流体と固体の統一解法の構築*

(流体と固体の連成問題)

藤枝忠臣^{*1}, 和田壮二^{*2}, 棚橋隆彦^{*3}

Unified Solution Algorithm for Solids and Fluids

Tadaomi FUJIEDA, Soji WADA and Takahiko TANAHASHI^{*4}^{**} KEIO University, Dept. of Mechanical Engineering,
Hiyoshi 3-14-1, Kohoku-ku, Yokohama, Kanagawa, 223-8522 Japan

In this work, we propose a new unified-solution algorithm for solids and fluids by GSMAC-FEM. We use the Lagrangian description for displacement vectors field in solids, on the other hand, the Eulerian description for velocity vector field in fluids. And we carried out the analysis of static beam bending problem and dynamic visco-elastic response problem in order to verify validity of the present scheme for solid phase. Then the analysis of self-excited oscillation of a cylinder in uniform flow is performed as coupled vibration problem between fluid and solid.

Key Words: Finite Element Method, Computational Fluid Dynamics, Flow Induced Vibration, Vibration of Continuous System, GSMEC-FEM, ALE method, Viscous Flow

1. 緒 言

流体中の固体は流体と、固体の相互干渉によって自励的な渦励起振動が生じる。この固体と流体の相互作用による振動現象は、高速車両の姿勢制御、高層ビルの振動、血管内の血液流動など工業上様々な分野においてみられ、非常に重要な問題となっている。流体・固体の連成問題に関する数値解析による研究はいくつか行われており、それぞれ有為な結果を得ている。定岡らは、流れに垂直な方向のみ移動可能な弾性支持された一様流中の円柱の解析を行っている⁽¹⁾。また、大金らは流れ方向に垂直および平行に弾性支持された流体中の円柱の解析を行っている⁽²⁾。また、泉らは、一様流中における強制振動円柱および円柱の自励振動の三次元解析を行った^{(3),(4)}。しかし、これらの研究では、構造系は流体中に弾性支持された剛体として扱われてきた。ところが、実際の構造系は弾性体または粘弾性体そのものであり、連続体として取り扱う必要がある。構造体と流体ではその数値解析手法が大きく異なっており、同時に取り扱うことが困難であった。そこで、本報で提案するスキームでは、固体の解析に対し、一般に流体の解析で用いられる流速を変数とする Galerkin 法を用いて解析を行う。これにより、容易に流体と固体が同時に解析可能なスキームを構築することができる。また、流体の解析には GSMAC

(Generalized Simplified Marker and Cell)-FEM (Finite Element method)⁽⁵⁾を基本とし、移動境界問題に対し ALE 法 (Arbitrary Lagrangian-Eulerian method) を適用したスキームを用いる。本解析では、固体解析スキームの検証問題として、方持ち梁の曲げ問題、クリープ問題および動的粘弾性問題を取り上げ、固体スキームの有効性を確認する。また、流体スキームの検証問題として、一様流中の静止円柱の解析を取り上げる。さらに、本スキームを用いて一様流中の円柱の渦励起振動解析を例に取り、流体・固体連成問題の解析を行い、 Re 数、固有振動数、ヤング率が流動および変形に与える影響を検証する。なお、本論文の解析はすべて二次元解析である。

主な記号

c_i	: 相対速度
C_D	: 揚力係数
C_L	: 揚力係数
e_{ij}	: 変形速度テンソル
E_{ij}	: ひずみテンソル
E	: ヤング率
f	: 固有振動数 (入力値)
f_R	: 固有振動数 (実測値)
p	: 圧力
Re	: レイノルズ数
St	: ストローク数
u_i	: 変位ベクトル
v_i	: 速度ベクトル

* 原稿受付 1999年2月22日.

^{*1} 学生員, 慶應義塾大学大学院 (〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1).^{*2} 慶應義塾大学大学院.^{*3} 正員, 慶應義塾大学理工学部.

