

安定成層した非粘性流体中に地形効果により励起された内部重力波の数値解析

内田, 孝紀
九州大学大学院総合理工学研究科 : 博士課程

大屋, 裕二
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/4744056>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 85, pp.13-22, 1999-02. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



安定成層した非粘性流体中に地形効果により 励起された内部重力波の数値解析

内 田 孝 紀^{*1} 大 屋 裕 二^{*2}

A Numerical Study of Internal Gravity Waves Excited Topographically in Stably Stratified Inviscid Fluid

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

Abstract

Stably stratified inviscid fluid over a two-dimensional hill in a channel of finite depth is investigated numerically by using a DNS (Direct Numerical Simulation) based on a MDFDM (Multi-Directional Finite-Difference Method). Attention is focused on the periodic unsteadiness in the flow around the hill for the cases of $1 < K (=NH/\pi U) \leq 2$ (strong stratification), where N is the buoyancy frequency, H is the domain depth and U is the upstream uniform velocity. The numerical results obtained are compared with those of a viscous fluid at a Reynolds number $Re=500$ and it is shown that the flow unsteadiness is mainly due to the detaching of upstream advancing columnar disturbances with mode $n=1$ as well as the viscous fluid.

Key words: Stably Stratified Inviscid Fluid, Two-Dimensional Hill, Unsteady Flow, Columnar Disturbance, Direct Numerical Simulation, Multi-Directional Finite-Difference Method

1. は じ め に

筆者らは既に有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層した粘性流体に関して、DNS¹⁾やLES²⁾に基づいた差分解析を行い、地形周囲流の詳細な検討を行ってきた。特に strong stratification ($1 < K \leq 2$) で観察される地形周囲流の非定常性と地形上流へ伝播する columnar disturbance (以下 col.dist. と称する) の挙動との関係に注目し、以下のような興味深い知見を得た。ここで、 K は無次元成層パラメータで $K = NH/\pi U$ 、 N は浮力振動数、 H は流路深さ、 U は地形への一様近寄り流速である。1) $K=1.25, 1.5$ では地形周囲流の周期的な非定常性が継続して観察され、 $K=1.75, 2$ ではその非定常性が計算初期に出現した。2) この非定常性の発生メカニズムは、強弱の循環を有し地形上流へ一つの渦のように周期的に放出される1次モードの col.dist. に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変化するためであることを示した。3) $K=1.75, 2$ では時間の経過とともに1次モードの

col.dist. は消滅し、代わって2次モードの col.dist. が支配的になり地形周囲流はほぼ定常になった。しかし、我々の粘性流体に関する計算結果¹⁾²⁾と最近報告された非粘性流体に関する計算結果³⁾⁴⁾との間には以下に述べるような幾つかの違いが見られた⁵⁾。

最近、有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層した非粘性流体に関して、Lamb³⁾とRorrmn et al.⁴⁾によって数値的研究が報告された。Lamb³⁾はプロジェクション法を用いた2次元計算を行い、 $1 < K < 2$ で地形周囲流の周期的な非定常性を確認している。彼は彼の計算結果において地形への近寄り流れを恒久的に変形させるような col.dist. は存在しなかったと報告している。一方 Rorrmn et al.⁴⁾はスペクトル法を用いた2次元計算を行い、 $1 < K \leq 2$ で地形周囲流の周期的な非定常性を確認している。また、彼らは地形周囲流の振動周期 T_n を線形理論から以下のように導出している。但し、 n はモード数である。

$$T_n = \frac{2}{n} \left[\left(\frac{K}{n} \right)^{2/3} - 1 \right]^{-3/2} \frac{H}{U} \quad (1)$$

彼らは彼ら自身の計算結果を含め、過去の室内実験⁶⁾と数値計算^{3) 7)}で得られた地形周囲流の振動周期は(1)式と良い一致を示すと報告している。しかし、著者の粘性流体を対象とした数値計算^{1) 2)}においては地

1998年10月30日 受理

*1 九州大学大学院、総合理工学研究科、大気海洋環境システム学専攻、後期博士課程3年

*2 九州大学応用力学研究所

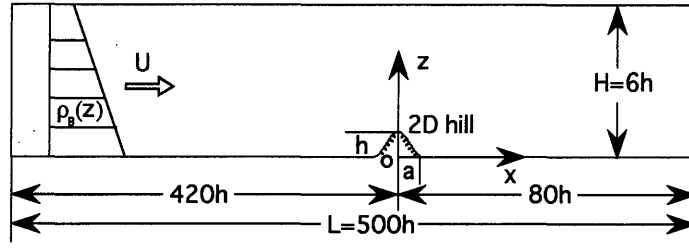


Fig. 1 Flow arrangement.

形周囲流の振動周期は(1)式とかなり異なる結果を示した。

そこで本研究ではこれらの違いを調べるために、有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層した非粘性流体に関して、DNSに基づいた差分解析を行った。特に非粘性流体における1) col.dist.の有無、2) 地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムとその振動周期（(1)式との比較）に注目した。

2. 2次元丘陵地形を過ぎる密度成層した非粘性流体の基礎式

有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層した非粘性流体を考える。但し、非圧縮性の Bousinesq 流体で密度の非拡散を仮定する。Fig. 1 に計算領域を示す。地形高さを h として有限な流路深さは $H=6h$ 、水平方向長さは $L=500h$ とする。特に地形上流へ伝播する col.dist. の流入境界への到達を遅らせるために、地形上流は $420h$ と非常に長く設定している。地形形状は $H(x)=0.5 \times \{1 + \cos(\pi x/a)\}$ で、その範囲は $|x| \leq a$ である。ここで、パラメータ a は3とする。地形への近寄り流速 U は一様で、地形から十分上流において鉛直方向に線形な密度勾配 $(d\rho_B(z)/dz = -1)$ を有する基本密度場を考える。本研究の基礎式は連続の式、Euler の運動方程式、密度方程式であり、無次元形では以下ようになる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\rho \delta_{i3}}{Fr^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = w \quad (4)$$

