

2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の数値解析

内田, 孝紀
九州大学総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

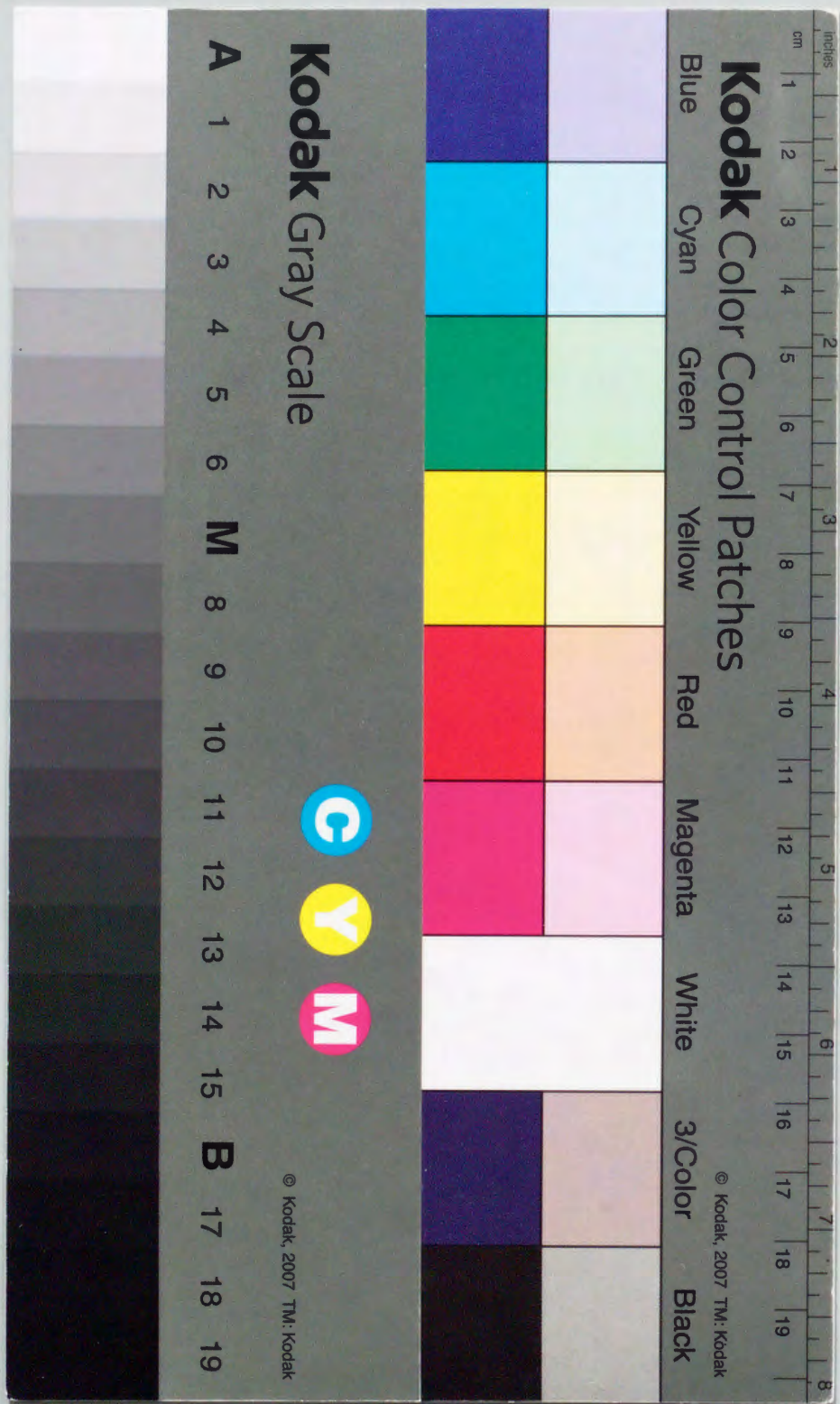
<https://doi.org/10.11501/3150952>

出版情報 : 九州大学, 1998, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の数値解析

内田 孝紀

1999



①

2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の数値解析

内田 孝紀

1999

第1章 序論

- 1.1 本研究の背景 ---p.4
- 1.2 有限深さを有する安定成層流の特性 ---p.5
- 1.3 過去の研究の概要 ---p.6
- 1.4 本研究の目的と方法 ---p.8

第2章 丘陵地形の上流と下流地面上に滑り条件を課した場合

—低Reynolds数から比較的高いReynolds数(数千)までを対象としたDNS—

- 2.1 丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式 ---p.10
- 2.2 数値計算法などの概要 ---p.12
- 2.3 計算結果と議論
 - Weak stratification($0 \leq K \leq 1$)
 - 2.3.1. 成層度Kに対する地形周囲流の変化 ---p.14
 - Strong stratification($1 < K \leq 2$)
 - 2.3.2. 成層度Kに対する地形周囲流の変化 ---p.18
 - 2.3.3. 過去の研究の概要 ---p.23
 - 2.3.4. 地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズム ---p.26
 - 2.3.5. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム ---p.31
 - 2.3.6. プロッケージ比, Reynolds数, 地形形状に関する検討 ---p.31
 - 2.3.7. 非粘性流体の流れ特性に関する検討 ---p.36
 - 2.3.8. 数値計算法と格子分解能に関する検討 ---p.42
 - 2.3.9. 成層度Kに対する地形の抗力係数 C_d の変化 ---p.45
- 2.4 結論 ---p.45

第3章 丘陵地形の上流と下流地面上に滑り条件を課した場合 —高Reynolds数を対象としたLES—	
3.1 はじめに	---p.47
3.2 丘陵地形を過ぎる密度成層流のLES基礎式	---p.48
3.3 数値計算法などの概要	---p.51
3.4 計算結果と議論	
3.4.1. 中立流($K=0$)	---p.51
Strong stratification($1 < K \leq 2$)	
3.4.2. 成層度Kに対する地形周囲流の変化	---p.51
3.4.3. 地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズム	---p.55
3.4.4. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム	---p.58
3.4.5. 地形の抗力係数Cdの振動周期に関する検討	---p.61
3.5 結論	---p.61
第4章 丘陵地形の表面とその下流地面上に滑り無し条件を課した場合 —地形背後の剥離・再付着流れに対する安定成層の効果—	
4.1 はじめに	---p.63
4.2 丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式	---p.64
4.3 数値計算法などの概要	---p.64
4.4 計算結果と議論	
Weak stratification($0 \leq K \leq 1$)	
4.4.1. 地形背後の剥離泡(再循環領域)からの大規模渦の放出	---p.64
4.4.2. 成層度Kに対する地形周囲流の変化	---p.67
Strong stratification($1 < K \leq 2$)	

4.4.3. 成層度Kに対する地形周囲流の変化	---p.72
4.4.4. 地形周囲流の非定常性のメカニズム	---p.77
4.4.5. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム	---p.80
4.4.6. 成層度Kに対する地形の抗力係数Cdの変化	---p.83
4.5 結論	---p.83
第5章 地面上全てに滑り無し条件を課した場合 —地面境界層に埋没した丘陵地形の周辺流れ—	
5.1 はじめに	---p.85
5.2 計算結果と議論	---p.85
5.3 結論	---p.89
第6章 結論	---p.90
謝辞	---p.93
参考文献	---p.94
Appendix-1 一般曲線座標系のレギュラー格子を用いた多方向差分法の定式化	
Appendix-2 地形形状の違いが地形周辺流れに及ぼす影響	
Appendix-3 非粘性流体と粘性流体($Re=500$)の流れ特性の比較	
Appendix-4 一般曲線座標系のコロケート格子を用いた差分法の定式化とDNS計算	

第1章 序論

1.1 本研究の背景

密度の異なる水平な流体層が鉛直方向に重なり合ってきた流れは密度成層流と呼ばれ、大気境界層内の流れはその代表例である。特に夜間などに現れる接地逆転層内の流れは上空に行くほど密度が小さくなる安定成層流である場合が多い。この安定成層流が地形を過ぎる場合には、浮力の効果が顕著になり様々な流動現象や波動現象が出現する。地形上流ではプロッキングやじょう乱波動の発生、地形下流では風下山岳波(以後“風下波”と称する)やおろし風の発生がその良い例である(Baines 1987)。プロッキングとは強く安定成層した流体が地形などに衝突した際に起こる現象であり、密度の大きい流体は地形の頂部を越えられないことを意味する。結果として、主流方向と鉛直方向からなる2次元流体の場合には流体が地形上流にどんどん溜まり、その影響ははるか地形上流にまで及ぶ。3次元流体の場合には地形を水平的に迂回し、また地形背後で循環する流れなどが発生する。風下波やおろし風は山々が連なる地形を越える気流に関連している。風下波は山脈地形によって励起された内部重力波が風下側に伝わる波動現象で、衛星写真などでも波列状の雲として視覚化されることがある。おろし風とは安定成層した大気が山脈地形を越える際に風下側で増速する強風現象であり、地形の影響を受けて発生する局地強風の一つである。

これらの現象は弱風時あるいは強風時の大気環境問題として広く我々の日常生活と関わっている。例えば近年、火力発電所などの各種プラントが複雑地形周辺に数多く建設され、大気環境評価が実施されている。弱風時に煙突から排出された大気汚染物質の移流や拡散は、プロッキングに伴う迂回流や循環流などの強安定成層状態に特有な流れと密接な関連が指摘されている(Snyder 1985)。山脈地形下流に形成される大振幅の風下波やその碎波は航空機の安全運行に重大な影響を与える(佐藤ら 1973)。しかし、地上に大きな影響を及ぼすことはまれである。これに対し、局地性強風のおろし風は時として地上に強風災害をもたらすことが報告されている(斉藤 1998)。

以上から、局所的な地形や複雑地形を過ぎる安定成層した大気流れ(地形風)の特性を予測し把握することは、大気環境保全、航空機運輸、自然災害対策など工学的にも社会的にも非常に重要なことである(内田ら 1997)。

1.2 有限深さを有する安定成層流の特性

本研究では有限深さを有する流路内において、2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流を考える。実際の大気現象との対応を考えると、上空に内部重力波を反射するような強い逆転層などの蓋が形成された状況に対応する。この状況では上空に向かって伝播した内部重力波のエネルギーは上部境界で反射され、この大気層内に閉じ込められる。結果として流路深さと密度成層の強さに対応した離散的な内部重力波の鉛直モードが存在する。線形理論(Turner 1973)によると、 n 次の鉛直モードの分散関係式は以下のように記述される。

$$\omega^2 \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{H^2} \right) - N^2 k_x^2 = 0 \quad (1.1)$$

ここで、 ω は角振動数、 k_x は主流方向(x)の波数、 $n\pi/H$ は離散的な鉛直方向(z)の波数 k_z 、 N は浮力振動数(プラントバイサラ振動数)、 H は流路深さである。式(1.1)から得られる主流方向(x)の波の位相速度 $C_{px}(k_x)$ と群速度 $C_{gx}(k_x)$ は以下のように記述される。

$$C_{px}(k_x) = \frac{\omega}{k_x} = \frac{N}{\left(k_x^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \right)^{1/2}} \quad (1.2)$$

$$C_{gx}(k_x) = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{N \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2}{\left(k_x^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \right)^{3/2}} \quad (1.3)$$

式(1.2)、式(1.3)から $C_{px}(k_x)$ と $C_{gx}(k_x)$ はともに $k_x \rightarrow 0$ で最大になる。

$$C_{px}(0) = C_{gx}(0) = \frac{NH}{n\pi} \quad (1.4)$$

ここで、無次元成層パラメータ $K(=NH/\pi U)$ を定義すると、 $NH/n\pi > U$ 、すなわち、 $n < K$ のモードのcolumnar disturbance(以後“col.dist.”と称する)と呼ばれる長波長の内部重力波が

$$C_{px}(0) - U = \frac{NH}{n\pi} - U = \left(\frac{K}{n} - 1 \right) U \quad (1.5)$$

の速度で地形上流へ伝播することが分かる。但し、 U は地形への一様近寄り流速である。よって式(1.5)から、 $0 \leq K \leq 1$ で流れは内部重力波の全てのモード n に対してsupercritical

になり、地形上流のcol.dist.は存在しない。本研究では $0 \leq K \leq 1$ の成層状態を“weak stratification”と呼ぶ。一方、 $1 < K \leq 2$ では風下波が存在すると同時に、流れは1次モードのcol.dist.に対してsubcriticalになり、col.dist.は $(K-1)U$ の速度で地形上流へ伝播する。本研究では $1 < K \leq 2$ の成層状態を“strong stratification”と呼ぶ。col.dist.は流体の粘性による減衰効果をあまり受けないため、地形の遠方上流にまで伝播する可能性がある。Kの定義式と式(1.4)から、Kは地形への一様近寄り流速Uと1次モードのcol.dist.の位相速度あるいは群速度 NH/π との比という物理的な意味を有することが分かる。なお、先に述べたプロッキングの発生とcol.dist.の地形上流への伝播は“upstream influence”と呼ばれる。

1.3 過去の研究の概要

有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流については理論的研究、実験的研究、数値的研究から様々な知見が見い出されている。ここでは代表的な研究内容について簡潔に示す。なお、この分野の研究はBaines(1995)によって系統的にまとめられている。

理論的研究はLong(1953, 1955)の先駆的な研究に始まり、McIntyre(1972)やJanowitz(1981)に引き継がれ、現在においても盛んに研究が行われている(船越ら1989, 花崎1996)。Long(1953)は非粘性流体の2次元定常運動に対し、流れ関数を用いた一つの非線形方程式を導出した。彼は地形の無限上流で速度分布と密度勾配が高さによらないと仮定するならば、この非線形方程式は線形なHelmholtz方程式に帰着することを示した(Long 1955)。このHelmholtz方程式とこれに伴う境界条件は“Longのモデル”と呼ばれる。但し、地形上流へ伝播する波は地形への近寄り流れを変化させない、すなわち、地形上流の境界条件は時間的に変化しないという仮定に基づいていた。この仮定は“Longの仮定”と呼ばれ、後にその正当性をめぐって議論が起こった(Baines 1979)。彼は実験結果とモデルによる予測値との定性的な比較を行い、両者の良い一致を示した。McIntyre(1972)は微小地形を仮定し、微小パラメータ $\varepsilon (=a\pi/H)$ を用いた弱非線形理論により2次元非定常問題を考察した。但し、aは地形高さ、Hは流路深さである。彼は $K > 2$ で $O(\varepsilon^2)$ の強さを有するcol.dist.を得たが、彼の理論は室内実験(Weiら1975, Baines 1977, 1979, Castroら1988)では確認されている $1 < K < 2$ の範囲における1次モードのcol.dist.を全く予測出来なかった。Janowitz(1981)は地形の存在を表現するためにmomentum sourceを用い、 $1 < K \leq 2.5$ の範囲に対して2次元定常問題を考察した。彼は