E-mail: taka@mech.keio.ac.jp

x_i : 実空間座標
 η_r : $(=\eta_s/\eta_f)$ 固体・流体粘度比
 η_f : 流体粘度
 η_s : 固体粘度
 ν : ポアソン比
 ρ_r : $(=\rho_s/\rho_f)$ 流体・固体密度比
 ρ_f : 流体密度
 ρ_s : 固体密度
 σ_{ij} : 応力テンソル
 τ_{ij} : 余剰応力テンソル

添字記号

* : 有次元量

2. 基礎方程式

解くべき運動方程式は、流体・固体ともにオイラーの運動方程式であり、次のように記述される。

$$\frac{dv_i^*}{dt^*} = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial x_j^*} \quad (1)$$

ここで、 d/dt は実質時間微分である。また、上添え字*は有次元量であることを意味する。流体と固体の差異はそのレオロジー特性を記述する構成方程式に現れる。ここでは、流体の構成方程式として非圧縮流体のニュートンの粘性則を、固体の構成方程式として線形フックモデルを用いる。その結果、流体および固体の σ_{ij} は次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle \text{流体} \rangle \\ \sigma_{ij}^* = -p^* I_{ij} + \tau_{ij}^* = -p^* I_{ij} + 2\eta_f^* e_{ij}^* \\ e_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial v_j^*}{\partial x_i^*} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \langle \text{固体} \rangle \\ \sigma_{ij}^* = \frac{E^*}{(1+\nu)} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(E_{ij}^*) I_{ij} + E_{ij}^* \right) + \eta_s^* e_{ij}^* \\ E_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで(1)~(3)式に無次元化を行い、流体には非圧縮仮定を用いると、次の支配方程式群が得れる。ただし、時間微分項は流体では ALE 表示、固体では Lagrangian 表示とした。

$$\begin{aligned} \langle \text{流体} \rangle \\ \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - c_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\tau_{ij} = 2e_{ij}, \quad e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

<固体>

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho_r Re} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \frac{E}{(1+\nu)} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(E_{ij}) I_{ij} + E_{ij} \right) + \eta_r e_{ij} \\ E_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

なお、上式は以下のように無次元化されている。

$$\begin{aligned} c_i &= c_i^*/U^* \\ E &= E^*/(U^* \eta_f^*/L^*) \\ Re &= \rho_f^* U^* L^*/\eta_f^* \\ u_i &= u_i^*/L^* \\ v_i &= v_i^*/U^* \\ x_i &= x_i^*/L^* \\ \eta_r &= \eta_s^*/\eta_f^* \\ \rho_r &= \rho_s^*/\rho_f^* \\ \sigma_{ij} &= \sigma_{ij}^*/(\eta_f^* U^*/L^*) \\ \tau_{ij} &= \tau_{ij}^*/(\eta_f^* U^*/L^*) \end{aligned}$$

3. 流体・固体統一解法

本解析では、流体相の解析に GSMAC-FEM を用いる。また、流体相の移動境界問題に対して ALE 法を用いる。固体相の解析では、空間の離散化に通常流体解析で用いられる流速を変数とした Galerkin 法を用いる。時間積分法には時間増分法を用いる。式(5)の弾性部分の増分をとると、次式が得られる。

$$\dot{d} \sigma_{ije} = \frac{E}{(1+\nu)} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(dE_{ij}) I_{ij} + dE_{ij} \right) \quad (9)$$

ここで、下添え字 e は弾性部分であることを意味する。また、 $\dot{d}$ は変形と回転による見かけの増分を含めた増分である。 $\dot{d}$ と Lagrangian 的増分 d の間には次の関係が成り立つ。

$$\dot{d} \sigma_{ije} = d \sigma_{ije} - \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \sigma_{kje} + \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \sigma_{kie} \right) \quad (10)$$

ここで、微小時間 Δt の間で式(11)の近似が成り立つことを考慮すると、式(9)、(10)は式(12)のように記述される。

$$dE_{ij} = e_{ij} \Delta t, \quad u_i = v_i \Delta t \quad (11)$$

$$d \sigma_{ije} = \Delta t \left[\frac{E}{1+\nu} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(e_{ij}) I_{ij} + e_{ij} \right) + \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} \sigma_{kje} + \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \sigma_{kie} \right) \right] \quad (12)$$

式(12)は独立変数として流速のみ用いているため、従来流体計算で用いられてきた Galerkin 法がそのまま適用可能である。式(7), (8)は本来陰的に扱うのが望ましいが、本研究で開発するスキームでは、計算速度の向上を計るため、陽的な計算の反復により陰的な離散化を表現する手法を適用する。以下にそのアルゴリズムを示す。