ここで、 $x_i = (x, z)$ は物理座標成分、 $u_i = (u, w)$ は物理速度成分、 t は時間、 p は圧力、 ρ は密度である。(2)式中の Re と Fr は Reynolds 数 $(= \rho_0 U h / \mu)$ と Froude 数 $(= U / N h)$ である。但し、 ρ_0 は参照密度、 μ は粘性係数、 N は浮力振動数(プラントパイサラ振動

数) $N^2 = -(g/\rho_0)(d\rho_B(z)/dz)$ 、 g は重力加速度である。計算対象が有限な流路深さ H を有するので、 H を含む無次元成層パラメータ $K(= NH/\pi U)$ が境界条件を含んだ支配パラメータとして存在する。本研究ではこの K を用いて計算結果を整理する。

3. 数値計算法などの概要

数値計算法は MAC 法⁸⁾に基づく。よって、圧力は(3)式の発散を取って得られる Poisson 方程式から SOR 法を用いて算出する。圧力に関する Poisson 方程式、(3)式、(4)式は一般曲線座標系 $(x=x(\xi, \zeta), z=z(\xi, \zeta))$ を導入し、多方向差分法⁹⁾に基づいて離散化を行う。計算格子上的変数配置はレギュラー配置である。すなわち、全ての物理量は同一格子点に定義される。(3)式、(4)式の時間積分法は Euler の1次陽解法である。空間項の離散化は(3)式、(4)式の移流項を除いて全て2次精度中心差分、移流項に関しては3次精度風上差分である K-K スキーム¹⁰⁾とする。格子点数は主流方向(x)と鉛直方向(z)に 421×101 点である。Fig. 2 に地形近傍の計算格子を示す。地形近傍における流れの挙動を精度良く捉えるために計算格子を丘陵地形の表面に十分引き付けている。Fig. 3 に境界条件を示す。特に速度の境界条件については地形を除く上流と下流の地面上と流路の上部境界上に滑り条件を課している。計算は $K=1, 1.25, 1.5, 1.75, 2, 2.25$ に対して行い、計算結果は同時に行った粘性流体の計算結果(Reynolds 数 $Re(= Uh/\nu)=500$)と比較した。但し、 ν は動粘性係数であり、また非粘性流体の計算と同じ計算格子(421×101 点)を用いた。

4. 計算結果と議論

4.1 成層度 K に対する地形周囲流の変化

Fig. 4 に各成層度 K における瞬時の流線図を示す。但し、 $K=1, 2.25$ 以外は後述の Fig. 6 に示す地形の抗力係数 Cd の極大値に対応する。地形形状が比較的

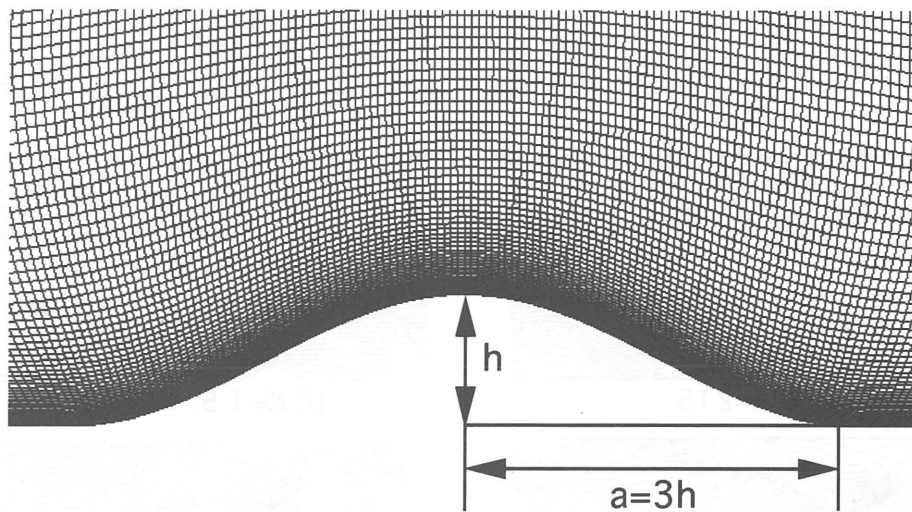
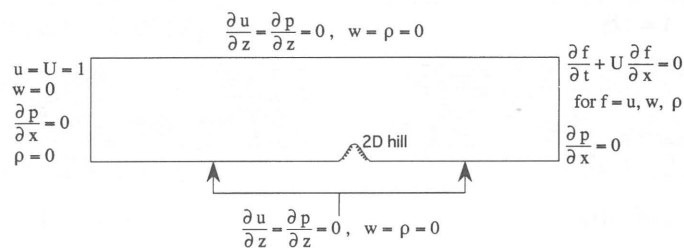
Fig. 2 Computational grid near the hill (total: 421×101 mesh points).

Fig. 3 Boundary condition.

緩やかであるので、非粘性流体 (Fig. 4(a)-(f))、粘性流体 (Fig. 4(g)-(l)) の両者ではほぼ同様な流れパターンが得られた。風下波が地形下流に励起され、成層度 K の増加とともにその波長は徐々に短くなっている。これは後述の Fig. 5 (Fig. 4 の瞬時の流線図に対応した $\Delta\phi$) から分かる。 $K=1.25, 1.5$ では風下波の下降流と上昇流に伴い、地形近傍で流路の上部境界上と地形下流の地面上にローター (剥離領域) がそれぞれ誘起されている。それらの形成位置は成層度 K の増加、すなわち、風下波の波長が短くなるとともに地形に近づいている。 $K=2.25$ では風下波の碎波が見られる。

Fig. 5 に Fig. 4 の瞬時の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表す流線図 ($\Delta\phi$) を示す。すなわち、 $\Delta u = u - U$ と $\Delta w = w$ の流れ場に対する流線図を示す。これは地形下流の風下波や地形上流へ伝播する col.dist. などを反映する。非粘性流体 (Fig. 5(a)-(f))、粘性流体 (Fig. 5(g)-(l)) の両者ではほぼ同様な流れパターンが得られた。地形上流に注目する。 $K=1$ では一つの閉じた流線群が地面上の地形から形成さ