地形上流のcol.dist.の存在を予測し、これに伴う地形への近寄り流れの変化を示した。

実験的研究のほとんどは密度成層水槽を用いて行われ、その目的は主に上記の理論の妥当性を検証することであった。Baines(1977)は実験結果とLongのモデル(1955)による予測値との比較を行った。彼は両者の不一致を示し、Longの仮定が有効でないことを指摘した。後にBaines(1979)は実験結果とMcIntyre(1972)の理論による予測値との比較もを行い、両者の矛盾点を指摘した。Castroら(1988)は地形背後に剥離領域が存在する場合にはJanowitz(1981)の理論は有効であることを示した。地形上流のcol.dist.の挙動についてはWeiら(1975), Baines(1977, 1979), Castroら(1988)による研究がある。これらの研究では地形上流へ伝播するcol.dist.は確かに存在し、その伝播速度は線形理論(Turner 1973)による予測値(式(1.5))にほぼ従うということが明らかにされた。しかし、col.dist.の個々の寄与や時間発展については明らかにされなかった。一方、地形下流の風下波の挙動に関する研究はBoyerら(1987), Castroら(1983), Castro(1987), 大屋ら(1992)による研究がある。Boyerら(1987)は風下波の形成や時間発展に与えるアスペクト比 $\alpha (=W/h)$ の影響を明らかにした。但し、Wは地形のスパン方向長さ、hは地形高さである。Castroら(1983), Castro(1987)は様々なアスペクト比を有する地形モデルに対して風下波のスパン方向の構造を調べ、風下波の振幅のスパン方向への減少率を得た。大屋ら(1992)は地面上に置かれた2次元半円柱を過ぎる安定成層流($0 \leq K < 2$)に対して、密度成層風洞を用いた可視化実験を行い、成層度Kに対する風下波の波長や剥離せん断層の再付着距離の変化を明らかにした。

以上述べてきたように、理論的研究においては様々な理論(モデル)が発表され、地形上流のcol.dist.の挙動や地形下流の風下波の挙動に関する予測が行われてきた。一方、実験的研究においては地形周囲流の可視化実験などから上記の理論の妥当性が検証されるとともに、地形モデルの形状、地形モデルのアスペクト比、成層度Kなどの種々の条件に対して地形周囲流の挙動が詳細に調べられてきた。

有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流に関して、地形上流へ伝播するcol.dist.や地形下流に励起される風下波の他にもう一つ特徴的な現象が知られている。それは成層度Kに対する地形の抗力係数 C_d の変化である(Castroら1990)。これに関連してCastroら(1990)は非常に興味深い現象を見出した。Castroら(1990)は密度成層水槽を用い、地形モデルの C_d 測定とモデル周辺流れの可視化実験を行った。その結果、特定の

成層度 K の範囲($1.4 < K < 2$)において地形周囲流に周期的な非定常性が存在することを見出した。なお、この現象は地形上流へ伝播したcol.dist.が水槽の上流側の壁から反射して戻って来る以前に観察された。同様な現象はHanazaki(1989a, 1989b), Paisleyら(1994), Lamb(1994), Rottmanら(1996)による数値的研究においても報告されている。但し、これらの数値的研究は低Reynolds数 $Re \leq 100$ の計算(Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994)と非粘性流体の計算(Lamb 1994, Rottmanら 1996)である。詳細な研究内容については後述する。また、その発生メカニズムについても種々の議論(Castroら 1990, Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994, Lamb 1994, Rottmanら 1996)があるが未だ不明な点も多い。なお、理論的研究においては地形周囲流の周期的な非定常性を予測できるモデルは今のところ発表されておらず、今後の研究が待たれる。

1.4 本研究の目的と方法

1.3節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流に関して、特定の成層度 K の範囲において地形周囲流に周期的な非定常性が存在することが報告されている(Castroら 1990, Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994, Lamb 1994, Rottmanら 1996)。また、その発生メカニズムについても種々の議論(Castroら 1990, Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994, Lamb 1994, Rottmanら 1996)があるが未だ不明な点も多い。特に数値的研究においては低Reynolds数 $Re \leq 100$ の計算(Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994)と非粘性流体の計算(Lamb 1994, Rottmanら 1996)は報告されているが、より高いReynolds数の流れを対象とした計算はこれまでにほとんど例がない(Paisleyら 1993, 1996)。そこで本研究では有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流に関して、広範囲のReynolds数で差分解析を行い、地形周囲流の系統的かつ詳細な検討を行うことを目的とする。

第2章、第3章では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col.dist.の挙動との関係に注目し、地形周囲流の非定常性のメカニズムを明らかにする(Uchidaら 1997, 内田ら 1998a)。また、その非定常性に影響を与える諸要素についても検討を行う(内田ら 1998b, 1998c, 1998d)。これらの目的に対し、Reynolds数 $Re=20, 100, 2000, 10^5$ あるいは非粘性流体、プロッケージ比 $H/h=6, 10$ 、異なる地形形状などの種々の条件でDNSとLESを行う。これらのシミュレーションでは過去の実験的研究(Castroら 1990)や数値的研究(Hanazaki 1989a, 1989b, Paisley

ら 1993, 1994, 1996)と同様な境界条件を設定する。すなわち、丘陵地形の表面にのみ滑り無し条件を課し、地形を除く上流と下流の地面上と流路の上部境界上には滑り条件を課す。これは地形以外の境界上に発達する境界層の影響を避け、より単純化した状況にあるcol.dist.や風下波の挙動について調べるためである。この境界条件をcase1と称する。

第4章、第5章では大気現象としての山越え成層流との対応を考え、地面上の境界条件として滑り無し条件を課した場合の計算を試みる(内田ら 1998e)。この状況ではReynolds数が高くなると地形を過ぎる流れは非定常な剥離・再付着現象が支配的になり、地形背後の剥離泡(再循環領域)からの大規模渦の放出が生じ、地形後流は複雑な様相を呈する。有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流に関して、地面上に滑り無し条件を課した場合の研究は大屋ら(1992)によって報告されている。大屋ら(1992)は地面上に置かれた2次元半円柱を過ぎる安定成層流($0 \leq K < 2$)に対して、密度成層風洞を用いた可視化実験($Re=3400-7500, H/h=6.25$)と差分法を用いた数値計算($Re=2000, H/h=5.9$)を行い、地形背後の非定常な剥離・再付着現象に対する安定成層の効果や地形周囲流の非定常性などを調べている。しかし、その流れ特性およびメカニズムは十分に解明されておらず、地面上に滑り無し条件を課した場合の地形周囲流の詳細な挙動は今だ明らかではない。そこで第4章、第5章では第2章、第3章の結果を踏まえ、地面上に滑り無し条件を課した場合について詳細な検討を行う。まず第4章では、大屋ら(1992)の研究と同様に地形上流の地面上に関しては、そこに発達する境界層の影響を考慮しない議論を行う。すなわち、地形上流は滑り条件とし、丘陵地形の表面と地形下流の地面上にのみ滑り無し条件を課す。この境界条件をcase2と称する。特に1)地形背後の非定常な剥離・再付着現象に対する安定成層の効果、2)strong stratification($1 < K \leq 2$)で観察される地形周囲流の非定常性とcol.dist.の挙動との関係に注目し、1), 2)の流れ特性およびメカニズムを明らかにする。これらの目的に対し、比較的高い $Re=2000$ で差分法に基づいたDNSを行う。次に第5章では、幾つかのケースに対して地面上全てに滑り無し条件を課した計算を試みる。この境界条件はcase3と称する。

第6章は全体をまとめた結論とする。

第2章 丘陵地形の上流と下流地面上に滑り条件を課した場合

—低Reynolds数から比較的高いReynolds数(数千)までを対象としたDNS—

2.1 丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式

有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流を考える。計算領域は図1に示すようにx-z平面とし、地形高さをhとして水平方向にL=500h、鉛直方向にH=6hの空間を有する。但し、xは主流方向、zは鉛直方向を示す。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と非常に長く設定する。地形形状は $h(x)=0.5 \times \{1 + \cos(\pi x/a)\}$ で記述されるコサイン形状とし、その範囲は $|x| \leq a$ である。ここで、パラメータaは1とする。地形から十分上流において鉛直方向に線形な勾配 $(d\rho_B(z)/dz=-1)$ を有する基本密度場 $\rho_B(z)$ を考え、これに静水圧平衡で対応する基本圧力場を $p_B(z)$ とする。密度と圧力は $\rho_B(z)$ と $p_B(z)$ からのずれとして以下のように定義する。

$$\rho' = \rho - \rho_B(z), \quad p' = p - p_B(z) \quad (2.1)$$

流れは非圧縮とし、密度の非拡散を仮定する。また密度勾配がそれほど大きくないと仮定してBoussinesq近似を用いる。Boussinesq近似ではNavier-Stokes方程式の慣性項の密度変化は無視し、浮力項のみを考慮する。未知数 $u_i=(u, w)$, ρ' , p' に対する丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式は連続の式、Navier-Stokes方程式、密度方程式となり、有次元形では以下のように記述される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{g \rho' \delta_{i3}}{\rho_0} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho'}{\partial x_j} = -w \frac{d\rho_B(z)}{dz} \quad (2.4)$$

ここで、 $u_i=(u, w)$ は物理速度成分、 $x_i=(x, z)$ は物理座標成分、tは時間、 ρ_0 は参照密度、 μ は粘性係数、gは重力加速度である。本計算では流れ場の代表スケールU(地形への一様近寄り流速)、h、 ρ_0 を用いて各物理量を以下のように無次元化する。

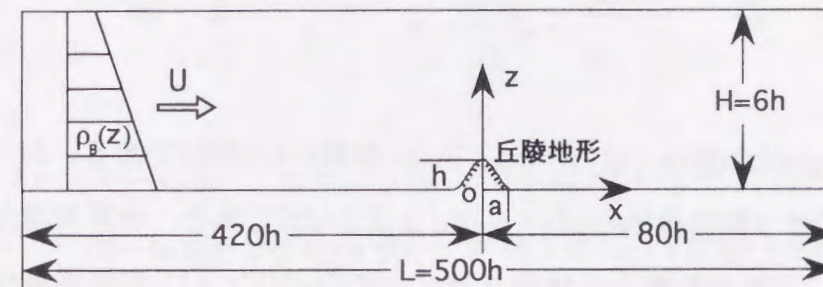


図1 計算領域と座標系

$$u_i^* = \frac{u_i}{U}, \quad x_i^* = \frac{x_i}{h}, \quad t^* = \frac{t}{h/U}, \quad p^* = \frac{p'}{\rho_0 U^2}, \quad \rho^* = \frac{\rho'}{-h \frac{d\rho_B(z)}{dz}} \quad (2.5)$$

式(2.5)を用いて式(2.2)–式(2.4)を無次元化すると丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式は以下のように記述される。但し、これ以後に示す変数は無次元量を意味するアスタリスク(*)は省略する。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\rho \delta_{i3}}{\text{Fr}^2} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = w \quad (2.8)$$

式(2.7)のReとFrはReynolds数(= $\rho_0 U h / \mu$)とFroude数(= $U / N h$)である。但し、Nは浮力振動数(プラントバイサラ振動数) $N^2 = -(g / \rho_0) (d\rho_B(z) / dz)$ 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 $K (= N h / \pi U)$ が境界条件を含んだ支配パラメータとして存在し、このKにより地形周囲流が特徴付けられる。よって、本計算ではKにより計算結果を整理する。

2.2 数値計算法などの概要

非圧縮性流体の場合、圧力に関しては時間積分形で記述されていない。そのため、常に式(2.6)の連続の式を満足する圧力分布を決めながら、速度や密度を時間積分する必要がある。本計算ではMAC法(Harlowら 1965)と呼ばれる計算アルゴリズムを採用する。この方法では、圧力は式(2.7)の発散を取って得られるPoisson方程式から算出される。

$$\nabla^2 P = -\frac{\partial \text{div}}{\partial t} - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - 2 \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right) \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right) - \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{\text{Fr}^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.9)$$

但し、

$$\text{div} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.10)$$

以上から、本計算の解くべき方程式系は式(2.7)–式(2.10)となる。

本計算では丘陵地形の近傍における流動現象を精度良く捉えるために、一般曲線座標系($x=x(\xi, \zeta)$, $z=z(\xi, \zeta)$)を導入する。よって、物理面(x-z面)における式(2.7)–式(2.10)は計算面(ξ - ζ 面)に写像して解かれる。計算面における1階微分、2階微分(ラプラシアン)はそれぞれ以下のように定義される。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{J} \left(z_\zeta \frac{\partial}{\partial \xi} - z_\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} \right), \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{J} \left(x_\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} - x_\zeta \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = C_1 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + C_2 \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \zeta} + C_3 \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + C_4 \frac{\partial}{\partial \xi} + C_5 \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (2.12)$$

但し、

$$J = x_\xi z_\zeta - x_\zeta z_\xi, \quad \alpha = x_\zeta^2 + z_\zeta^2, \quad \beta = x_\xi x_\zeta + z_\xi z_\zeta, \quad \gamma = x_\xi^2 + z_\xi^2$$

$$D_x = \alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\zeta} + \gamma x_{\zeta\zeta}, \quad D_z = \alpha z_{\xi\xi} - 2\beta z_{\xi\zeta} + \gamma z_{\zeta\zeta}$$

$$C_1 = \frac{\alpha}{J^2}, \quad C_2 = -\frac{2\beta}{J^2}, \quad C_3 = \frac{\gamma}{J^2}, \quad C_4 = \frac{D_z x_\zeta - D_x z_\zeta}{J^3}, \quad C_5 = \frac{D_x z_\xi - D_z x_\xi}{J^3} \quad (2.13)$$

式(2.11)–式(2.13)から計算面へ変換された式(2.7)–式(2.10)は以下のように記述される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u z_\zeta - w x_\zeta}{J} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{w x_\xi - u z_\xi}{J} \frac{\partial u}{\partial \zeta} = -\frac{z_\zeta p_\xi - z_\xi p_\zeta}{J} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{u z_\zeta - w x_\zeta}{J} \frac{\partial w}{\partial \xi} + \frac{w x_\xi - u z_\xi}{J} \frac{\partial w}{\partial \zeta} = -\frac{x_\xi p_\zeta - x_\zeta p_\xi}{J} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 w - \frac{\rho}{\text{Fr}^2} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{u z_\zeta - w x_\zeta}{J} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{w x_\xi - u z_\xi}{J} \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} = w \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 P = \frac{\partial \text{div}}{\partial t} - \left(\frac{z_\zeta u_\xi - z_\xi u_\zeta}{J}\right)^2 - 2 \left(\frac{x_\xi u_\zeta - x_\zeta u_\xi}{J}\right) \left(\frac{z_\zeta w_\xi - z_\xi w_\zeta}{J}\right) - \left(\frac{x_\xi w_\zeta - x_\zeta w_\xi}{J}\right)^2 - \frac{1}{\text{Fr}^2} \left(\frac{x_\xi \rho_\zeta - x_\zeta \rho_\xi}{J}\right) \quad (2.16)$$

但し,

$$\text{div} = \frac{1}{J} \left(z_{\zeta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - z_{\xi} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right) + \frac{1}{J} \left(x_{\xi} \frac{\partial w}{\partial \zeta} - x_{\zeta} \frac{\partial w}{\partial \xi} \right) \quad (2.17)$$

式(2.14)-式(2.17)はレギュラー格子を用いた多方向差分法(Suitoら 1995)に基づいて離散化を行い, 数値解を求める(Appendix-1を参照). レギュラー格子では全ての物理量を同一格子点に定義する. 式(2.14), 式(2.15)の時間積分法はEulerの1次陽解法である. 式(2.16)の圧力に関するPoisson方程式はSOR法で反復計算する. 空間項の離散化については式(2.14), 式(2.15)の対流項を除いて全て2次精度中心差分, 対流項に関しては3次精度風上差分であるKawamura-Kuwaharaスキーム(Kawamuraら 1986)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. 図2に丘陵地形の近傍における計算格子を示す. 地形頂部の最小格子幅 Δz は $3 \times 10^{-3}h$ である. 図3に境界条件を示す. 特に速度の境界条件は過去の実験的研究(Castroら 1990)や数値的研究(Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1993, 1994, 1996)と同様である. すなわち, 丘陵地形の表面($|x| \leq a$)を除く上流と下流の地面上($|x| > a$)と流路の上部境界上には滑り条件($\partial/\partial z=0$)を課す. これは地形以外の境界上に発達する境界層の影響を避け, より単純化した状況にあるcol.dist.や風下波の挙動について調べるためである. また室内実験との対応を考えると, 密度成層水槽において地形モデルを曳航する状況に対応する. この境界条件をcase1と称する. これは第2章についても同様である. 初期条件はインパルススタート($u=1, w=0, p=0, \rho=0$)である. Reynolds数は $Re=2000$ とし, $K=0$ (中立流)-3の範囲に対して無次元時間 $t=500$ まで長時間の計算を行う. 無次元時間刻み Δt は 2×10^{-3} である.