Step 1) n 時刻の値を反復ステップの初期値とする。

$$\sigma_{ije}^l = \sigma_{ije}^n \quad (13)$$

$$v_{ij}^l = v_{ij}^n \quad (14)$$

Step 2) 反復ステップ m の値を用いて $m+1$ ステップの予測値を求める。

$$d\sigma_{ije}^{m+1} = \Delta t \left[\frac{E}{1+\nu} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(e_{ij}^m) I_{ij} + e_{ij}^m \right) + \left(\frac{\partial v_i^m}{\partial x_k} \sigma_{kje}^m + \frac{\partial v_j^m}{\partial x_k} \sigma_{kie}^m \right) \right] \quad (15)$$

$$\sigma_{ije}^{m+1} = \sigma_{ije}^n + d\sigma_{ije}^{m+1}, \quad \sigma_{ij}^{m+1} = \sigma_{ije}^{m+1} + \eta_i e_{ij}^m \quad (16)$$

$$v_i^{m+1} = v_i^n + \Delta t \frac{1}{\rho_i Re} \frac{\partial \sigma_{ij}^{m+1}}{\partial x_j} \quad (17)$$

Step 3) $v_i^{m+1} = v_i^m$ となるまで Step 2) を反復し、次式のように $m+1$ の値を $n+1$ 時刻の値とし、時間進行する。

$$v_i^{n+1} = v_i^{m+1} \quad (18)$$

$$\sigma_{ije}^{n+1} = \sigma_{ije}^{m+1} \quad (19)$$

以下に、本スキームのアルゴリズムを示す。

Fig. 1 Algorithm of the present method

4. 固体スキームの検証

4.1 梁の曲げ問題 ここでは、固体スキームの静的検証問題として梁の曲げ問題を取り上げる。図2に梁の上面に一樣な分布荷重を加えた場合の y 方向の変位を材料力学による予測値と共に示す。プロットが解析結果、実線が材料力学による予測値である。この図から、本解析結果は材料力学による予測値と良好に一致しており、固体の静的挙動を良く表現しているといえる。

Fig. 2 Static beam bending problem

4.2 クリープ問題 次に、静的な減衰効果の検証を行うために、正方形キャビティーの下面に一定荷重を加え、その下面の変位の時間的変化を調べるクリープ問題を取り上げる。図3に横軸に時間を、縦軸に変位を取ったグラフを示す。比較のため、一次元のバネ・ダッシュポット系の厳密解をあわせて示した。プロットが本解析結果、実線が一次元バネ・ダッシュポット系の予測値である。遅延時間 ($\tau^* = \eta_s^*/E^*$) が最も短い場合は、減衰率が小さいため振動的な解が得られているが、他の結果は、本解析結果は厳密解と良好に一致しているといえる。

Fig. 3 Creep problem

4.3 動的粘弾性特性 本スキームの動的特性を検証するため、正方形キャビティの下面にサイン波による動的変位を与えてやり、キャビティ内の平均応力の応答を調べた。図4は横軸に時間を、縦軸に変位および応力を取ったものである。なお、これらの応力および変位は最大値が1となるように正規化してある。この図より、本スキームは遅延時間の増加にともない応答の位相遅れが大きくなる様子を捕らえていることがわかる。より定性的な検証をするため、図5に横軸に遅延時間を、縦軸に入力・応答の位相差をとったグラフを一次元フォークトモデルの厳密解と共に示す。厳密解は一次元振動を仮定していることを考えると、本解析結果は厳密解と良好に一致しているといえる。

Fig. 4 Dynamic visco-elastic responses

Fig. 5 Phase lag as a function of retardation time

5. 流体スキームの検証

ここでは、流体スキームの検証問題として一様流中の円柱周りの流れ解析を取り上げた。解析モデルおよび境界条件は第6章の流体・固体連成解析と同一のものをを用いる。図6に横軸に Re 数を、縦軸に St 数の逆数および抗力係数 C_D としたグラフを示す。また、比較のため他者の実験結

果⁽⁶⁾および横井らの数値解析結果⁽⁷⁾をともに示す。 St 数については、本解析結果は実験結果と良好に一致している。 C_D については定量的には実験結果と若干相違が見られるものの、横井らの結果と比較しても遜色のない解析結果が得られたといえる。