れ、その先端が地形上流へ伸びている。これは 1 次モードの col.dist. の存在を示唆するものであり、時計回りの循環を有する。 $K \geq 1.25$ では 1 次モードの col.dist. は一つの渦のように地形上流へ放出されている。成層度 K の増加とともに、1 次モードの col.dist. はより短い周期で地形上流へ放出されている (後述の Fig. 6 の u_1 を参照)。非粘性流体では $K \geq 1.25$ で反時計回りの循環を有する 1 次モードの col.dist. (図中に点線で表示) が流路上方から地形上流へ放出されている。但し、 $K=1.25, 2$ ではこの図からその存在は確認されないが、後述の Fig. 6 の u_1 から分かる。次に地形下流に注目する。成層度 K の増加とともに閉じた流線群が小さく、かつ複雑になっている。これは Fig. 4 で述べたように成層度 K の増加とともに風下波の波長が徐々に短くなっていることを反映している。

Fig. 6 に各成層度 K における地形の抗力係数 C_d と以下の (5) 式で算出した u_1, u_2 の時刻歴 ($0 \leq t \leq 500$) を示す。但し、非粘性流体の $K=1.25$ (Fig. 6(b)) は $t=1000$ まで表示している。

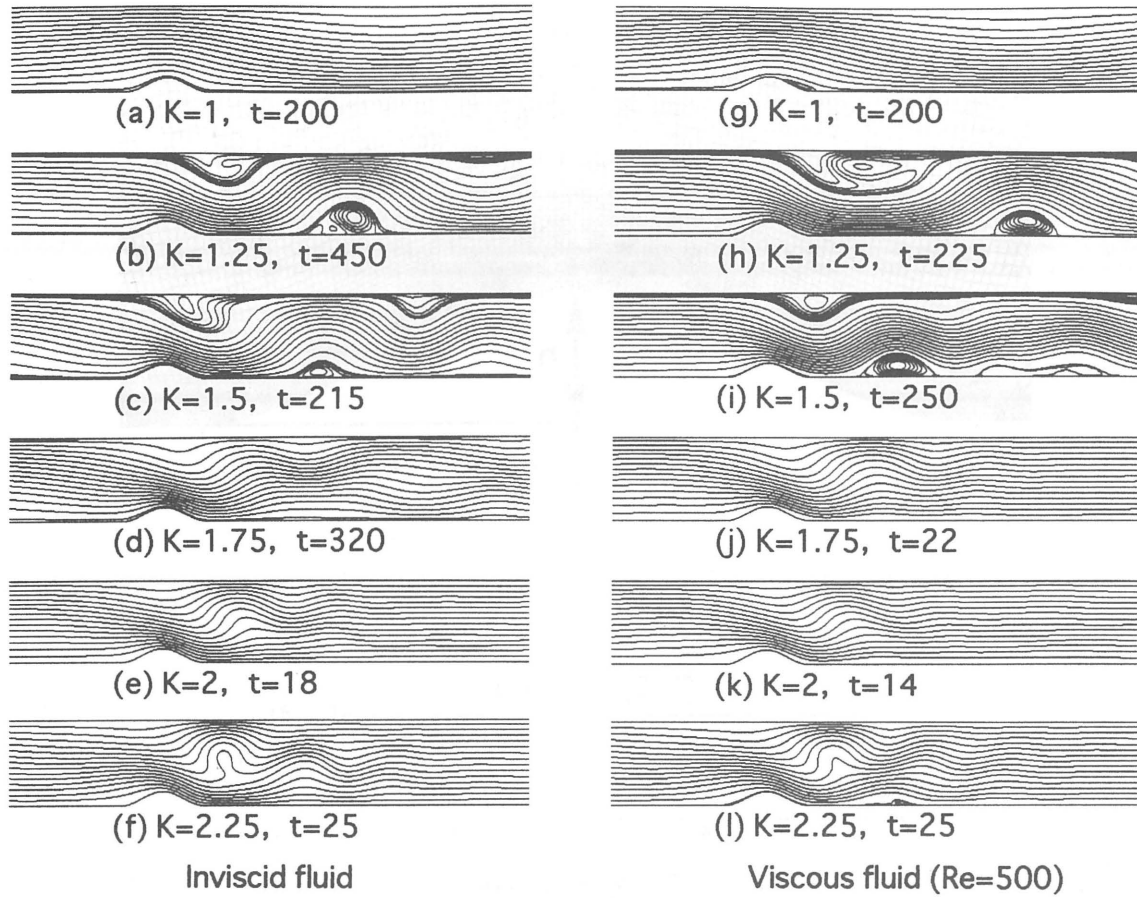


Fig. 4 Instantaneous streamlines.

$$u_n = \frac{2}{H} \int_0^H \left(\frac{\Delta u}{U} \right) \cos\left(\frac{n\pi z}{H}\right) dz \quad (5)$$

この u_n は地形の上流断面 ($x = -4h$, 但し, h は地形高さ) の $\Delta u = u - U$ を流路深さ H 全体にわたってフーリエ解析したものである。すなわち, 1 次モードと 2 次モードの col.dist. の強さを意味するものである。 Cd の変動に注目する。 $K=1, 1.25, 1.5, 2$ では非粘性流体 (Fig. 6(a)-(c), 6(e)), 粘性流体 (Fig. 6(f)-(h), 6(j)) の両者ではほぼ同様な結果が得られた。すなわち, $K=1$ では Cd の変動は $t \geq 100$ でほぼ一定値を示している。これは地形周囲流がほぼ定常であることを意味する。但し, 時間の経過とともに風下波の波長が徐々に伸長していることを反映して Cd の変動はある一定値には収束していない。 $K=1.25, 1.5$ では Cd の変動に周期的な振動が見られ, それらは継続している。これは地形周囲流に周期的な非定常性が存在し, その非定常性は持続することを意味する。 $K=2$ では Cd の周期的な振動は急速に減衰している。これは計算初期に非定常性を示す地形周囲流が急速にほぼ定常になることを意味する。ここで $K=2$ の非粘性流体

