Discrete Variable Methods in Ordinary Differential Equations, Wiley, 1968.
- 13) 吉田宏一郎, 米家卓也, 飯田國廣: 有限要素法による水中線状構造の応答解析, 日本造船学会論文集, 第144号, 1978, pp. 195~204.

できません。今回用いた資料でも同様の結果になると思われます。

(2) Fig. A, B に示されているように、一定の場所の一定の季節の観測値でも年ごとの観測値の統計的特性は異なります。気象現象の変動とは、このような現象を意味します。この原因には、数年あるいは数十年で周期

的に気象現象が変化するようなことが考えられますが、詳細は不明です。

- 1) Proceedings of the Fourth International Ship Structures Congress, Tokyo 1970, Report of Committee 1, Environmental Conditions

19 不規則波中における係留浮体の水平面内の長周期運動の統計的予測法について

【討論】 日根野元裕 君 (1) 通常、実験値より求めた極大値には、負の値も生じると思いますが、Fig. 13 の実測値の極大値分布には負の値が示されていません。負の極大値が示されていない理由をお聞かせ下さい。

(2) Fig. 13 において、 $f_0=0.6$ と 0.7Hz の極値の確率分布を示されていますが、Fig. 11 に示されたように線形応答が長周期運動に比べて非常に小さい場合には、正規分布は適用できないのでしょうか。

(3) 極値の確率分布および最大期待値については、長周期運動の卓越した $f_0=0.6$ と 0.7Hz についての比較結果を示されていますが、その他の f_0 の値の応答に対しても、著者等の示された方法が最も実測値に近かったのでしょうか。

(4) 極値の $1/n$ 最大期待値に対しても、著者等の示された方法で、実測値を精度良く予測出来るのでしょうか。

(5) 2.2 節において、(2.2.8) 式から、常に線形応答が運動の確率分布の非対称性を増す方向に働くことがわかる、とありますが、その理由について御教示下さい。

【回答】 (1) 応答は、狭帯域スペクトルを持ち、極値の個数と平均値をクロスする個数は等しいと仮定しているため、負の極大値は無視して解析しております。

(2) 今後、検討を要する問題であると思いますが、非線形問題の場合、正規分布では、極値分布の裾の長さを表わし得ないと思われれます。

(3) その他の f_0 として、 $f_0=0.4, 0.5\text{Hz}$ の場合

について解析した限りではほぼ同じような結果が得られました。

(4) 原理的には、極値分布が与えられれば、極値の $1/n$ 最大期待値は導出されますが、実測値と比較すると数多くの実験データが必要になります。従って、 $1/n$ 最大期待値が予測できるかどうかは数回の実験データを蓄積しなければ結論は得られません。

(5) (2.2.8) 式で λ_i は長周期運動を表わす固有値で C_i は、(2.2.5) 式からもわかりますように線形な応答を表わす実係数です。 λ_i の符号にかかわらず、 C_i^2 は常に正ですので、ある固定された分散値に対して C_i^2 は歪度を増加させる。

【討論】 木下 健 君 Fig. 14 の前後揺れの極大値の最大期待値の実測値について、著者は「ランダムフェイズが一樣であれば時間平均より求められる相関関数の値は標本値の中でも最も平均的な値である」と述べておられますが、Fig. 14 の場合も同様の事が言えて、1つの標本の値が最大期待値に近いと言えるのでしょうか。すなわち大きい波が最初には来ないで後から段々やって来るという根拠があるのでしょうか。

【回答】 今回得られたデータはたとえ長時間のデータであっても、統計的には一標本にすぎず、その標本から求められる最大期待値も一標本にすぎません。Fig. 14 は、最大期待値の推定値と最大期待値の一標本を比較したものです。

20 規則波を受ける鉛直パイプの揚力評価と応答解析

【討論】 佐尾邦久、石寺 博 君 (1) フレキシブルライザー或いは係留ケーブルの如く剛性の極めて小さい線状構造についても同様の手法で解析可能と考えられますが、揚力による内力の増大の程度については鋼管と同程度でしょうか、或いは大きな差があるのでしょうか。

(2) 特定の一波周期に対する分割要素数及び計算時間ほどの程度でしょうか。

(3) 設計の初期段階に於いて自励振動を簡易的に(詳細な時系列計算を行わずに)評価する方法についてはいかがお考えでしょうか。

(4) 不規則波への応用についてはどのようにお考えでしょうか。

【回答】 (1) 剛性の極めて小さい線状構造についても、本研究で用いたと同様の手法で解析することは、基本的に可能であり、また、興味ある問題だと考えています。

しかし、鋼管との比較となると、回答するに十分な情報は現在持ち合わせていません。

(2) 要素の分割数は7, 時間刻みは0.015秒で、1400ステップ計算しました。演算時間は東京大学大型計算機センターM280Hで2分30秒程度です。

(3) 本研究で対象としている渦励振では、運動に伴う付加的揚力を考慮していないので、自動振動の範ちゅうには入らないと考えています。簡易評価法についてですが、現状では未知の部分が多いので、現象の理解が先決だと考えています。