2.3 計算結果と議論

Weak stratification($0 \leq K \leq 1$)

2.3.1. 成層度Kに対する地形周囲流の変化

図4に $K=0$ (中立流), 0.5, 0.8, 1の瞬時の流線図($t=200$)を示す. 地形背後に定在渦が見られ, 成層度Kの増加とともにその大きさは縮小している. $K=0.8, 1$ では長波長の風下波が形成されている. この風下波の存在は図4(c)と4(d)からでは判別し難いが, 後述する図5(c)と5(d)の $\Delta\psi$ からより明確に分かる. $K=0.8$ の風下波は $t=500$ では消滅した. ここで注意すべきことは, 全てのケースにおいて時間の経過とともに地形背後の定在渦は徐々に伸長しているということである. これに関しては種々の議論(例えば, Chernyshenkoら(1993)を参照)があるが, 今回は興味の対象外であるのでこれ以上の議論は行わない.

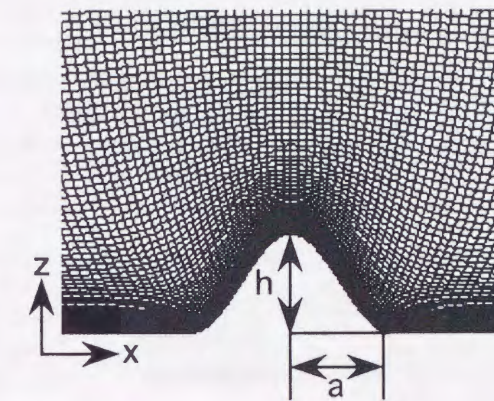


図2 丘陵地形の近傍における計算格子(全体: 421×101点)

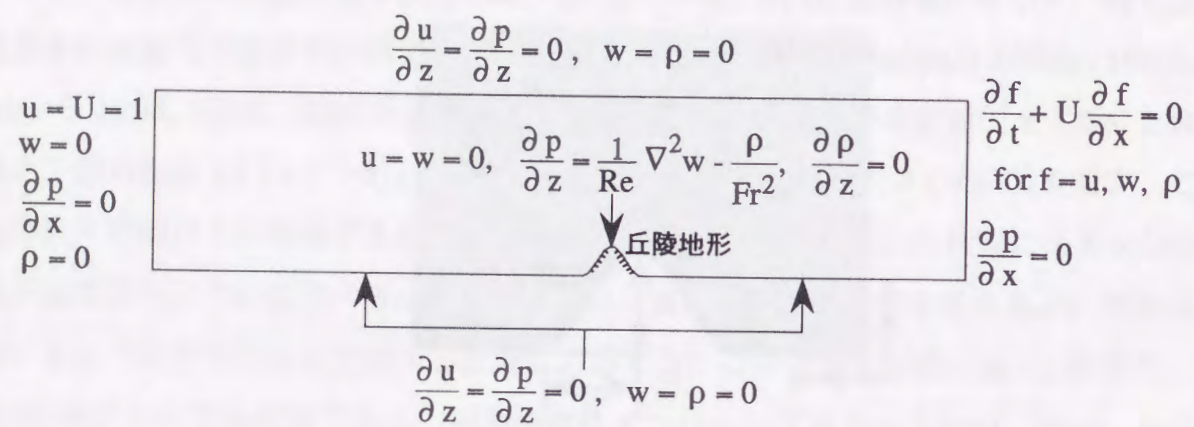


図3 境界条件 (case1)

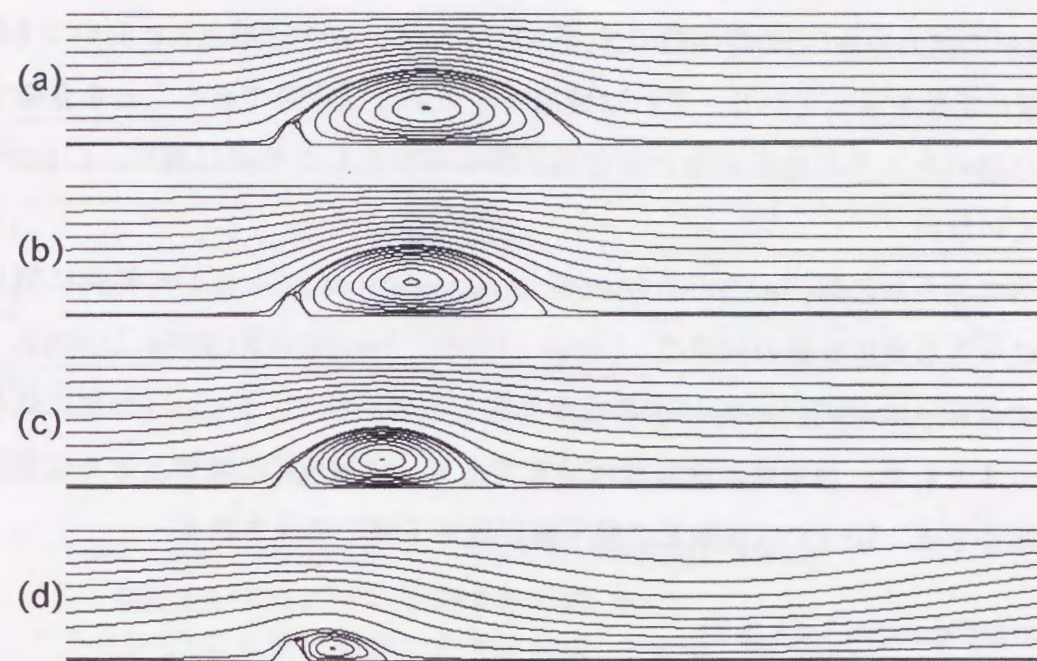


図4 weak stratification ($0 \leq K \leq 1$) の範囲における瞬時の流線図, $t=200$, $Re=2000$, (a) $K=0$ (中立流), (b) $K=0.5$, (c) $K=0.8$, (d) $K=1$

但し、 $K=1$ では長波長の風下波の存在により、定在渦の伸長は他の成層度 K と比較して非常に小さい。

図5に図4の瞬時の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)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。これは地形上流と下流へ伝播するcol.dist.や地形下流に励起された風下波の存在などを反映するものである。 $K=0$ (中立流)、 0.5 の流線群は地形背後の定在渦を反映している。 $K=1$ に近づくにつれてこの流線群の中心は徐々に地形に近づき、 $K=1$ では流線群の先端は地形上流へかなり伸びている。 $K=0.8$ 、 1 で見られる地形のより下流に存在する閉じた流線群は長波長の風下波の出現を反映している。

図6に地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す。どの成層度 K においても C_d は $t \geq 100$ では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。しかし、先に述べたように地形背後の定在渦のゆっくりとした伸長に伴い、 C_d は一定値には収束していない。

以上述べてきた本計算($Re=2000$)のweak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲に関して、地形周囲流に与える安定成層の効果は、Castro(1989), Hanazaki(1989a, 1989b), Paisleyら(1994)の低Reynolds数($Re \leq 100$)の計算結果とほぼ同様で、Reynolds数に依存しないと言える。すなわち、地形周囲流はほぼ定常であり、成層度 K の増加とともに地形背後の定在渦は縮小する。 $K=1$ では長波長の風下波が地形下流に形成される。

Strong stratification($1 < K \leq 2$)

2.3.2. 成層度 K に対する地形周囲流の変化

図7に $K=1.25, 1.5, 1.75, 2, 2.5, 3$ の瞬時の流線図を示す。但し、 $K=2.5, 3$ の流線図は $t=50$ に対応し、その他の4ケースは図9, 図10に示す地形の抗力係数 C_d の極小値に対応する。成層度 K の増加とともに風下波の波長は徐々に短くなっている。風下波の上昇流に伴い、ローターが地形下流の地面上に誘起されている(図7(a)-7(c), 7(e)と7(f))。また風下波の下降流に伴い、ローターが流路の上部境界上にも誘起されている(図7(a)と7(b))。本計算では風下波の上昇流や下降流により誘起された渦領域をローターと呼ぶ。 $K=2.5, 3$ では風下波の碎波が見られる。

図8に図7の瞬時の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)を示す。ここで最も注目すべきことは、閉じた流線群が地形上流にも出現しているということである。これは序論で述べた地形上流へ伝播するcol.dist.の存在を明らかにするものである。

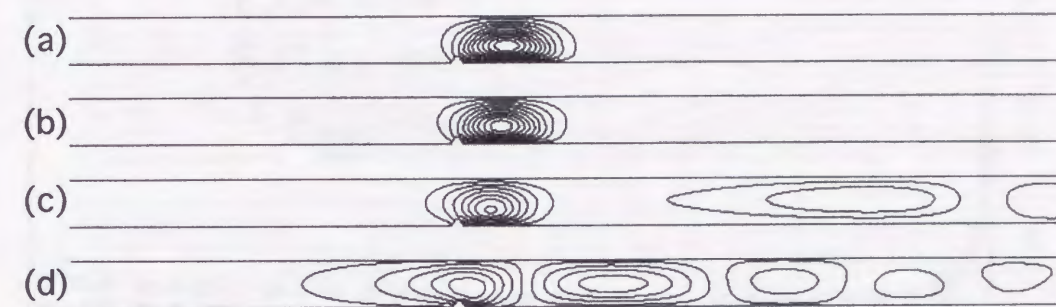


図5 weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における一様流速 U からのずれを表す流線図($\Delta\psi$), -4 から 2 の値を15分割した等値線図, $t=200$, $Re=2000$, (a) $K=0$ (中立流), (b) $K=0.5$, (c) $K=0.8$, (d) $K=1$

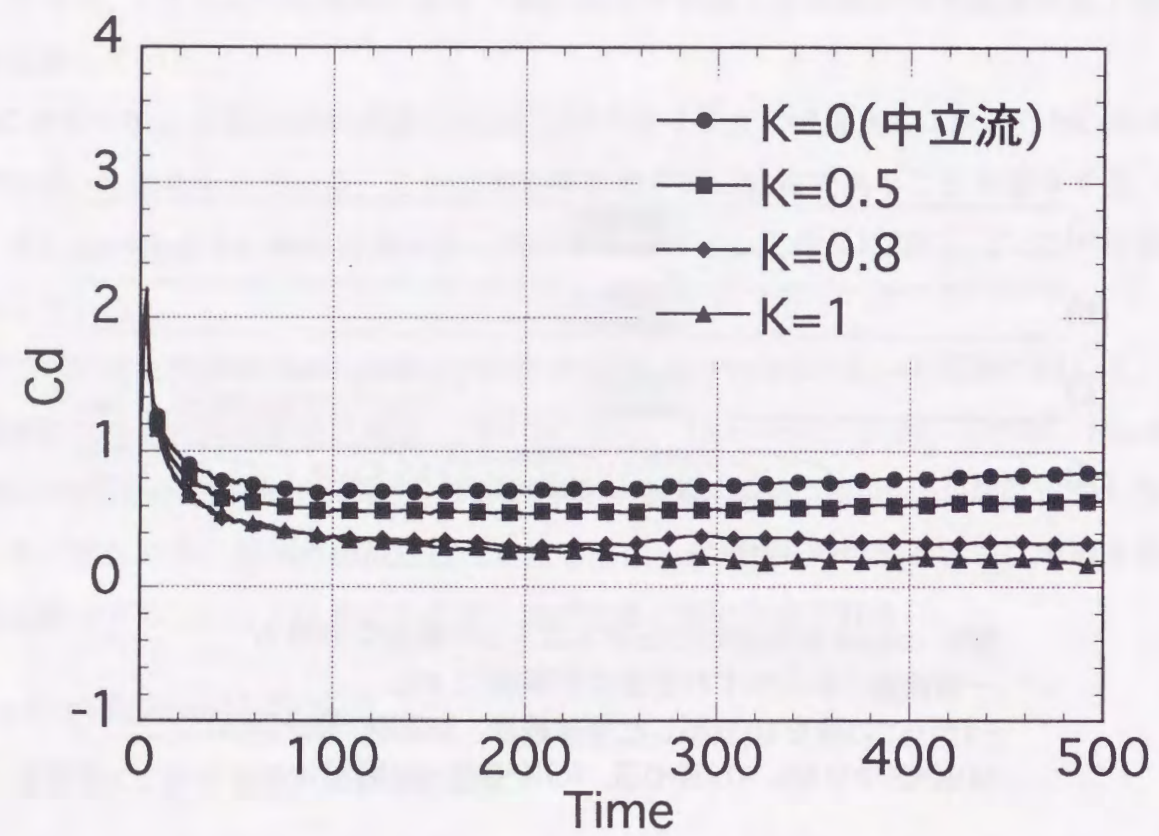


図6 weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における丘陵地形の抗力係数Cdの時刻歴, $Re=2000$