(Fig. 6(e)) に関して, 以下のような興味深い現象が得られた。急速に減衰した Cd の振動 ($t > 120$) は微小な振幅を有し周期的に振動し続けている。 $K=1.75$ では非粘性流体 (Fig. 6(d)), 粘性流体 (Fig. 6(i)) で全く異なる結果が得られた。すなわち, 非粘性流体では Cd の周期的な振動が継続して見られる。一方, 粘性流体では Cd の周期的な振動は急速に減衰している。次に 1 次モードの col.dist. の強さを表わす u_1 の変動に注目する。 $K=1$ では u_1 の変動はほぼ一定値を示している。これは Fig. 5 に示したように 1 次モードの col.dist. の先端が地形上流へ徐々に伸長していることを反映している。 $K \geq 1.25$ では u_1 の変動に周期的な振動が見られる。これは Fig. 5 に示したように 1 次モードの col.dist. が強弱の循環を有し, 地形上流へ一つの渦のように周期的に放出されていることを反映している。特に, 非粘性流体の $K=1.5, 1.75$ では u_1 の変動はほぼ同様な大きさで正値と負値を交互に示している。よって, 時計回りと反時計回りの循環を有する 1 次モードの col.dist. がほぼ同様な強さで地形上流へ交互に放出されていることが伺える。 $K \geq 1.25$ の Cd の変

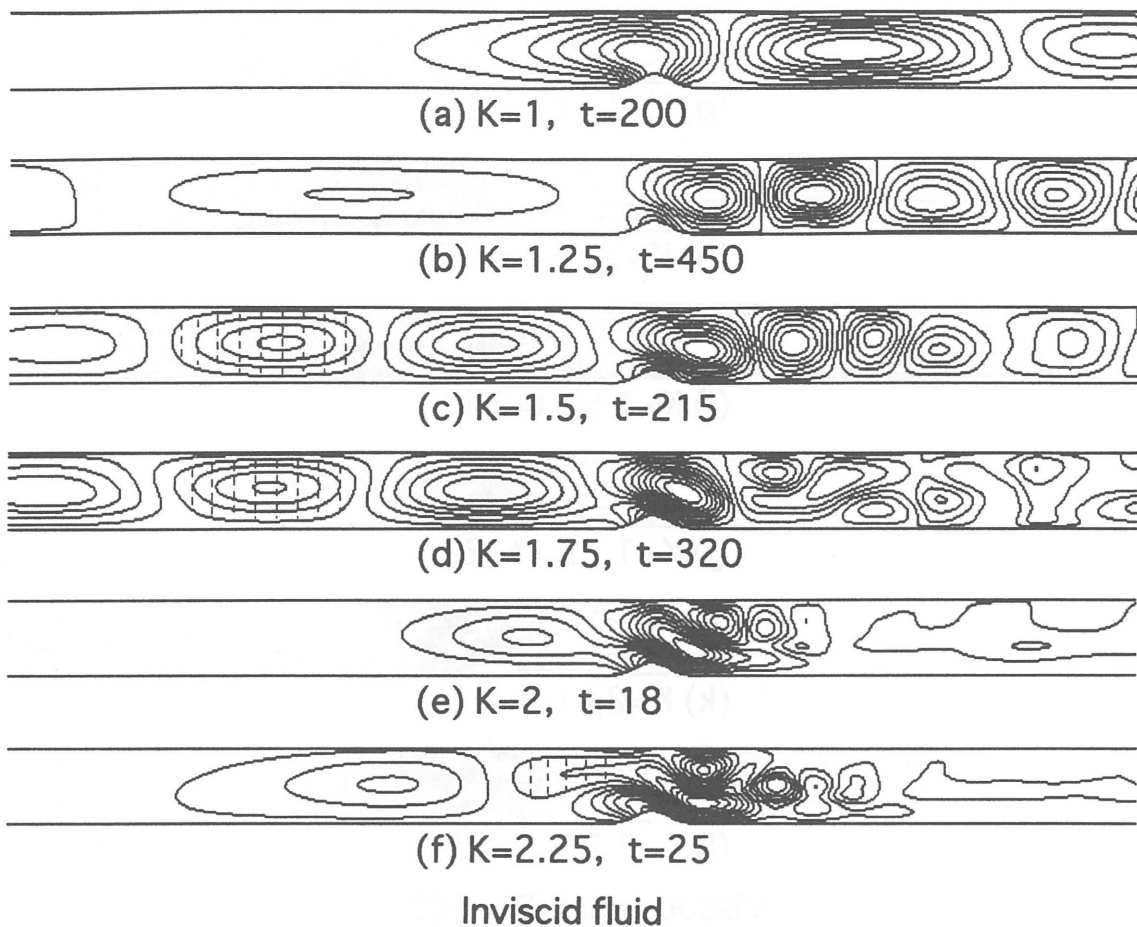


Fig. 5 Perturbation streamlines ($\Delta\phi$) corresponding to Fig. 4.

動と u_1 の変動との関係に注目する。どの成層度 K においても両者の変動は完全に同期している。この地形周囲流の非定常性と1次モードの col.dist. の挙動との関係については次節以降で詳細に検討する。

以上述べてきた成層度 K に対する地形周囲流の変化に関して、本研究の非粘性流体と粘性流体の計算結果はほぼ同様な結果を示した。しかし、幾つかの顕著な違いも見られた。この違いは成層流体における粘性効果が重要な役割を果たしていることを示唆するものである。

4.2 地形周囲流の非定常性の発生メカニズム

Fig. 6 に示したように、非粘性流体では $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全時間と $K=2$ の計算初期 ($t \leq 120$) に、粘性流体では $K=1.25, 1.5$ の全時間と $K=1.75, 2$ の計算初期 ($t \leq 80$) にそれぞれ地形周囲流の周期的な非定常性が観察された。本節では非粘性流体、粘性流体の両者ともに $K=1.5$ を例にとり、そのメカニズムについて詳細に検討する。

Fig. 7 に地形の抗力係数 C_d の極小値と極大値に対

応した流線図を示す。 C_d -極小値、 C_d -極大値において非粘性流体 (Fig. 7(a), 7(b))、粘性流体 (Fig. 7(c), 7(d)) の両者でほぼ同様な流れパターンが得られた。すなわち、 C_d -極小値では地形を越える流れは緩やかである。一方、 C_d -極大値では地形背後に強い下降流が発生している。