(4) 揚力モデルを不規則波へ応用することは、可能であり、ぜひとも試みてみたい研究題目だと考えています。

【討論】 榎木 亨, 後野正雄君 (1) 揚力の2倍, 3倍周波数成分と波の位相差について(4), (5)式で表現されているが, この式では $\pm 90^\circ$, 180° の位相差しか表せない。一方榎木らの実験では2倍周波数成分に対しては 50° , 3倍周波数成分では -45° という結果をえているが, この位相差の異なりについて如何お考えでしょうか。

(2) 図7及び図8において計算結果と実験値は同程度のピーク値をもち, 同様の分布をしていることから結論において同調時の変位が実験と計算で一致していると述べられている。しかし波動場の共鳴現象をとり扱う時構造物の固有振動周期と波の周期の比は重要なパラメーターと考えられ, 同調周期のずれが非常に大きな意味をもつものとする。このずれを考慮すれば計算と実験の差違は, 図7で2倍, 図8では5倍の差違となり同調時の計算に剛なパイプの C_L を用い得るとは結論づけることに無理があるのではないのでしょうか。同調周期を一致させた上での両者の比較をするべきと考えますが如何でしょうか。

【回答】 (1) 位相差を揚力モデルの式で考慮することは可能です。波周期の2倍で揚力が作用する場合を例にとると, 関数 $f(H)$ を除く部分(交番する矩形波になる)で基本的な揚力変動が作られます。次に, $f(H)$ によって1つ1つの矩形波をなめらかな波形にフェアリングするのですが, この際に, $f(H)$ をある値 $h(|h| \leq 1)$ で始まり, 1に達した後に $-h$ に至る関数とすることにより, 位相を加味します。波が規則波で構造の変位が小さな場合には, このように複雑な手順を踏む利点は余りありませんが, ランダム波の場合には流体と構造要素の相対運動が複雑に変化するため, 揚力を正弦波の重ね合せとして表現することは難しくなると考えています。位相については, 榎木らの結果を参考にした上で, 本研究の結果に基づいて, 零として計算を行ない実験とよい相関を得ています。

(2) 構造物の固有周期を算定する場合に, 付加質量の評価が結果に大きく影響するので, 実験と計算で同調周期に差が生じるのはやむを得ないと考えています。従って, 同一波周期における応答どうしを比較するよりは, 同調時の応答どうしを比較する方が, この程度と同調周期のずれの場合には良いと考えています。

【討論】 三沢敏夫君 (1) 固有周波数, 同調振幅の推定を行う場合, 付加質量(VIRTUAL MASS)の取り扱いが問題点の一つとして考えられますが, 今回の動的応答解析では, どのような付加質量分布を仮定し, その影響を算入されたのか御教示下さい。

(2) Fig. 7で $3\omega_W$ の場合のTransverse Displacement Amplitudeおよびin-line Displacement Amplitudeが同調周期近傍で実験値と計算値とで, あまり一致度が良くない理由の一つに, この付加質量に対する仮定の不具合が影響しているのではないかと思います。如何でしょうか。

【回答】 (1) 付加質量係数, 抗力係数についてはSarpkaya(参考文献(2)または(4))の結果図から, 局所のKC数, Re数の関数として読み取りました。揚力係数については吉田ら(参考文献(8))の結果図から局所KC数の関数として読み取りました。

(2) 波周波数の3倍の周波数で揚力が作用する場合について, 計算と実験で一致度が悪いのは, 御指摘の通り付加質量の評価が大きな原因の一つと考えています。また, 波周期が2.5秒にもなると, 造波機の実験能力の限界近くにあるため, 計算上仮定している波形と実際の波形にずれが生じている可能性もあります。

【討論】 影本 浩君 (1) 式中の $f(H)$ について, 位相を含めた関数 $f(H)$ の具体的な形はどのようなものですか。

(2) Fig. 7, Fig. 8について, 試験体Bのみならず, 試験体Cについて揚力方向変位の同調周期がモデルと実験で少し異なっているようにみえる。これらの同調周期のずれは, モデルの剛性, 付加質量などの推定誤差によるのでしょうか。あるいは, 他の原因が考えられますか。試験体Cについては, 応答解析に用いた減衰が実際よりも小さいとされていますが, 揚力方向変位の同調時の振幅量を比べるとよく一致しており, 減衰はむしろ適当であったと考えられないのでしょうか。応答計算に用いられた減衰の具体的な考え方, 値はどのようなものですか。

【回答】 (1) 榎木亨氏, 後野正雄氏への回答の(1)を御参照下さい。

(2) 御指摘の通り, 同調周期のずれの一因に付加質量の評価の問題があると考えています。考慮した減衰は, モリソン式および接線方向力中の, 相対速度の自乗に比

例する抗力項のみです。試験体先端は複雑な形状をしており、この部分に起因する抗力、特に、その周波数依存性については不明な点が多いので、波周期1.4秒で生じた実験と計算の差は、この点を評価しなかったことによると考えました。