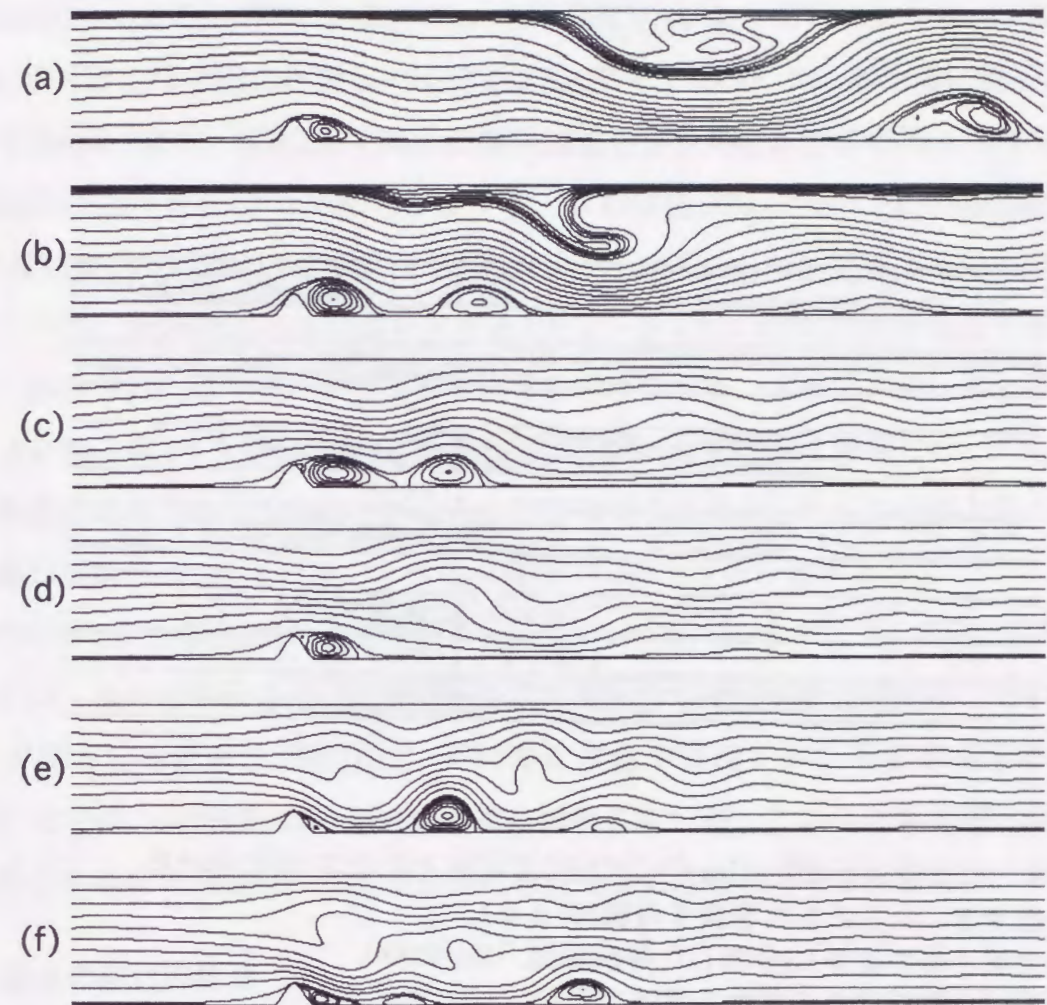


図7 strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲と $K=2.5, 3$ における瞬時の流線図, $Re=2000$, (a) $K=1.25, t=275$, (b) $K=1.5, t=350$, (c) $K=1.75, t=57$, (d) $K=2, t=65$, (e) $K=2.5, t=50$, (f) $K=3, t=50$

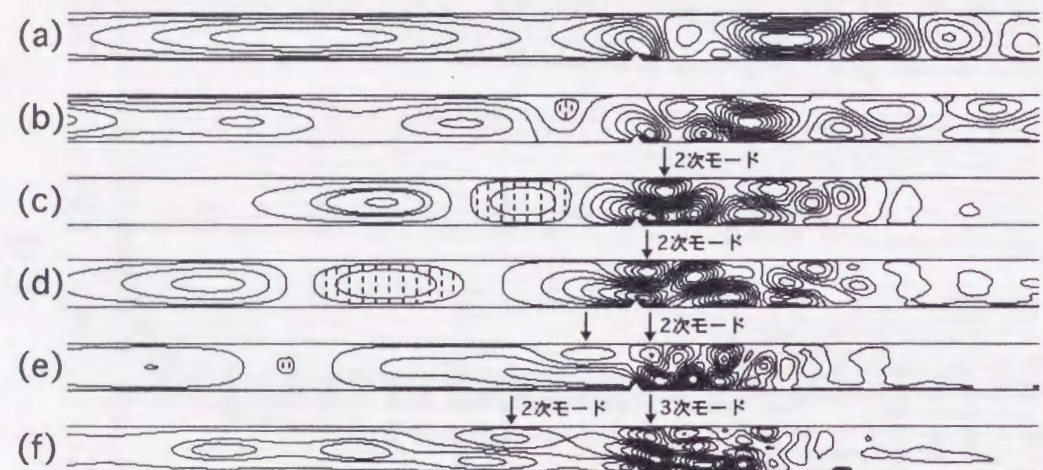


図8 strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲と $K=2.5, 3$ における一様流速 U からのずれを表す流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図, $Re=2000$, 点線は反時計回りの循環を意味する, (a) $K=1.25, t=275$, (b) $K=1.5, t=350$, (c) $K=1.75, t=57$, (d) $K=2, t=65$, (e) $K=2.5, t=50$, (f) $K=3, t=50$

る. 1次モードのcol.dist.が一つの渦のように地形上流へ放出されている. ここで言う“放出”とはcol.dist.に強弱があり, 1次の鉛直モード(速度成分 w が流路の上下境界上でゼロになる正弦的な鉛直プロファイル)を反映して等値線を描いた際に一つの渦のように見えるという意味である. 1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ では, 成層度 K の増加とともに1次モードのcol.dist.がより短い周期で地形上流へ放出されている. これは後述の図10(1次モードのcol.dist.の u_1 の時刻歴)からより明確に分かる. 2次モードのcol.dist.が $K \geq 1.75$ で既に出現し, $K=3$ では3次モードのcol.dist.も明確に見られる(図中に矢印で表示). また, $K \geq 1.5$ ではその循環は弱い反時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.(図中に矢印で表示)も存在する. これは図10(1次モードのcol.dist.の u_1 の時刻歴)で後述する. 時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.は地面上の地形から生じている. 一方, 反時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.は地形近傍で流路の上部境界上に誘起されたローターから生じていると考えられる. よって, ローターは一つの物体のように振る舞い, momentum source仮説(Baines 1994)と同様にcol.dist.の発生源になる特徴があると考えられる. なお, 本計算で得られたcol.dist.の地形上流への伝播速度は, 線形理論(Turner 1973)による予測値(式(1.5))とほぼ一致する.

図9に地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す. $K=1.25, 1.5$ では C_d に明確な振動が見られ, その振動はほぼ一定の振幅と周期を保ちながら継続している. これは地形周囲流に周期的な非定常性が存在し, その非定常性が持続することを意味する. 一方, $K=1.75, 2$ では C_d の振動は $t > 200$ で急速に減衰している. これは計算初期($t \leq 200$)に非定常性を示す地形周囲流が $t > 200$ で急速にほぼ定常になることを意味する.

2.3.3. 過去の研究の概要

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流に関して, 特定の成層度 K の範囲において地形周囲流の周期的な非定常性が報告されている. また, その発生メカニズムについても種々の議論がある(Castroら 1990, Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994, Lamb 1994, Rottmanら 1996). ここではこれらの研究内容を簡潔に示す.

Castroら(1990)はReynolds数 $Re=10^3-10^5$ で2次元垂直平板とWitch of Agnesi状の地形に対して密度成層水槽による室内実験を行っている. 2次元垂直平板の流路深さ H と地形高さ h とのプロクージュ比は $H/h=5$ である. 一方, Witch of Agnesi状の地形では $H/h=10, 5$ で, それぞれに対応する地形水平方向の半幅 L (本計算の a に対応)と H との比は

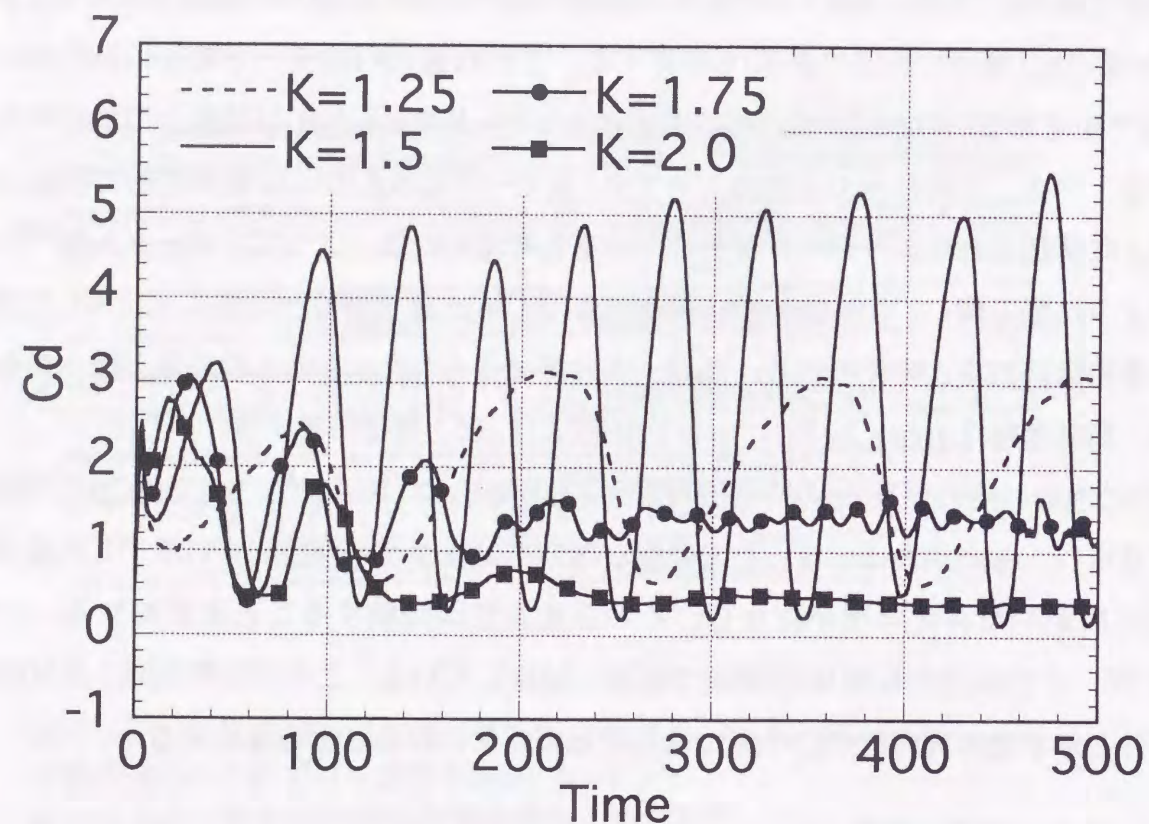


図9 strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲における丘陵地形の抗力係数Cdの時刻歴, $Re=2000$

$L/H=0.08, 0.16$ である。彼らは両者の地形に対して地形の抗力係数Cdの周期的な振動, すなわち, 地形周囲流の周期的な非定常性を $1.4 < K < 2$ で確認している。また, 地形上流へ伝播するcol.dist.の強さの変化が実質的な成層度Kを変化させるとし, この実質的な成層度Kの変化により地形周囲流の周期的な非定常性が生じていると説明している。

Hanazaki(1989a, 1989b)は差分法により垂直平板を過ぎる粘性流体の2次元計算($Re=20, H/h=15$)と3次元計算($Re=50, H/h=5$)を行っている。彼は地形上流へ一つの渦のように放出されるcol.dist.の強さの時間変動に対応してCdの時間変動が生じていると説明している。また十分時間が経つと, どの成層度Kにおいてもcol.dist.の強さの時間変動は小さくなり, これに対応してCdの時間変動もおさまり, それぞれの成層度Kによって決まる一定値に収束すると説明している。

Paisleyら(1994)は有限体積法により垂直平板を過ぎる粘性流体の2次元計算($Re=100, H/h=5$)を行っている。彼らはCdの周期的な振動が $1.3 \leq K \leq 1.6$ で継続し, $1.7 \leq K \leq 2$ で次第に減衰することを確認している。また, 地形形状の影響が重要であるとし, これに伴う非線形効果により地形周囲流の周期的な非定常性が生じていると説明している。

Lamb(1994)はプロジェクション法によりWitch of Agnesi状の地形($L/H=0.17$)を過ぎる非粘性流体の2次元計算を行っている。彼はCdの周期的な振動が $1 < K < 2$ で存在し, その周期は地形高さには依存しないと説明している。よって, H/h は明記されていない。また, 計算結果に地形への近寄り流れを恒久的に変化させるようなcol.dist.は存在しなかったと説明している。しかし, Cdの周期的な振動が地形上流の“upstream wave”の周期的な振動に対応することは明記している。

Rottmanら(1996)はスペクトル法によりWitch of Agnesi状の地形($H/Kh=10, L/H=1$)を過ぎる非粘性流体の2次元計算を行っている。但し, H/h ではなく $H/Kh=10$ とすることでFroude数を一定に保っている。彼らはCdの周期的な振動を $1 < K \leq 2$ で確認している。また, 最も長時間にわたって地形近傍で振動し続ける波により地形周囲流の周期的な非定常性が生じていると説明している。具体的には線形理論(Turner 1973)に基づいて式(1.3)で定義した主流方向(x)の群速度 $C_{gx}(k_x)$ と同じ大きさを有し, かつUと逆向きの波が重要であるとし, $C_{gx}(k_x)=U$ を満たす波の波数 k_n を以下のように導出している。

$$k_n = \left\{ \left(\frac{K}{n} \right)^{2/3} - 1 \right\}^{1/2} \left(\frac{n\pi}{H} \right) \quad (2.18)$$

また, この波の周期 T_n を式(2.18)と式(1.2)で定義した主流方向(x)の位相速度 $C_{px}(k_x)$ から

以下のように導出している。

$$T_n = \frac{2\pi/k_n}{C_{px}(k_n) - U} = \frac{2}{n} \left(\left(\frac{K}{n} \right)^{2/3} - 1 \right)^{-3/2} \frac{H}{U} \quad (2.19)$$

地形上流への伝播速度は以下のように与えられる。但し, col.dist.は式(1.5)である。

$$\left(\left(\frac{K}{n} \right)^{2/3} - 1 \right) U \quad (2.20)$$

彼らは彼ら自身の計算, 過去の室内実験(Castro 1990), 数値計算(Paisleyら 1994, Lamb 1994)で得られたCdの振動周期は式(2.19)とほぼ一致すると説明している。しかし, 本計算(Re=2000)のK=1.25, 1.5の全体とK=1.75, 2の計算初期(t≤200)で得られたCdの振動周期は式(2.19)とかなり異なる結果を示した。これについては後述する。