Fig. 8 に C_d の極小値と極大値に対応した流路下部部の流線図と一様流速 U からのずれを表わす流線図 ($\Delta\phi$) を示す。地形のすぐ前方の流線に注目する。 C_d -極小値、 C_d -極大値において、非粘性流体 (Fig. 8(a), 8(b))、粘性流体 (Fig. 8(c), 8(d)) の両者でほぼ同様な流れパターンが得られた。すなわち、地形のすぐ前方の流れが C_d -極小値では持ち上げられ、 C_d -極大値では抑えられている。この近寄り流れの変化は過去の研究¹⁾²⁾と同様、以下のように考察できる。 $\Delta\phi$ に注目すると C_d -極小値では1次モードの col.dist. (図中に矢印で表示) が一つの渦のように地形から上流へ放出されようとしている。一方、 C_d -極大値ではその1次モードの col.dist. (図中に矢印で表示) が一つの渦のように地形上流へ放出された直後である。この1次モードの

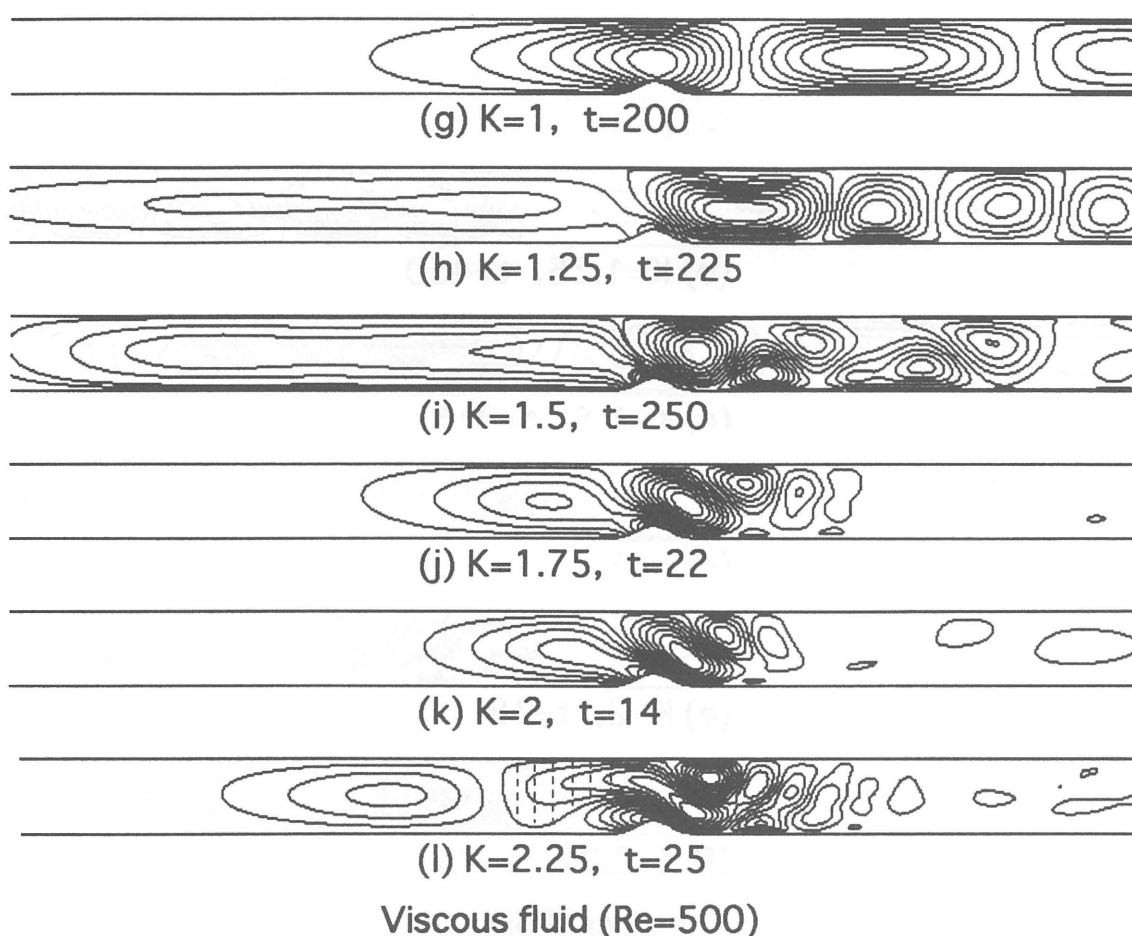


Fig. 5 Perturbation streamlines ($\Delta\phi$) corresponding to Fig. 4.

col.dist. は図中の矢印の向きに示すように時計回りの循環を有する。これらの効果は地形のすぐ前方において、 Cd -極小値では上昇流を、 Cd -極大値では下降流を誘起する。これに伴い地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変化し、結果として、Fig. 6 に示したように Cd の変動に周期的な振動が生じたと考えられる。

以上から、非粘性流体における地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムは本研究の粘性流体の計算結果を含めて過去の粘性流体を対象とした研究^{1) 2)}と同様であると言える。すなわち、強弱の循環を有し、地形上流へ一つの渦のように周期的に放出される1次モードの col.dist. に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変化する結果生じていると考えられる。但し、近寄り流れの変化の度合は非粘性流体の方が粘性流体よりも大きい。