Fig. 6 Drag coefficient and inverse of Strouhal number as a function of Reynolds number

6. 流体・固体連成問題

6.1 解析モデル及び解析条件 本解析では、固体流体連成問題として、一様流中の弾性体円柱の解析を行った。図7に解析モデル図を示す。境界条件は入り口に無次元流速1の一様流を、出口条件に次式で表されるゾンマーフェルトの放出条件⁽⁷⁾を用いた。 Re 数は60および1100とし、無次元化されたヤング率 E は $Re=60$ では 1.0×10^3 から 1.0×10^6 、 $Re=1100$ では 2.0×10^5 から 1.0×10^6 までとした。固体は平面応力条件の2次元近似を用い、円柱中心の4要素で拘束されている。本研究で提案する手法では円柱のマクロな挙動のみでなく、円柱内の応力分布や局所的な変形も把握することができる。

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + U \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (20)$$

Fig. 7 Analytical model

本解析では、4 接点アイソパラメトリック要素の非構造格子を用いた。円柱近傍で詳細な格子を用いた不等分割格子を用いた。本解析では、境界層厚さの相違を考慮し、 $Re=60$ と $Re=1100$ の場合で異なった格子を用いて解析を行った。 $Re=60$ の解析で用いた格子は総要素数 1708 要素であり、最小格子幅は 0.043 である。 $Re=1100$ の解析で用いた格子は、総要素数 8700 要素で、最小格子幅は 0.013 である。図 8 に円柱近傍の解析格子図を示す。なお、図中の太い実線は液体相と固体相の境界を意味する。 $Re=60$ は液体相にそれほど詳細な格子を必要としないため、流体と固体の格子に連続な格子を用いている。それに対し、 $Re=1100$ の場合は境界層が薄く、詳細な格子を必要とする。そのため、 $Re=1100$ の格子は固体格子 1 つにつき複数の流体格子が接している。流体格子に接する固体格子の中間節点の流速は、その固体格子の両端の流速を用いて線形補間により求める。また、流体から受ける流体力はその固体格子に接する全ての流体格子からの寄与を面積積分して固体側に伝える。

(a) $Re=60$ (1708 elements)

(b) $Re=1100$ (8700 elements)

Fig. 8 Figures of the finite element meshes

6.2 固体の固有振動数 固体の場合、固有振動数はヤング率や密度といった物性値のみでなく、断面形状や拘束条件によっても変化する。そのため、条件として入力した物性値のみから固有振動数を推測することはできない。そこで、本報では円柱に x 方向一様な荷重を加え、その際生じる自由振動の周期を数値実験的に観測し、入力固有振動数 f とした。固有振動数は $\sqrt{E/Re\rho_r}$ に比例すると考えられるため、 E と ρ_r 変化させ、 f と $\sqrt{E/Re\rho_r}$ の線形回帰を行った。その結果、次の関係式が得られた。

$$f = 0.225 \sqrt{\frac{E}{\rho_r Re}} \quad (21)$$

なお、この回帰直線の相関係数 R は 0.99 であった。以下の解析では、各 Re 数、ヤング率に対し、密度比 ρ_r を変化させ、入力固有振動数を変化させる。 Re 数、ヤング率、密度比、入力固有振動数の関係は式(18)を用いる。

6.3 $Re=60$ の解析 ここでは、 $Re=60$ の解析結果を示す。図 9 は重心座標の y 座標の時刻歴である。ここでは、ヤング率 E は 1.0×10^5 とし、入力固有振動数 0.1, 0.12, 0.14 の 3 ケースについて示した。ここで用いた入力固有振動数は、流体の渦の放出振動数である St 数に近い値、固有振動数による振動と渦振動による振動が干渉をおこし、うなりが生じていることがわかる。入力固有振動数が 0.1 の場合は比較的振幅が小さいが、0.12 の場合は渦周期と固有振動周期による振動が共振をおこし、非常に強い振動が生じていることがわかる。入力固有振動数が 0.14 になると共振振動数を超えるため、再び振幅が小さくなっていることがわかる。

Fig. 9 y-component of the displacement of the centroid

図 10 に横軸に入力振動数を、縦軸に重心の y 座標の変位の振幅をとったグラフを示す。なお、 $E=1.0 \times 10^3$ において $f=0.13$ では振幅が過剰に大きくなったため、格子が崩壊してしまい、解析不可能となった。このグラフからも共振点付近において強い振動が生じていることがわかる。 $E=1.0$