2.3.4. 地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズム

図9に示したように, K=1.25, 1.5の全体とK=1.75, 2の計算初期(t≤200)において地形の抗力係数Cdの周期的な振動が観察された。これはこの成層度Kの範囲において地形周囲流に周期的な非定常性が存在することを意味するものである。ここではこの非定常性に関して, 2つのメカニズムについて詳細に考察する。一つは地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムであり, もう一つはこれに伴いCdが極大値や極小値をとるメカニズムである。

まず地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムについて考察する。前節で述べたように, 地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムについては種々の議論があるが(Castroら 1990, Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1994, Lamb 1994, Rottmanら 1996), ここでは以下のように検討してみた。本計算で観察された地形周囲流の周期的な非定常性はHanazaki(1989a, 1989b)も指摘しているように, 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.に起因していると考えられる。地形周囲流と地形上流へ放出される1次モードのcol.dist.の挙動との関係をより明確に示すために, K=1.25, 1.5, 1.75, 2のCdと以下の式(2.21)で算出したu1の時刻歴(0≤t≤500)を図10に示す。但し, K=1.75, 2は2次モードのu2も合わせて示す。

$$u_n = \frac{2}{H} \int_0^H \left(\frac{\Delta u}{U} \right) \cos \left(\frac{n\pi z}{H} \right) dz \quad (2.21)$$

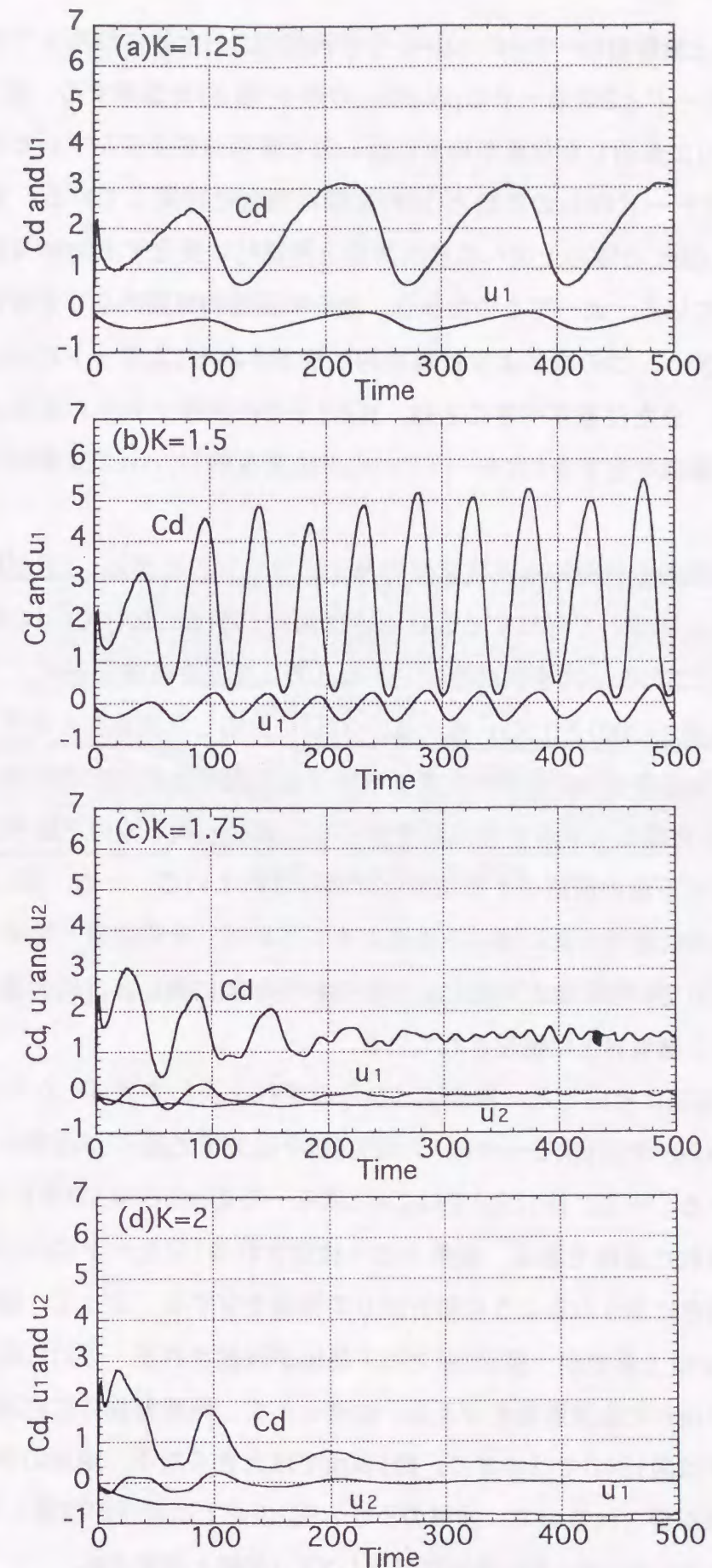


図10 丘陵地形の抗力係数Cd, 1次モードのu1, 2次モードのu2の時刻歴, Re=2000

この u_1 と u_2 は地形の上流断面($x=-2h$)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、1次モードと2次モードのcol.dist.の寄与(強さ)を意味する。但し、 h は地形高さである。フーリエ解析した位置が地形に近いので波形は多少歪んでいるが、どの成層度 K においても1次モードの u_1 の変動と C_d の変動は完全に同期している。言い換えると、1次モードのcol.dist.の地形上流への放出周期と周期的に変化する地形周囲流の振動周期は完全に同期している。よってこの図から、地形周囲流の周期的な非定常性は、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.に起因していると言える。また注意すべきことは、 $K \geq 1.5$ では流路上方から地形上流へ放出される反時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.を反映し、 u_1 の変動は正值も示すということである。

次に上記の地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムに伴い、 C_d が極大値や極小値をとるメカニズムについて考察する。ここでは図9、図10において C_d の変化が最も明確に観察された $K=1.5$ のケースを例にとり、そのメカニズムを考察する。

図11に(a) C_d -極小値($t=300$)と(b) C_d -極大値($t=325$)に対応した流線図を示す。 C_d -極小値、 C_d -極大値では地形背後の定在渦の大きさや風下波の振幅などに大きな違いが見られる。図11(a)では地形背後に大きな定在渦が存在する。また、風下波の下降流に伴いローターが地形からかなり下流の流路の上部境界上に誘起されている。一方、図11(b)では地形を過ぎる流れの流線は密で非常に強い下降流が生じている。その結果、地形背後の定在渦はかなり小さくなっている。また同時に、この強い下降流に伴い非常に大きなローターが地形近傍で流路の上部境界上に誘起されている。

図12に図11の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす速度ベクトル図と流線図($\Delta \psi$)を示す。図12(a)では1次モードのcol.dist.(図中に矢印で表示)が地形から上流へ放出されようとしている。一方、図12(b)ではこの1次モードのcol.dist.(図中に矢印で表示)が地形上流へ放出された直後である。地形上流へ放出される1次モードのcol.dist.は図中の速度ベクトルの向きに示されるように時計回りの循環を有する。よって、地形のすぐ前方において図12(a)では上昇流が、図12(b)では下降流が誘起される。これらの効果は地形のすぐ前方の近寄り流れに直接影響を与える。結果として、地形背後の定在渦を形成する剥離せん断層の曲率は図12(a)では小さく、図12(b)では大きくなる。地形の背圧は剥離せん断層の曲率に直接影響されるので、曲率の小さい図12(a)では背圧が回復して C_d が極小値をとり、曲率の大きい図12(b)では背圧が低下して C_d が極大値をとる。

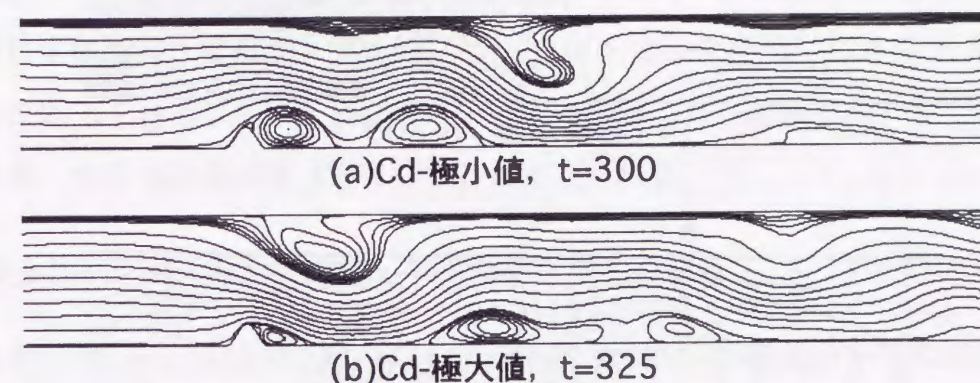


図11 丘陵地形の抗力係数 C_d の極小値と極大値に対応した流線図, $K=1.5$, $Re=2000$

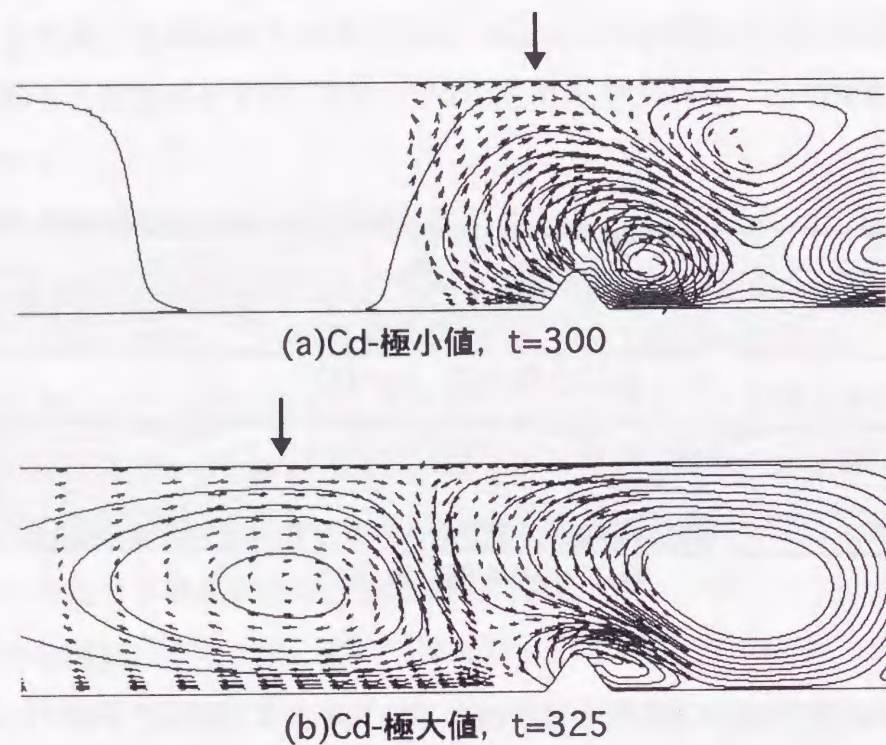


図12 丘陵地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した一様流速Uからのずれを表す速度ベクトル図と流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図, $K=1.5$, $Re=2000$

2.3.5. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム

図9, 図10に示したように, $K=1.75, 2$ において地形の抗力係数Cdの振動が $t>200$ で急速に減衰する現象が得られた. これは計算初期($t\leq 200$)に非定常性を示す地形周囲流が $t>200$ で急速に定常になることを意味するものである. ここでは周期的に変化する地形周囲流がほぼ定常になるメカニズムについて考察する.

図13と図14に $t=350$ の流線図とこれに対応した一様流速Uからのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)を示す. 図10(c)と10(d)に示したように, $K=1.75, 2$ 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.が支配的になる. 図14から分かるように, この2次モードのcol.dist.は時計回りと反時計回りの循環を有し, 流路深さ中心の水平軸に対してほぼ上下対称的な配置をとる. 2次モードのcol.dist.は地形への近寄り流れに対して周期的な変動を与えず(図10(c)と10(d)の u_2 を参照), これに対応して図13に示すように地形を過ぎる流れも流路深さ中心の水平軸に対してほとんど上下対称的になる. その結果, 地形周囲流はほぼ定常になると考えられる.

2.3.6. プロッケージ比, Reynolds数, 地形形状に関する検討

本計算の $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期($t\leq 200$)で得られた地形の抗力係数Cdの振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))との差異については以下のように考える. 本計算では粘性流体で, (1)比較的高いReynolds数 $Re=2000$, (2)急峻な地形形状, (3)比較的小さいプロッケージ比 $H/h=6$ の特徴を有する. 但し, H は流路深さ, h は地形高さである. 非線形性を強めるこれらの効果により, より短い周期で1次モードのcol.dist.が地形上流へ放出され, これに伴いCdの振動周期も短くなっていると考えられる. これをより明確に示すために, $K=1.5$ のケースに対してReynolds数と H/h を変化させた計算を試みた. 但し, Froude数 $Fr(=U/Nh)$ と成層度 $K(=NH/\pi U)$ には $Fr=H/\pi hK$ の関係があり, K を一定とした際の H/h の増加は Fr の増加も意味する.