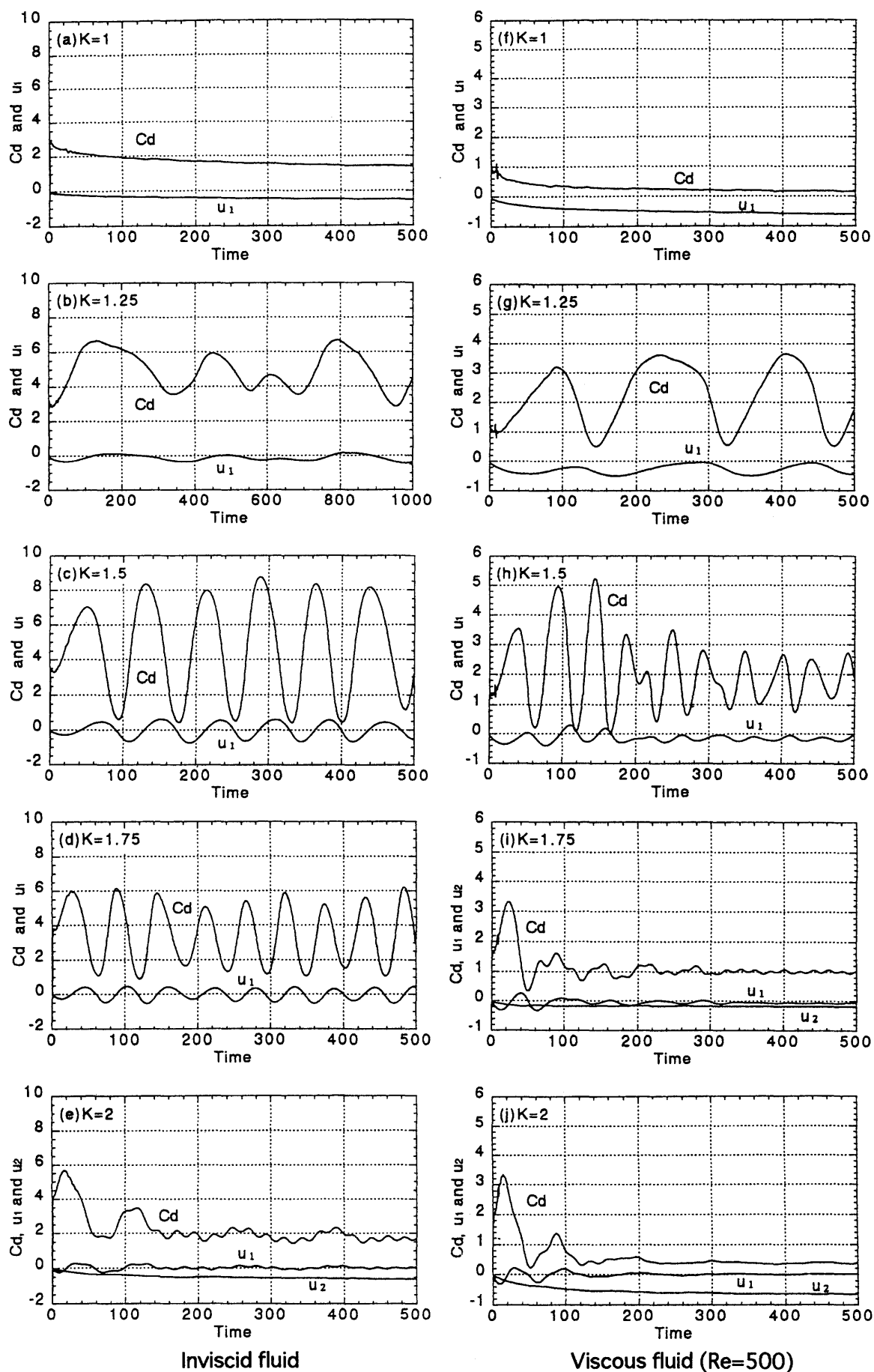
4.3 地形の抗力係数 Cd の振動が減衰するメカニズム

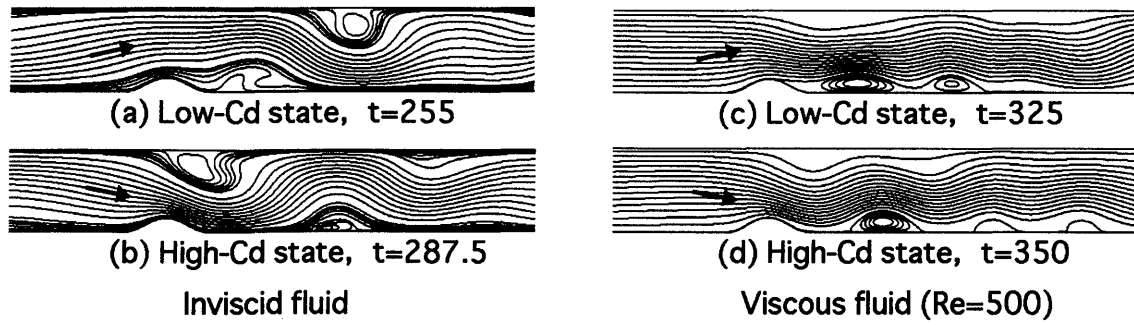
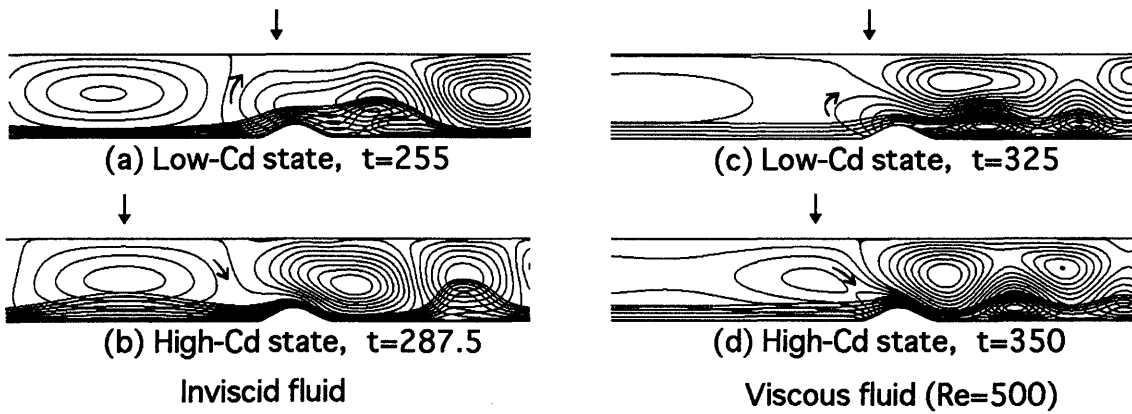
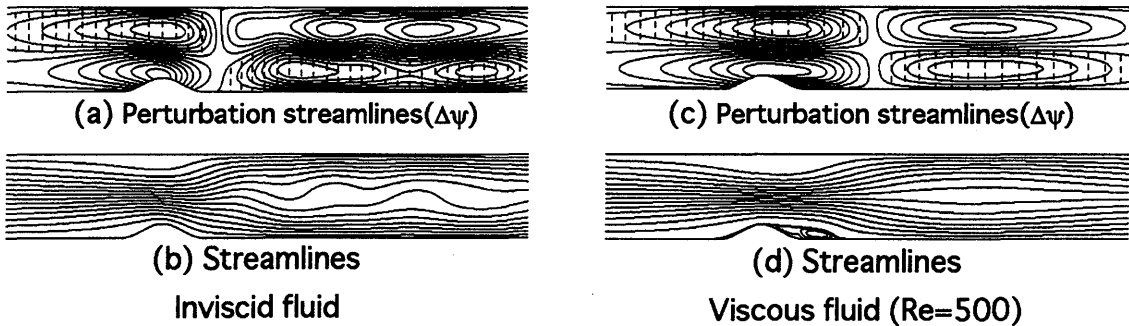
Fig. 6 に示したように、非粘性流体では $K=2$ に、粘性流体では $K=1.75$, 2 にそれぞれ地形の抗力係数 Cd の振動が急速に減衰し、これに対応して地形周囲