$\times 10^3$ 以外の解析では $f=0.12$ で共振をおこし振幅が最大になっているが、 $E=1.0 \times 10^3$ では $f=0.13$ で振幅最大となっている。これは、渦周期が固体固有振動周期と一致するいわゆるロックイン現象が生じているためであると考えられる。また、 $E=1.0 \times 10^4$ 以上のヤング率では、ヤング率が増加すると振幅自身傾向は小さくなるが、入力振動数に対する振幅の変化の様子はヤング率に依存せず一定であることが分かる。

Fig. 10 Amplitude of y-component of the centroid as a function of natural frequency

図 11 に重心の y 座標の時刻歴にスペクトル解析を行った図を示す。横軸は振動数を、縦軸はスペクトル密度をそれぞれ意味する。各ヤング率とも、固体の固有振動数での振動と渦放出周期で振動の 2 つモードで振動していることがわかる。なお、実際の振動の周期 f_R は入力固有振動数 f より 20% 程度高い値となっている。 $E=1.0 \times 10^4$ 以上のヤング率では固有振動数での振動と渦振動での振動がほぼ同程度の強さで振動している。それに対し、 $E=1.0 \times 10^3$ の解析では、共振周波数近傍を除き、固有振動数での振動が非常に弱い値を示している。

図 12 に横軸に入力固有振動数を、縦軸に固有振動数による振動のスペクトル密度と渦周期によるスペクトル密度の比 (f_r のスペクトル密度 / St のスペクトル密度) を取ったグラフを示す。ヤング率が 1.0×10^4 以上の解析結果では、スペクトル比は 1 近傍の値を示し、その入力振動数に対するスペクトル比の変化の傾向も非常に似通っている。それに対し、ヤング率が 5.0×10^3 以下になると、共振周波数より著かに高い振動数で強い固有振動数での振動が観測される。また、それ以外の入力固有振動数では、渦振動の周期の振動が支配的になっている。この傾向はヤング率が低下するほど顕著に表れている。これは、ヤング率が低下すると、固体の振幅が大きくなり、渦周期近傍の固有振動数では、ロックイン現象が生じているためと考えられる。ロックインが起こらない領域の固有振動数では剛性が低いため、渦振動の影響を強く受け、渦周期による振動が支配的にな

ったものと考えられる。図 13 に揚力係数 C_L にスペクトル解析を行った結果を示す。なお、 $E=1.0 \times 10^3$ における $f=0.13$ の解析結果では、固体格子が破壊する直前 ($t=100$) までの結果について解析を行ったものである。 $E=1.0 \times 10^5$ の結果では、渦は St 数の周期のみで放出され、固体の振動の影響を受けていないことがわかる。それに対し、 $E=1.0 \times 10^3$ の解析結果では $f=0.13$ でロックイン現象が生じ、渦が固体の固有振動の周期で放出されていることがわかる。また、 $f=0.14$ では、 St 数の周期および固有振動数での周期の双方で渦の放出が行われていることが分かる。

(a) $E=1.0 \times 10^3$

(b) $E=1.0 \times 10^4$

(c) $E=1.0 \times 10^5$

Fig. 11 Spectrum analysis of y-component of the centroid

Fig. 12 Ratio of spectrum density between natural frequency and St number

(a) $E=1.0 \times 10^3$

(b) $E=1.0 \times 10^5$

Fig. 13 Spectrum analysis of C_L number

6.4 $Re=1100$ の解析 図 14 に $Re=1100$ の場合における重心座標の変位を示す。なお、ヤング率は 10×10^6 とした。 $Re=60$ の場合と同様、共振振動数より低い振動数では振幅が小さく、共振振動数では非常に強い振幅で振動し、さらに高い振動数では再び振幅が小さくなる様子が捉えられている。また、 $Re=60$ の場合と比較して振動の不規則度が増しており、多数の振動数で振動していることが分かる。

図 15 に重心座標の y 成分にスペクトル解析を行った結果を示す。横軸に振動数、縦軸にスペクトル密度をそれぞれとったグラフである。 $Re=1100$ では、実際の固有振動数 f_R