図15と図16に $H/h=6, 10$ で $Re=20, 100, 2000$ のCdと式(2.21)で算出した u_1 の時刻歴($0\leq t\leq 500$)を示す. どのケースにおいても1次モードの u_1 の変動とCdの変動は完全に同期しており, 2.3.4節で述べたメカニズムで地形周囲流の周期的な非定常性が生じていることが分かる. 図15と図16のそれぞれから, 同じ H/h でもReynolds数が小さくなると u_1 の変動周期, すなわち, 1次モードのcol.dist.の放出周期は長くなることが分かる. また図15と図16を比較して, 同じReynolds数でも H/h が大きくなると u_1 の変動周期, すなわ

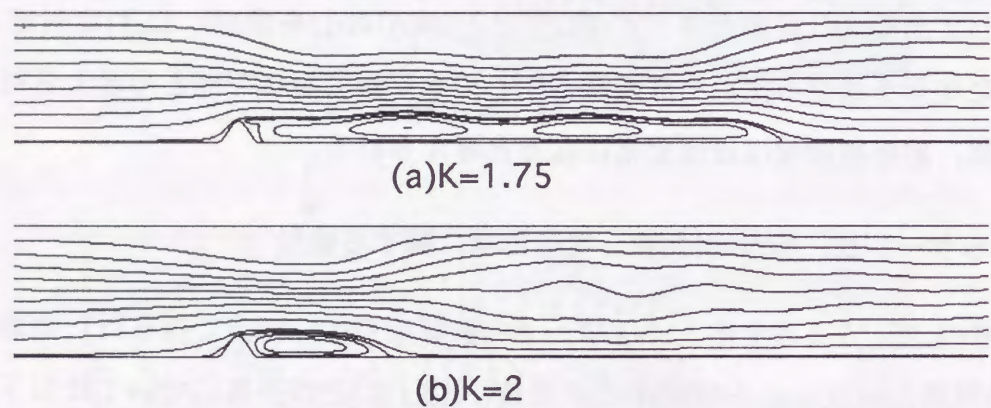


図13 $t=350$ の流線図, $Re=2000$

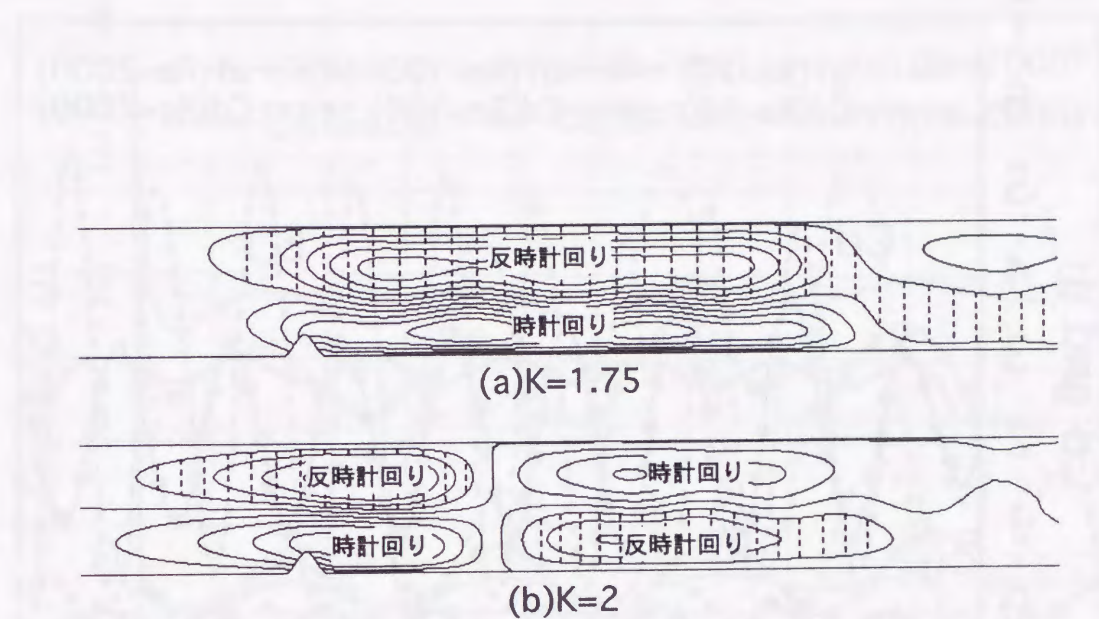


図14 $t=350$ の一樣流速 U からのずれを表す流線図 ($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図, $Re=2000$

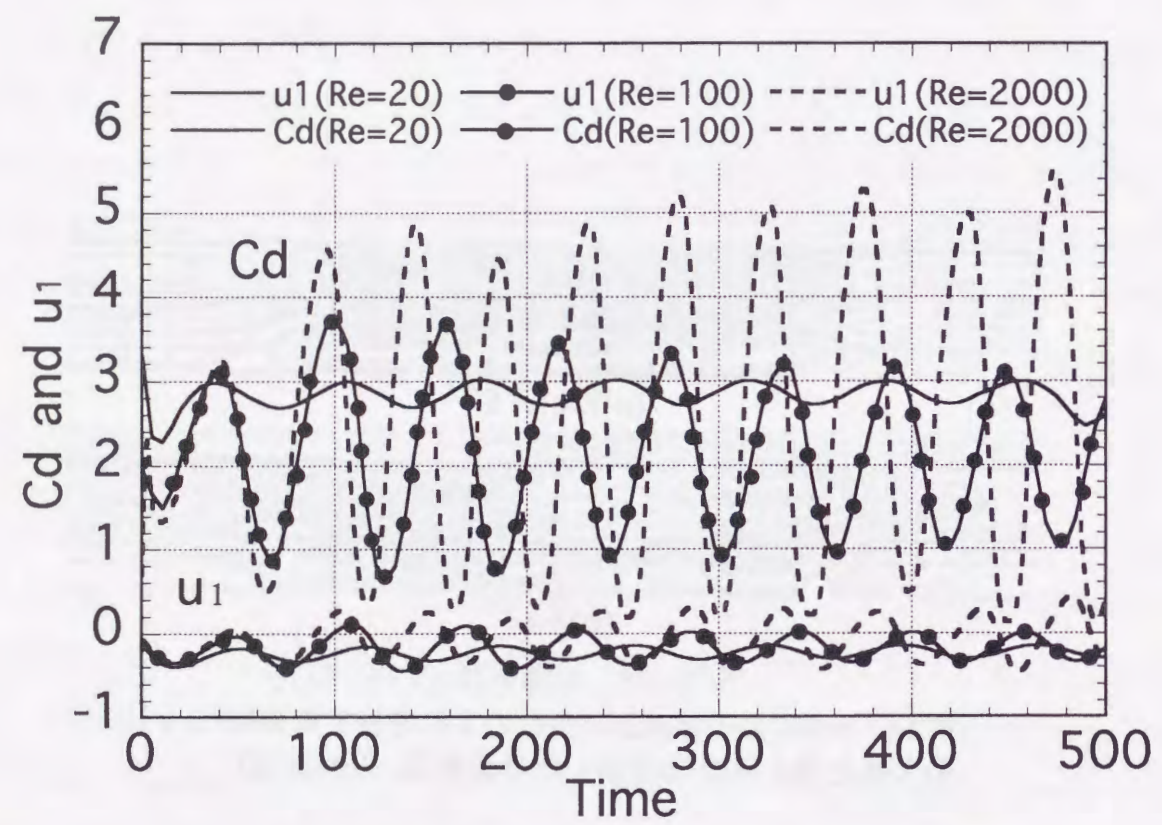


図15 丘陵地形の抗力係数 C_d と1次モードの u_1 の時刻歴,
 $K=1.5$, $Re=20, 100, 2000$, $H/h=6$

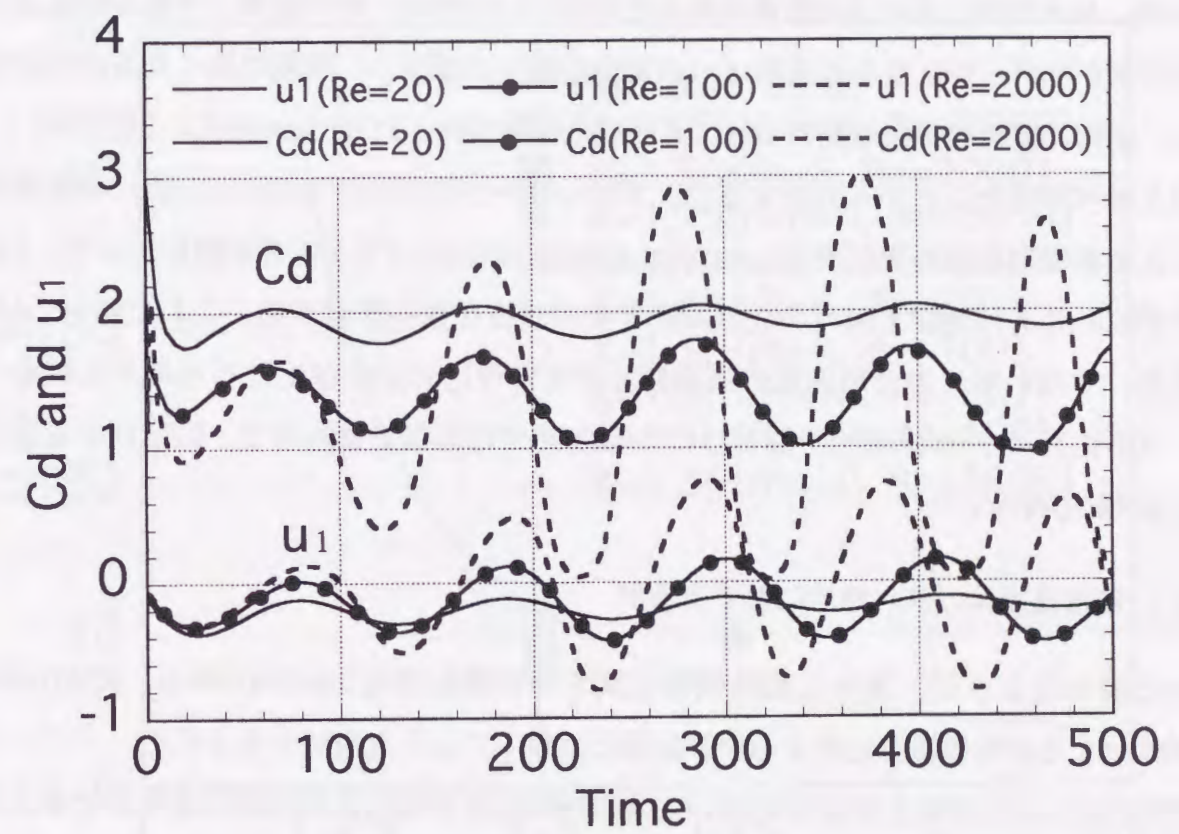


図16 丘陵地形の抗力係数 C_d と1次モードの u_1 の時刻歴,
 $K=1.5$, $Re=20, 100, 2000$, $H/h=10$

ち、1次モードのcol.dist.の放出周期は長くなる傾向にあることも分かる。図16の $H/h=10$, $Re=20$ の1次モードの u_1 の変動と C_d の変動はHanazaki(1989a, 1989b)の指摘と同様、ゼロではない一定値に収束しつつある。

図17に本計算で得られた C_d の振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成層度 K に対する変化を示す。非線形を強める効果が卓越するケースにおいてはRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))との差異が明らかに見られる。

地形形状に関しては、垂直平板と非常になだらかな丘陵地形(パラメータ $a=6$)を対象に $H/h=6$, $Re=2000$, $K=1.5$ の計算を試みた(内田ら 1998b)。その結果、予想されるように地形形状がなだらかになるとともに u_1 の変動の強さは減少し、周期は長くなる傾向が得られた。地形周囲流の振動周期についても同様な傾向が得られた(Appendix-2を参照)。

以上述べてきたことから判断すると、プロクレージ比 H/h , Reynolds数, 地形形状などによる非線形を強める効果が, strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲において, 1次モードのcol.dist.の地形上流への放出周期とその強さに強く影響する。これに伴い C_d の振動周期, すなわち, 地形周囲流の周期的な非定常性にも変化が生じると考えられる。なお, さらに高Reynolds数の計算についてはDNSでは困難であるので, LESによる差分解析を第3章で検討した。

2.3.7. 非粘性流体の流れ特性に関する検討

先に述べたように, 我々の粘性流体に関する計算結果とLamb(1994), Rottmanら(1996)による非粘性流体に関する計算結果には以下のような違いが見られた。

Lamb(1994)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化させるようなcol.dist.は存在しなかったと説明している。これに対し, 粘性流体を対象とした我々の計算結果では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.が得られた。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する結果, 地形周囲流の周期的な非定常性が生じていることも確認された。

Rottmanら(1996)は線形理論(Turner 1973)に基づいて導出した地形周囲流の振動周期(式(2.19))が, 彼ら自身の計算, 過去の室内実験(Castro 1990), 数値計算(Paisleyら 1994, Lamb 1994)で得られた地形の抗力係数 C_d の振動周期と良い一致を示すと報告している。これに対し, 粘性流体を対象とした本計算($Re=2000$)の $K=1.25$, 1.5 の全体と $K=1.75$, 2 の計算初期($t \leq 200$)で得られた C_d の振動周期はRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))とかなり異なる結果を示した。

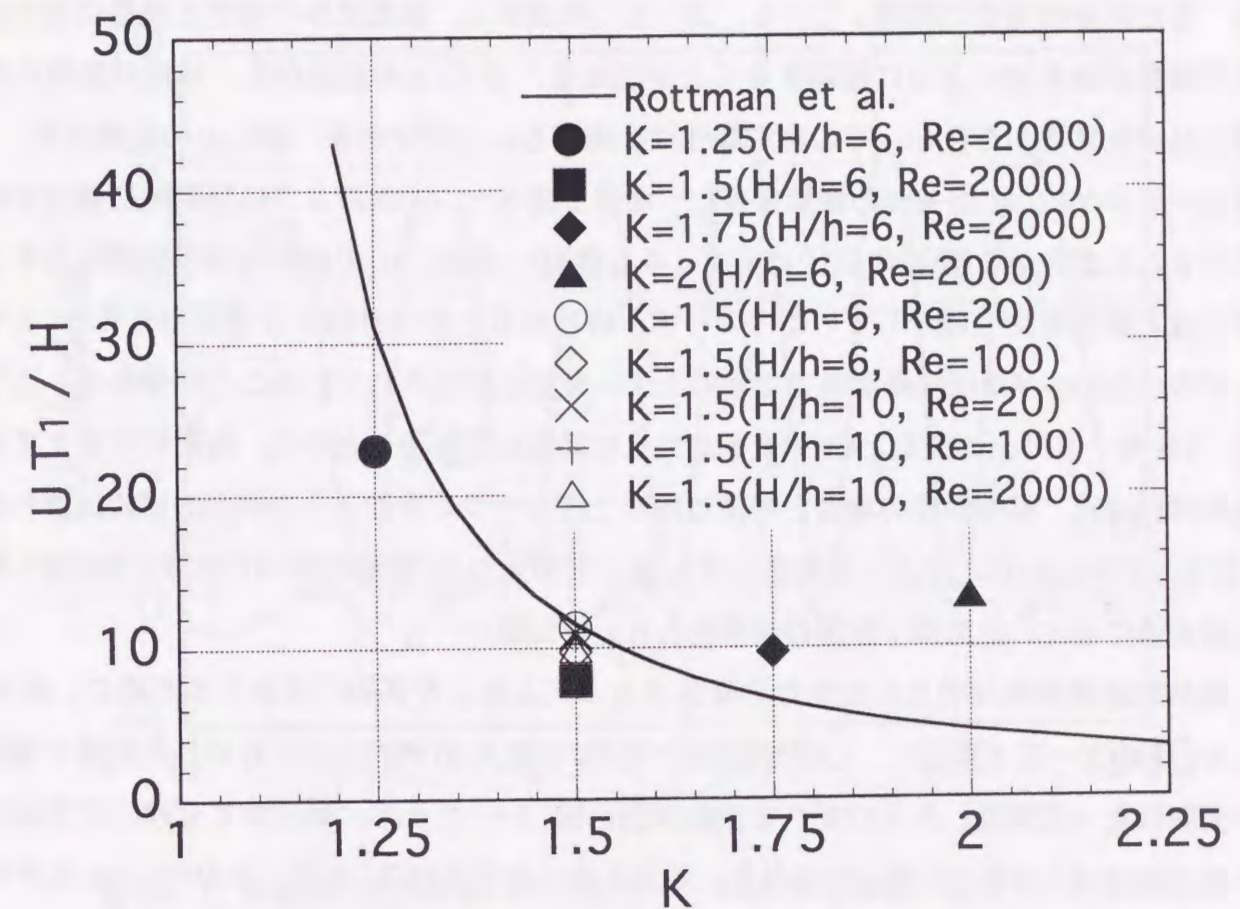


図17 本計算で得られた丘陵地形の抗力係数 C_d の振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成層度 K に対する変化

そこで上記の違いを調べるために、粘性流体の場合と同様な計算手法を用いて非粘性流体の挙動を検討した(内田ら 1998c). 対象とした地形モデルは比較的なだらかな丘陵地形である. ここで、パラメータ a は3とした. その他の条件などは粘性流体の計算と同様である(Appendix-3を参照).