流がほぼ定常になる現象が観察された。本節では非粘性流体、粘性流体の両者ともに $K=2$ を例にとり、そのメカニズムについて検討する。

Fig. 9 に $t=500$ の (a, c) 一様流速 U からずれを表わす流線図 ($\Delta\phi$) とこれに対応した (b, d) 流線図を示す。非粘性流体 (Fig. 9(a), 9(b))、粘性流体 (Fig. 9(c), 9(d)) の両者でほぼ同様な流れパターンが得られた。すなわち、 $\Delta\phi$ に注目すると時計回りと反時計回りの循環が流路深さ中心の水平軸に対してほぼ上下対称的に配置している。但し、点線は反時計回りの循環を、それ以外は時計回りの循環を意味する。これは2次モードの col.dist. の出現を意味し、地形への近寄り流れに対して周期的な変動を与えない (Fig. 6(e), 6(j)) の u_2 を参照)。これに伴い流線図も流路深さ中心の水平軸に対してほぼ上下対称的になり、結果として、Fig. 6 に示したように Cd の振動は急速に減衰したと考えられる。

以上から、非粘性流体において Cd の振動が減衰するメカニズムは本研究の粘性流体の計算結果を含めて過去の粘性流体を対象とした研究¹⁾²⁾と同様であると

Fig. 6 Time history of C_d , u_1 , and u_2 .

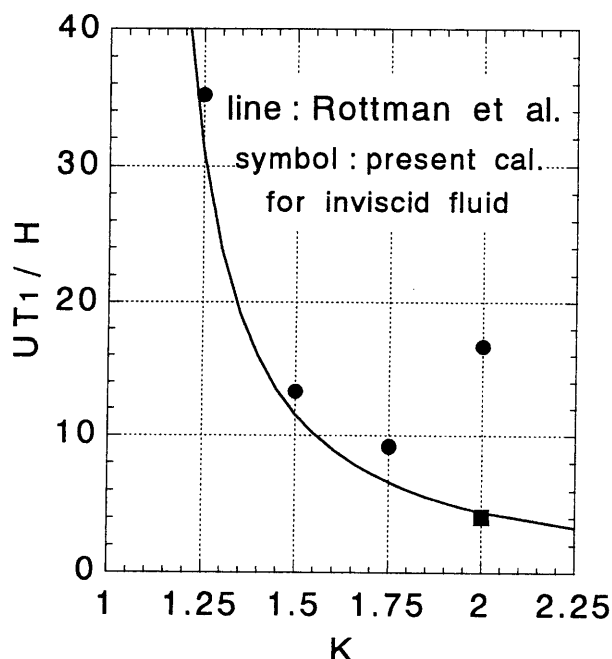
Fig. 7 Streamlines corresponding to low- and high- Cd states.Fig. 8 Perturbation streamlines ($\Delta\phi$) and streamlines in the lower layer corresponding to low- and high- Cd states.Fig. 9 Flow around the hill, $K=2$, $t=500$. (a, c) : perturbation streamlines ($\Delta\psi$), (b, d) : streamlines.

言える。すなわち、計算初期では1次モードの col.dist. が地形上流へ放出され、これに伴い地形周囲流は非定常性を示す。しかし、時間の経過とともに2次モードの col.dist. が支配的になり、これに伴い地形周囲流はほぼ定常になると考えられる。なお、Fig. 6(e) に示したように、非粘性流体の $K=2$ では Cd の微小な周期的振動 ($t>120$) に対応して流路深さ中心付近の風下波は周期的に変化している。

4.4 最近報告された非粘性流体の計算結果³⁾⁴⁾との類似点と違い

序論で述べたように、有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層した非粘性流体の数値的研究が Lamb³⁾ と Rottman et al.⁴⁾ によって最近報告されている。本節では本研究で得られた非粘性流体の計算結果とこれらの計算結果³⁾⁴⁾との類似点と違いについて検討する。

Lamb³⁾ はプロジェクション法により Witch of Agnesi 状の地形 ($L/H=0.17$) を対象に2次元計算を

Fig. 10 Comparison of the period T_1 .