は入力固有振動数 f より 70~80% 高い値を示している。この図より、 $Re=1100$ では、 $Re=60$ の結果と比較して、多数のモードで振動していることが分かる。 $E=5.0 \times 10^5$ の解析結果では、共振振動数より僅かに高い $f=0.15$ のにおいて、ロックイン現象に起因する固有振動数での強い振動が見られる。 $E=1.0 \times 10^6$ では振幅が小さいため、ロックイン現象は現れていない。

Fig. 14 y-component of the displacement of the centroid

(a) $E=1.0 \times 10^6$

(b) $E=5.0 \times 10^5$

Fig. 15 Spectrum analysis of y-component of the centroid

図 16 に $f=0.15$ の場合における C_L 数にスペクトル解析を行った解析結果を示す。 $E=1.0 \times 10^6$ の解析結果と $E=5.0 \times$

10^5 の解析結果を比較すると $E=1.0 \times 10^6$ の結果では, St 数の周期で強いスペクトルのピークを示しているのに対し, $E=5.0 \times 10^5$ の解析結果では, ロックイン現象により, St 数でのピークが若干鈍り, 固体の固有振動数近傍 ($0.25 \sim 0.26$) での振動が強くなっていることが分かる。しかし, $Re=60$ で見られた様な顕著なロックイン現象は見受けられなかった。これは, $Re=1100$ では, $Re=60$ の場合と比較し St 数の周波数で非常に強いスペクトル密度を示すため, 渦の放出が固体の振動の影響を受け難いためと考えられる。

しかしながら, $Re=1100$ では円柱後方の渦は三次元性を示すことが知られており, 二次元解析である本解析結果は必ずしも実際の固体の振動現象を正確に再現してわけではない。三次元解析では二次元解析と比較して抗力係数のスペクトル分布の幅がひろく, ロックイン現象も顕著に現れることが知られている^{(3),(4),(9)}。したがって, 実際の固体の振動現象は本解析結果と比較して y 方向変異のスペクトルの複雑な分布およびロックイン現象がより顕著に表れるものと考えられる。渦の三次元性に起因した振動現象の解析については今後の課題としたい。

(a) $E=1.0 \times 10^6$

(b) $E=5.0 \times 10^5$

Fig. 16 Spectrum analysis of C_L number ($f=0.15$)

7. 結 言

本報では, 流体・固体を統一的に解析可能なスキームを構築し, その有効性を確認するとともに, 一様流中の固体円柱の自励振動解析を行った。その結果, 以下の知見を得た。

1. 本解析で提案する固体解析スキームにより得られた静的・動的な変形の解析結果は, 理論解と良好に一致し, 本スキームの有効性が確認された。
2. 本解析で用いた流体解析スキームを用いて一様流中の静止円柱の解析を行った結果, 実験結果および他者の数値解と良好に一致し, 本解析で用いた流体解析スキームの有効性が確認された。
3. 本研究で提案する流体・固体統一スキームを用いて, 一様流中の弾性体円柱の自励振動解析を捉えることができた。
4. 本解析では, 渦放出周期が固体の振動周期と同期するロックイン現象を捉えることができた。しかし, $Re=1100$ の解析結果では $Re=60$ ほどには顕著なロックイン現象が生じなかった。

今後は三次元化を行うとともに, より定量的なスキームの検証を行う予定である。

謝辞: 本研究の一部は (財) 河上記念財団 (The Kawakami Memorial Foundation) の助成によった。ここに付記し, 感謝の意を表す

参考文献

1. 定岡・梅垣, 機論, **60**-577, B, (1994), 2992.
2. 大金・宮田・佐久田, シミュレーション, **12**-577, (1993), 2992.
3. 泉・谷口・川田・小林・足立, 機論, **62**-594, B, (1996), 434.
4. 泉・谷口・川田・小林, 第76期日本機械学会全国大会講演論文集, **3**, (1998), 85.
5. 棚橋・斎藤, 京都大学数理解析研究所講究録, **548**, (1985), 122.
6. 豊倉・亀本, 流体力学, 朝倉出版, (1988), 233.
7. 横井・亀本・松本, 第9回数値流体シンポジウム, (1995), 35.
8. 吉田・中村, 機論, **59**-558, B, (1993).
9. 和田・藤枝・棚橋, 機械学会年次大会講演論文集, No. 99-1, (1999), 77.