図18に $K=1.5$ のケースに関して、 C_d と式(2.21)で算出した u_1 の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す. 但し、 Δu をフーリエ解析した位置は地形上流 $x=-4h$ の断面である. 粘性流体の場合(図10, 図15, 図16)と同様、1次モードの u_1 の変動と C_d の変動は周期的に振動している. また両者は完全に同期している. よってこの図から、粘性流体の場合と同様に地形近傍の流動現象を次のように推測することが出来る. まず C_d の変動から、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が分かる. 次に u_1 の変動から、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が分かる(後述の図19に示す $\Delta \psi$ を参照). また、 u_1 の変動はほぼ同様な大きさで正值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分かる. さらに、1次モードの u_1 の変動と C_d の変動が完全に同期していることから、周期的に変化する地形周囲流は、粘性流体の場合と同様に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.によって発生していることが分かる(後述の図19に示す C_d の極小値と極大値に対応した流路下層部の流線図と $\Delta \psi$ を参照).

地形周囲流の周期的な非定常性の発生メカニズムをより詳細に検討するために、図19に $K=1.5$ のケースに関して、 C_d の極小値($t=255$)と極大値($t=287.5$)に対応した流路下層部の流線図と一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta \psi$)を示す. 地形のすぐ前方に注目すると、Lamb(1994)の主張とは異なり、地形上流へ放出される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変化しているのが分かる. すなわち、粘性流体の場合(図12)と同様、地形のすぐ前方の近寄り流れが C_d -極小値では持ち上げられ、 C_d -極大値では押さえられている.

以上から、粘性流体、非粘性流体ともに本計算で得られた地形周囲流の周期的な非定常性は、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.

図20に我々が試みた非粘性流体の計算において、 $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全時間と $K=2$ の計算初期($t \leq 100$)で得られた C_d の振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成

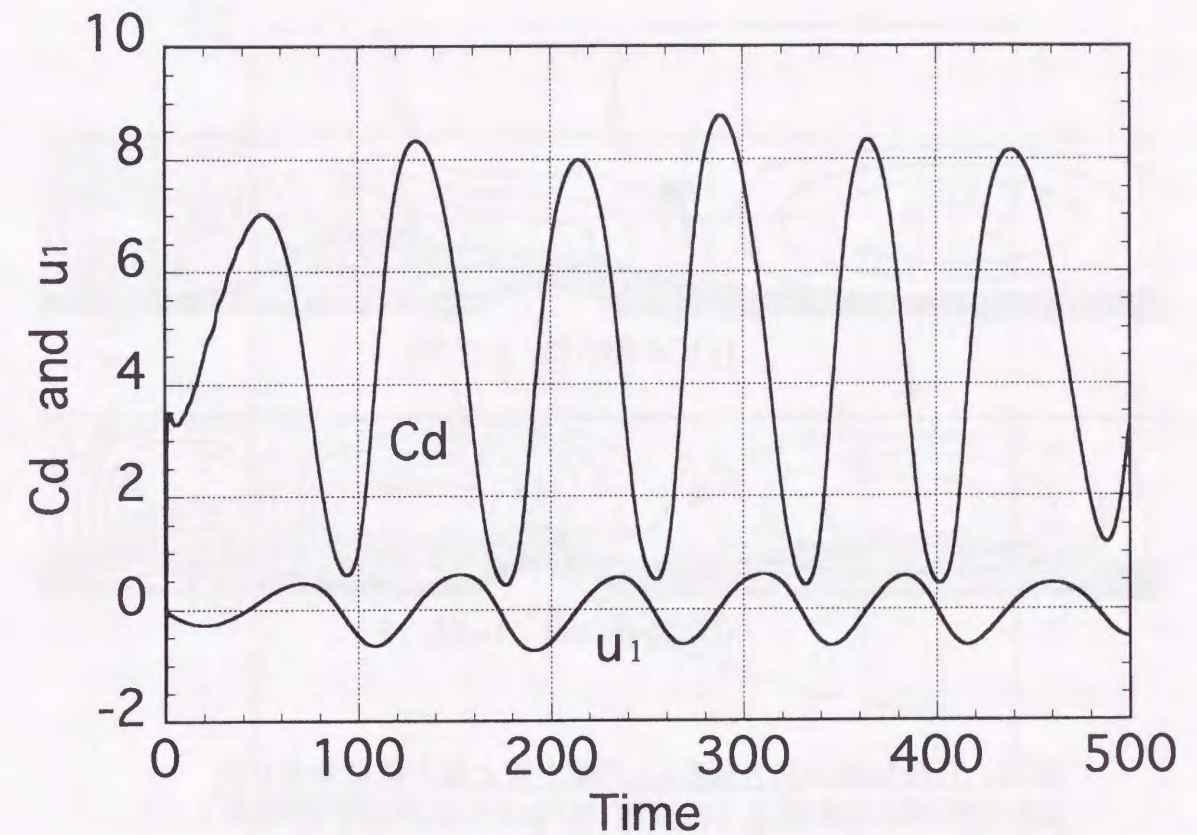


図18 丘陵地形の抗力係数 C_d と1次モードの u_1 の時刻歴, $K=1.5$, 非粘性流体

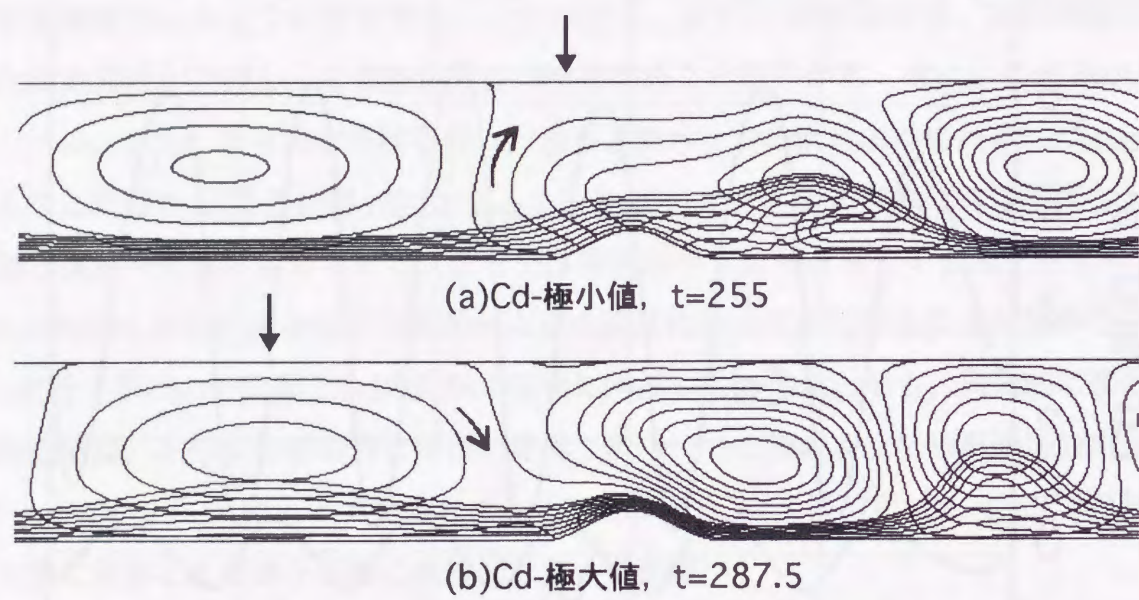


図19 丘陵地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した流路下層部の流線図と一様流速Uからのずれを表す流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図, $K=1.5$, 非粘性流体

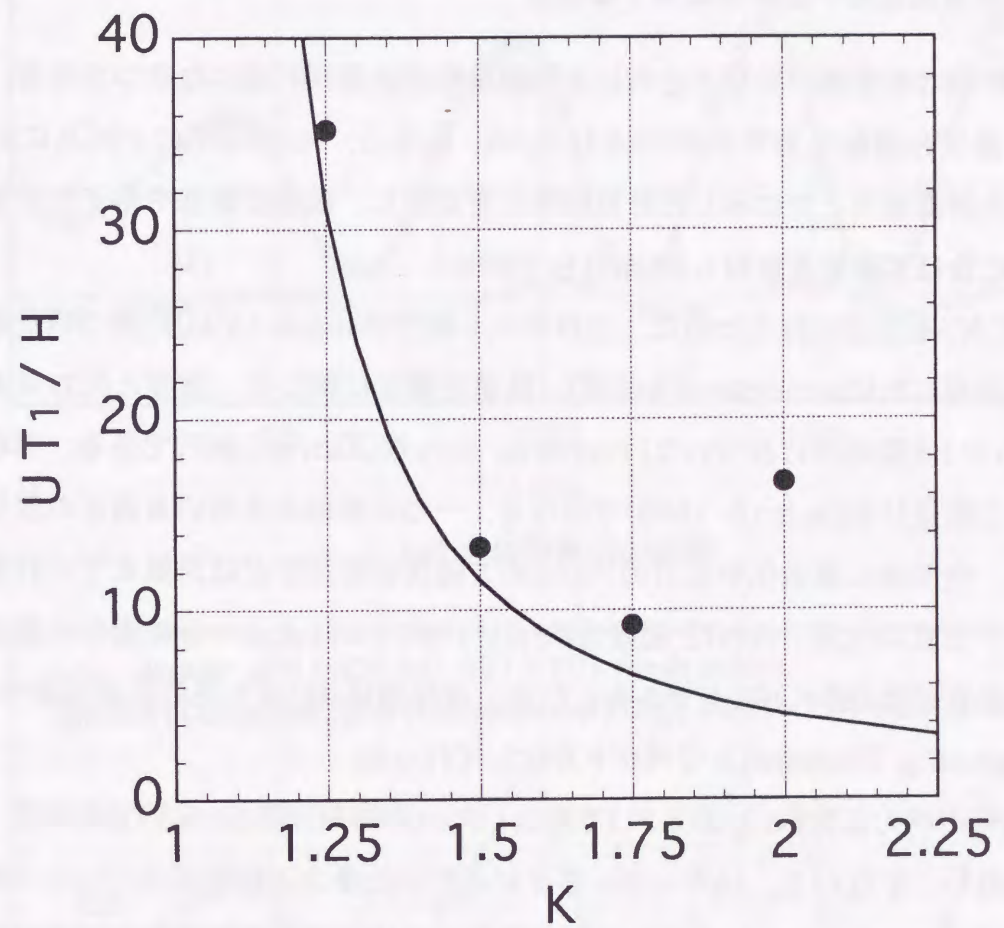


図20 非粘性流体の計算で得られた丘陵地形の抗力係数Cdの振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成層度Kに対する変化

層度Kに対する変化を示す。Cdの振動周期は粘性流体の場合(図17を参照)と同様、式(2.19)とかなり異なる結果を示す。これは粘性流体、非粘性流体ともに本計算で得られた地形周囲流の周期的な非定常性を引き起こしている波が、Rottmanら(1996)の主張する $C_{gx}(kx)=U$ を満たす波ではなく、1次モードのcol.dist.であるためと考えられる。また、粘性流体の場合と同様、非線形を強めるプロクージュ比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。

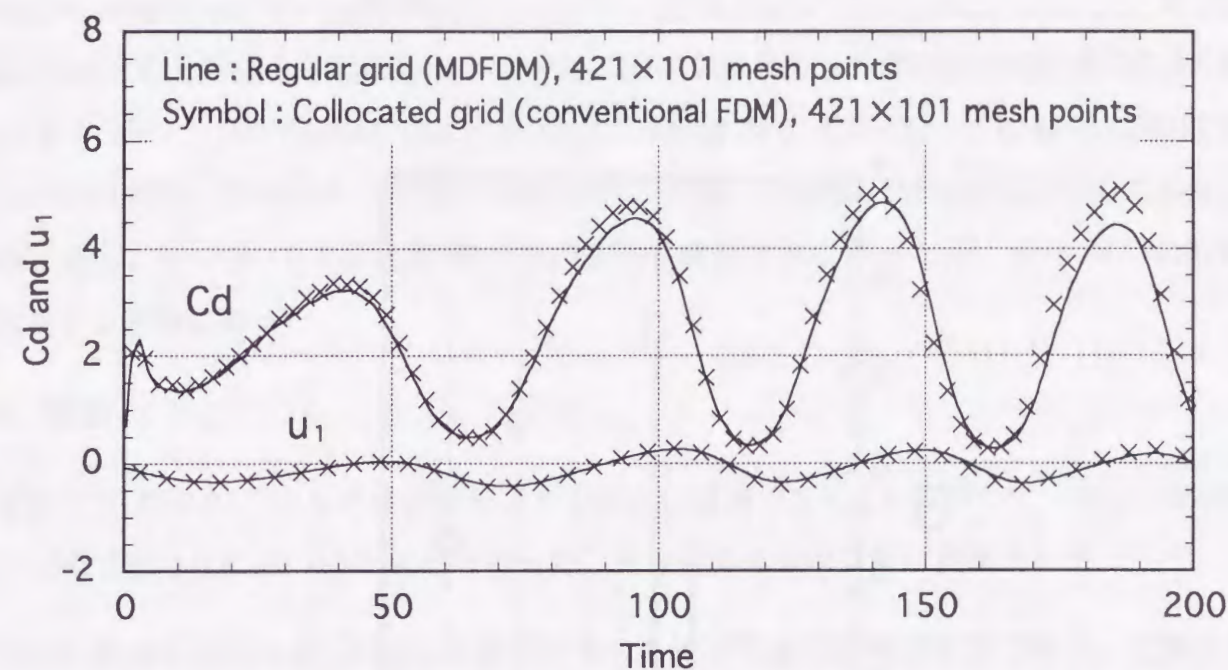
2.3.8. 数値計算法と格子分解能に関する検討

近年、高性能な計算機の登場とともに大規模な数値計算が可能になりつつある。そこで非常に高い格子分解能を有するDNSを $H/h=6$, $K=1.5$, $Re=2000$ のケースに対して行い、得られた計算結果と先に示した計算結果とを比較し、数値計算法や格子分解能の違いが計算結果に及ぼす影響を検討した(内田ら 1998b)。