行っている。但し、 L は水平方向の半幅で本研究の a に対応し、 H は流路深さである。彼は $1 < K < 2$ で地形周囲流の周期的な非定常性を確認している。また、計算結果には地形への近寄り流れを恒久的に変形させるような col.dist. は存在しなかったと報告している。地形周囲流の周期的な非定常性が観察された成層度 K の範囲は本研究の計算結果と Lamb³⁾ の計算結果はほぼ同様な傾向を示した。これは Rottman et al.⁴⁾ の計算結果についても同様である。しかし、Lamb³⁾ の主張とは異なり、本研究の非粘性流体の計算結果では強弱の循環を有し、地形上流へ一つの渦のように放出される 1 次モードの col.dist. が明確に観察された (Fig. 5(a)-(f) を参照)。また、これに伴い地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変化し、結果として地形周囲流が周期的な非定常性を示すことも確認された (Fig. 8(a), (b) を参照)。

Rottman et al.⁴⁾ はスペクトル法により Witch of Agnesi 状の地形 ($H/Kh=10$, $L/H=1$) を対象に 2 次元計算を行っている。但し、 h は地形高さであり、 H/h ではなく $H/Kh=10$ として Froude 数を一定に保っている。彼らは $1 < K \leq 2$ で地形周囲流の周期的な非定常性を確認している。また、線形理論からその非定常性を引き起こす波の振動周期、すなわち、地形周囲流の振動周期 T_n ((1)式) を導いている。Fig. 10 に本研究の非粘性流体の計算で得られた Cd の振動周期と (1)式の成層度 K に対する変化を示す。但し、 $K=2$ に

関して、丸シンボルは計算初期 ($t \leq 120$) の振動周期を、四角シンボルは $t > 120$ の振動周期を意味する。本研究の $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全時間と $K=2$ の計算初期 ($t \leq 120$) で得られた Cd の振動周期は (1)式とかなり異なる。この理由は、地形周囲流の周期的な非定常性を引き起こして波が、Rottman et al.⁴⁾ の主張する主流方向 (x) の群速度 $C_{px}(x)$ が $C_{px}(x)=U$ を満たす波ではなく、過去の粘性流体を対象とした研究^{1) 2)} と同様、1 次モードの col.dist. に起因しているためであると考えられる (Fig. 8 を参照)。また、過去の研究¹⁾ で指摘したように、非線形性を強める流路深さ H と地形高さ h とのブロック比 H/h の効果も Cd の振動周期に影響を与えていると推測される。

5. ま と め

有限深さ流路内の 2 次元丘陵地形を過ぎる安定成層した非粘性流体に関して、DNS に基づいた差分解析を行った。計算結果は同時に行った粘性流体の計算結果 ($Re=500$) と比較し、以下のことが明らかになった。

1) 非粘性流体に起因して丘陵地形の表面境界層の剝離、これに伴う地形背後の定在渦は存在しない。風下波が地形下流に励起され、成層度 K の増加とともにその波長は徐々に短くなる。

2) $K \geq 1.25$ では時計回りと反時計回りの循環を有する 1 次モードの col.dist. が強弱の循環を有し、地形上流へ一つの渦のように交互に放出される。 $K=1.5, 1.75$ ではそれらはほぼ同様な強さを有する。 $K=2$, 2.25 では 2 次モードの col.dist. も明確に見られる。

3) $K=1$ の地形周囲流はほぼ定常である。これに対し、strong stratification ($1 < K \leq 2$) の地形周囲流は本質的に非定常性を示す。この地形周囲流の非定常性の発生メカニズムは粘性流体の場合^{1) 2)} と同様である。すなわち、強弱の周期性を有し地形上流へ一つの渦のように放出される 1 次モードの col.dist. に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが周期的に変化する結果生じていると考えられる。 $K=1.25, 1.5, 1.75$ では地形の抗力係数 Cd の周期的な振動は継続し、地形周囲流は常に周期的な非定常性を示す。 $K=2$ では計算初期において 1 次モードの col.dist. が地形上流へ放出され、これに伴い地形周囲流は非定常性を示す。しかし、時間の経過とともに 1 次モードの col.dist. は消滅し、代わって 2 次モードの col.dist. が支配的になり地形

周囲流はほぼ定常になる。このメカニズムも粘性流体の場合^{1) 2)}と同様である。

4) strong stratification ($1 < K \leq 2$) に出現する地形周囲流の振動周期に関して、本研究の $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全時間と $K=2$ の計算初期 ($t \leq 120$) で得られた Cd の振動周期は Rottman et al.⁴⁾ による予測値 ((1)式) とかなり異なる。この理由は、地形周囲流の周期的な非定常性を引き起こして波が Rottman et al.⁴⁾ の主張する波ではなく、過去の粘性流体を対象とした研究^{1) 2)}と同様、1次モードの col.dist. に起因しているためであると考えられる。また、本研究で用いた流路深さ H と地形高さ h とのブロックage比 $H/h=6$ は小さく、これに起因した非線形効果も Cd の振動周期に影響を与えていると推測される¹⁾。

参 考 文 献

- 1) 内田孝紀、大屋裕二：有限流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の非定常性、ながれ 17 pp. 45-56 1998.
- 2) 内田孝紀、大屋裕二：有限流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流のLES、応用力学論文集 Vol. 1 pp. 615-624 1998.
- 3) K. G. Lamb: Numerical simulations of stratified inviscid flow over a smooth obstacle, J. Fluid Mech. 260 pp. 1-22 1994.
- 4) J. W. Rottman, D. Broutman & R. Grimshaw: Numerical simulations of uniformly stratified fluid flow over topography, J. Fluid Mech. 306 pp. 1-30 1996.
- 5) 内田孝紀、大屋裕二：安定成層した非粘性流体中に地形効果により励起された内部重力波の非定常性—粘性流体と非粘性流体との比較—、第3回環境流体シンポ、pp. 343-344 1998.
- 6) I. P. Castro, W. H. Snyder & P. G. Baines: Obstacle drag in stratified flow, Proc. R. Soc. Lond. A 429 pp. 119-140 1990.
- 7) M. F. Paisley, I. P. Castro & N. J. Rockliff: Steady and unsteady computations of strongly stratified flows over a vertical barrier, Stably Stratified Flows. Flow and Dispersion over Topography, Oxford University Press pp. 39-59 1994.
- 8) F. H. Harlow & J. E. Welch: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, Phys. Fluid 8(12) pp. 2182-2189 1965.
- 9) H. Suito, K. Ishii & K. Kuwahara: Simulation of dynamic stall by multi-directional finite-difference method, 26th AIAA Fluids Dynamics Conference pp. 1-8 1995.
- 10) T. Kawamura, H. Takami & K. Kuwahara: Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn. Res. 1 pp. 145-162 1986.