【討論】北見 鎧一 君 (1) Fig.9において、波に対する揚力方向変位の位相差が、計算と実験で逆になっています。この原因として、本論文の計算では、 n を上向き正にとるとすると、相対速度直交方向を指示する方向ベクトル (Fig.2のA) が、揚力方向を相対速度の方向に対し必ず左に指定するためと考えられます。

渦の掃き出しが左右いずれから発生しはじめても、単一パイプの応答の場合は定量的に問題ないと思われませんが、ジャケットのように複数パイプから成る構造物の場合には、運動応答・構造応答でそれぞれ安全側の揚力推定を行うために、方向ベクトルの符号をコントロールすべきと思います。

(2) 下端自由の鉛直パイプの波による波直交方向の変位(内力)を設計的に評価する場合には、準静的な方法があれば便利と考えます。この場合、動的影響を考慮した等価な揚力係数(C_L')は、剛体パイプで得られている揚力係数(C_L)の何倍程度をとれば良いかが KC 数、パイプの固有周期との関係で整理されている必要があります。もし、整理されていれば御教示下さい。

【回答】(1) 御指摘の通り、単一パイプの場合に、渦の掃き出しは左右いずれから発生してもよいという自由度がありますが、複数のパイプから構造が成っている場合には、渦の掃き出し方向が特定される等、相互干渉の影響が無視できないので、別途の評価法、解析法を用いた方が良いと考えています。

(2) 準静的に、内力、変位を評価する場合に、動的影響を考慮した C_L' として、揚力係数 C_L の何倍を用いたらよいかとの質問に関しては、吉田ら(参考文献(8))の結果で、同調時に4ないし5という値が得られています。

【討論】伊藤 壮一 君 (1) (1)式で、右辺第2、第3項は、相対運動を考慮した慣性力項と述べられています。そうであれば、第2項についても

$$\rho A(\dot{V}_N - \dot{v}_N)$$

とは考えられないでしょうか。

(2) Fig.7, Fig.8ともに、2倍、3倍の周期の同調点が、計算と実験の結果で異なっていますが、主な原因は何だと考えれば良いでしょうか。

【回答】(1) (1)式は相対運動を考慮したモリソン式で、第2項がフルード・クリロフ力を表わしており、これで正しいものと考えています。例えば、物体を固定し、 $v_N = \dot{v}_N = 0$ とすれば、

$$f_N = -\frac{1}{2} \rho C_D D |V_N| V_N + \rho A C_M \dot{V}_N$$

流入が静止していれば、

$$f_N = -\frac{1}{2} \rho C_D D |v_N| v_N - \rho A (C_M - 1) \dot{v}_N$$

となります。

(2) 同調周期が実験と計算でずれている原因については、付加質量係数の評価が大きく影響しているものと考えています。

【討論】中村 孝幸 君 (1) 揚力の定式化について；揚力の定式化に当っては、入射波との関連において①揚力の周波数特性、②揚力の大きさの特性、③揚力の出現位相の3つの点を考慮して行く必要があると考えます。論文著者らの提案しておられる(3)式は、波の倍周波数の揚力成分あるいは波の3倍周波数の揚力成分が各々卓越する条件下では、式(4)あるいは式(5)を介して上記の①より③までの特性を踏まえた定式化と言えますが、倍周波数および3倍周波数の揚力成分が混在するような条件下では、両成分の線形重ね合せが不可能なため適用が困難で、一般性のある定式化とは言い難いと考えられますがいかがでしょうか。そして、Fig.7, 8に見られるような応答変位に関する実験値と予測値との差異には、上述したような揚力の定式化の不十分さということが大きく影響しているのではないかと推測されることがいかがでしょうか。

討論者も揚力の定式化については、過去において検討しており、上述した①より③までの特性に加え、揚力の出現の不規則性までも考慮した定式化を行っています。波の4倍周波数の揚力成分まで含めた各成分揚力の重ね合せが可能な式となっております。この式の応答予測に関する適用性を是非御検討いただければと思います。

(2) 揚力係数 C_L の増大現象について；著者らは、共振応答下における揚力係数 C_L の増大現象の主たる理由として、動的な効果による見かけの揚力の増加によるものとしておられます。しかしながら、現象論的に検討しますと、揚力の発生は円柱背後に形成される非対称な渦パターンに原因されるものであることが世界的に認められており、後流渦の形成パターンが静止円柱と運動円柱では異なることによって C_L の増大現象が出現したものと考えられます。この検証の一例として討論者は、波動運動下の可撓性円柱まわりに形成される後流渦の同期現象について実験的に確認しており、従来報告されているような C_L の増大現象は、主として形成される渦パターンの相違などによる流力弾性効果によるものではないかと考えますがいかがでしょうか。

【回答】(1) 本研究では、同調時の応答に関心を寄せたため、波周波数の2倍、3倍で作用する揚力成分を、それぞれの卓越する領域に分け、別個に取り扱いました