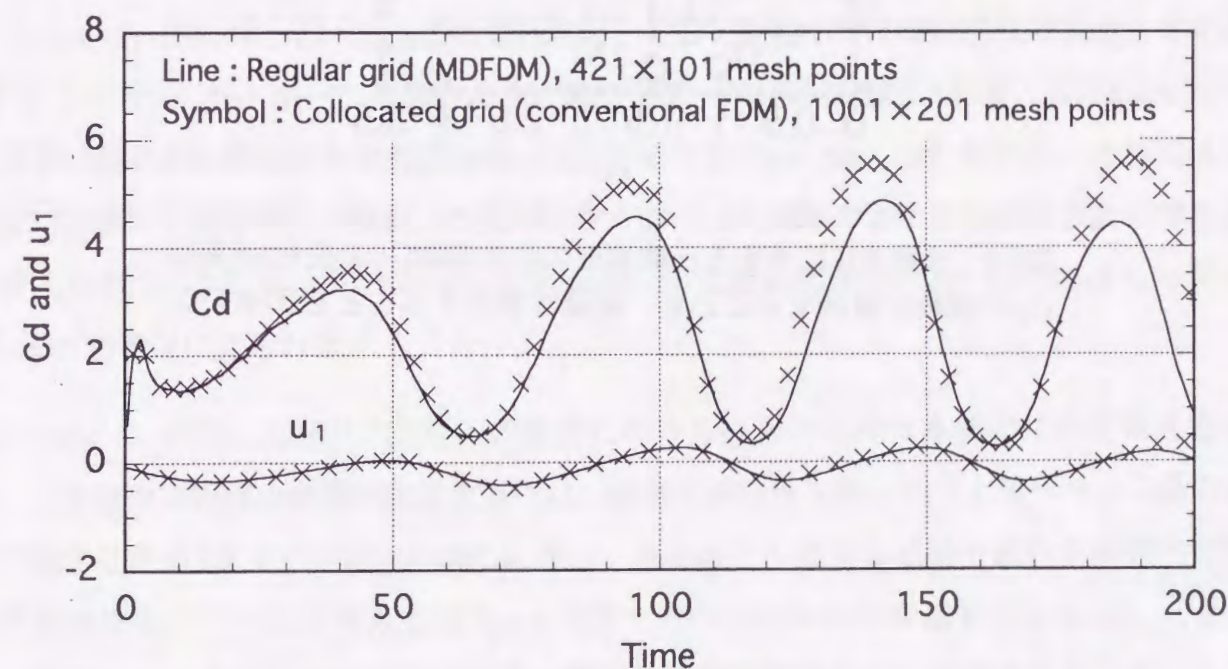
大規模なDNSを高速に行うために、コロケート格子(Zangら 1994)に基づいた計算コードを新たに開発した(Appendix-4を参照)。数値計算法に関して、速度と圧力のカップリングはEulerの1次陽解法に基づいたFractional Step法(Kimら 1985)である。方程式系の離散化は多方向差分法(Suitoら 1995)ではなく、一つの座標系を用いる通常の差分法に基づいている。空間項の離散化や圧力のPoisson方程式の解法などは前節までの計算と同様である。格子点数は主流方向(x)と鉛直方向(z)に 1001×201 点と十分に細かく設定した。前節までの計算では 421×101 点である。なお、本計算は(株)富士通の高速演算サーバVXの1PE(Processing Element)上でベクトル化して行った。

図21に地形の抗力係数Cdと式(2.21)で算出した u_1 の時刻歴($0 \leq t \leq 300$)を示す。まず数値計算法の違い、すなわち、レギュラー格子に基づいた多方向差分法(Suitoら 1995)とコロケート格子(Zangら 1994)に基づいた通常差分法の違いが計算結果に及ぼす影響を検討するために、同じ計算格子(421×101 点)を用いて計算を行った。その結果を図21(a)に示す。1次モードの u_1 の変動とCdの変動はそれぞれ良い一致を示している。次に格子分解能の違いが計算結果に及ぼす影響を検討するために、 421×101 点の格子分解能を有する計算結果と 1001×201 点の格子分解能を有する計算結果との比較を図21(b)に示す。Cdの変動に若干の違いが見られるが、1次モードの u_1 の変動とCdの変動は全体的にほぼ良い一致を示している。

以上から、本計算結果(421×101 点)は数値計算法や格子分解能の影響をほとんど受けていない信頼性の高い数値解であると言える。なお、この他に 351×51 点と 421×71 点の



(a) 数値計算法の影響



(b) 格子分解能の影響

図21 丘陵地形の抗力係数Cdと1次モードの u_1 の時刻歴, $Re=2000$

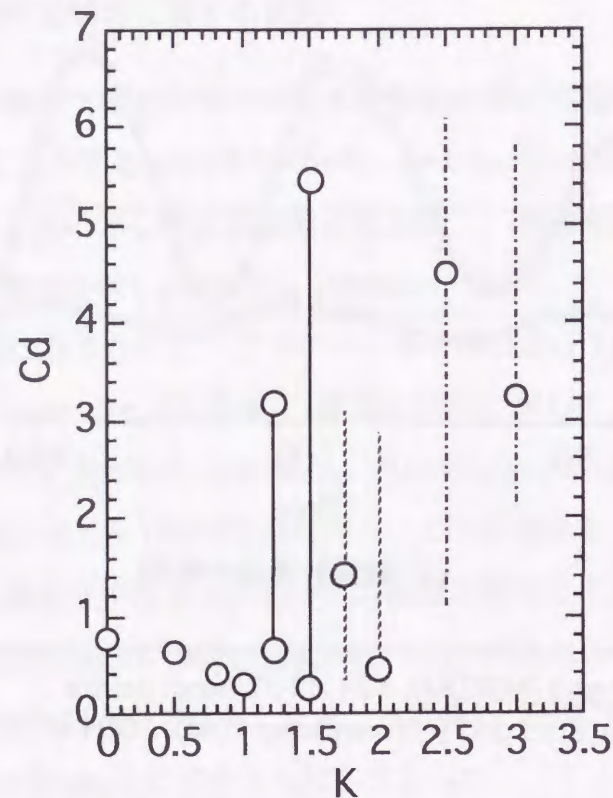


図22 成層度Kに対する丘陵地形の抗力係数Cdの変化(実線はCdの振動が継続することを、破線は減衰することを意味する)

比較的粗い計算格子を用いた計算も行い、それらの計算結果は本計算結果(421×101点)とほぼ同様な流れパターンを示すことを確認した。

2.3.9. 成層度Kに対する地形の抗力係数Cdの変化

図22に成層度Kに対する地形の抗力係数Cdの変化を示す。K=1.25, 1.5のシンボルは振動するCdの上限値と下限値を示す。一方、K=1.75, 2のシンボルはほぼ定常なCdの値を示す。K=1, 2の整数値では局所的にCdが減少している。この傾向は過去のJanowitz(1981), Castroら(1990), Hanazaki(1989a, 1989b), Paisleyら(1994)の結果と同様である。K=2.5, 3では周期的なCdの振動は確認されなかったが、K=3のCdの振動は減衰する傾向にあった。

2.4 結論

有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流($0 \leq K \leq 3$)に関して、Reynolds数 $Re=2000$ で差分法に基づいたDNSを行った。主な計算結果は以下に要約される。

1) weak stratification ($0 \leq K \leq 1$)の範囲における地形周囲流はほぼ定常であり、成層度Kの増加とともに地形背後の定在渦は縮小する。風下波が $K \geq 0.8$ で既に形成される。

2) strong stratification ($1 < K \leq 2$)の範囲に関して、 $K \geq 1.25$ では時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.が一つの渦のように地形上流へ周期的に放出される。 $K \geq 1.5$ ではその循環は弱い反時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.も存在する。これは地形近傍で流路の上部境界上に誘起されたローターが一つの物体のように振る舞うためであると考えられる。2次モードのcol.dist.が $K \geq 1.75$ で既に出現し、 $K=3$ では3次モードのcol.dist.も明確に見られる。

3) strong stratification ($1 < K \leq 2$)の範囲における地形周囲流は本質的に非定常性を示す。この地形周囲流の周期的な非定常性は、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。1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ 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非定常性を示す。しかし、 $K=1.75, 2$ 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る。

4) Reynolds数, 地形形状, プロッケージ比 H/h などの非線形性を強める効果が, strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲において, 1次モードのcol.dist.の地形上流への放出周期とその強さに強く影響する. 但し, H は流路深さ, h は地形高さである. これに伴い C_d の振動周期, すなわち, 地形周囲流の周期的な非定常性にも変化が生じると考えられる. 1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ に関して, (1)比較的高い $Re=2000$, (2)急峻な地形形状, (3)比較的小さい $H/h=6$ の特徴を有する本計算の場合, 1次モードのcol.dist.の地形上流への放出周期はRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))よりもかなり短くなる. これに伴い C_d の振動周期もRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))よりも短くなる.

5)粘性流体の場合と同様な計算手法を用いて非粘性流体の挙動を検討した. その結果, 粘性流体の場合と同様に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.が得られた. $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全体と $K=2$ の計算初期($t \leq 100$)において地形周囲流の周期的な非定常性が観察された. この非定常性の発生メカニズムも粘性流体の場合と同様である. C_d の振動周期は粘性流体の場合と同様, Rottmanら(1996)の予測値(式(2.19))とかなり異なる結果を示した. これは粘性流体, 非粘性流体ともに本計算で得られた地形周囲流の周期的な非定常性を引き起こしている波が, Rottmanら(1996)の主張する $C_{gx}(kx)=U$ を満たす波ではなく1次モードのcol.dist.であるためと考えられる. また, 粘性流体の場合と同様, 非線形性を強めるプロッケージ比 H/h の効果も C_d の振動周期に影響を与えていると推測される.

6) $H/h=6, Re=2000, K=1.5$ のケースに対して数値計算法や格子分解能の違いが計算結果に及ぼす影響を検討した. その結果, 本計算結果(421×101 点)は数値計算法や格子分解能にほとんど依存していない信頼性の高い数値解であることが示された.

第3章 丘陵地形の上流と下流地面上に滑り条件を課した場合

—高Reynolds数を対象としたLES—

3.1 はじめに

第2章では有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流($0 < K \leq 3$)に関して, 比較的高いReynolds数 $Re=2000$, プロッケージ比 $H/h=6$ で差分法に基づいたDNS(Direct Numerical Simulation)を行い, 地形周囲流の詳細な検討を行った. 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col.dist.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. 1)1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ 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($t \leq 200$)に出現した. 2)この非定常性が発生するメカニズムは, 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. さらに, 地形周囲流の周期的な非定常性に影響を与える諸要素を検討するため, $K=1.5$ のケースに対して低Reynolds数の $Re=20, 100$ と比較的高い $Re=2000$ についてそれぞれプロッケージ比 $H/h=6, 10$ の計算を行った. その結果, Reynolds数は地形周囲流の周期的な非定常性に強く影響することが示唆された. また実際の安定成層した山越え大気流れに関連し, 高Reynolds数の流れは興味ある課題である.

有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流に関して, 高Reynolds数の流れを対象とした数値的研究はPaisleyら(1996)によって報告されているのみである. 彼らは渦粘性近似に基づき, 浮力の効果を考慮したRANS(Reynolds Averaged Numerical Simulation or Reynolds Averaged Navier Stokes方程式)系の乱流モデルである混合距離モデル(0方程式モデル)を用い, $Re=10^4, H/h=10$ で垂直平板とコサイン形状の地形(本計算と同様な形状)を過ぎる安定成層流($1 \leq K \leq 10$)の2次元計算を行っている. 但し, $a/h=8$ と 1.8 である. 彼らは風下波の碎波が生じる臨界Froude数(地形上方の風下波が最初に碎波するFroude数)などを線形理論による予測値(Milesら 1969), 密度成層水槽による室内実験の結果(Castroら 1993)と比較している. また, 特定の成層度 K の範囲($1.2 \leq K \leq 1.5$)において地形周囲流の周期的な非定常性を報告している. これはPaisleyら(1993)に記述されている. しかし, 地形周囲流の詳細な挙動やそのメカニズムは十分に解明され

ておらず、有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層した高Reynolds数の流れの挙動はいまだ明らかではない。また、RANS系乱流モデルが非定常解析に与える影響も懸念される。

そこで本計算では複雑乱流場の非定常解析が可能で、乱流解析法として現在最も注目されているLES(Large Eddy Simulation)を用い、strong stratification($1 < K \leq 2$)に対して、高Reynolds数 $Re=10^5$ で差分解析を試みた。特にReynolds数の増大による地形周囲流の周期性の変化に注目し、詳細な検討を行った(内田ら 1998d)。

3.2 丘陵地形を過ぎる密度成層流のLES基礎式

最近の乱流解析において、LESは複雑乱流場に対する有効な数値解析法として注目されている。LESでは流れ場に空間フィルタを施し、様々なスケールの渦を計算格子よりも大きなGS(Grid Scale)成分の渦と小さなSGS(Sub-Grid Scale)成分の渦とに分解する。そして、GS成分は直接計算を行う一方、SGS成分は物理的考察に基づいてモデル化を行う。LESのSGSモデルには標準Smagorinskyモデル(Smagorinsky 1963)と呼ばれる渦粘性近似が主に使用されてきた。しかし、モデル定数であるSmagorinsky定数を流れ場全体で一定とするこのモデルは、幾つかの欠点が指摘されており複雑乱流場への適用には問題がある(Germanoら 1991)。

近年、Germanoら(1991)の提案したダイナミックSmagorinskyモデルが標準Smagorinskyモデル(Smagorinsky 1963)の欠点を克服するモデルとして注目されている。このモデルは“Germano identity”に基づいた一連のプロセスにその特徴がある。具体的には、まず計算格子で定義されるグリッドフィルタとそれよりも大きなテストフィルタを流れ場に施す。次に両フィルタで捉えられる乱流挙動の相似性を利用し、LESで直接計算されるGS成分自体からモデル定数C(Smagorinsky定数の2乗に相当)を時間的にかつ空間的にダイナミックに算出する。最近では、このダイナミックプロセスを種々のSGSモデルに適用した上記の派生モデルや新しい概念に基づいたSGSモデルのモデル化が乱流の基礎研究として活発に議論されている(Lesieur 1996)。同時にこれらのSGSモデルが複雑乱流場へ汎用的に適用できるのではないかと期待されている。成層流に関してもダイナミックSmagorinskyモデル(Germanoら 1991)は標準Smagorinskyモデル(Smagorinsky 1963)よりも良好な結果を与えるとの報告がある(村上ら 1995)。ここで、Lilly(1992)がダイナミックSmagorinskyモデル(Germanoら 1991)の成層流への拡張を示していることを付記する。

そこで本計算ではダイナミックSmagorinskyモデル(Germanoら 1991, Lilly 1992)に基づいたLESを用い、有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる密度成層した高Reynolds数 $Re=10^5$ の流れを検討する。計算領域などは第2章と同様である。無次元化された丘陵地形を過ぎる密度成層流のLES基礎式を以下に示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\bar{\rho}}{Fr^2} \delta_{i3} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} = \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial x_j \partial x_j} + \bar{w} \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

SGS応力 τ_{ij} 、SGS密度フラックス h_j 、SGS渦粘性係数 ν_{SGS} は以下のように定義される。

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} - 2 \nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (3.4)$$

$$h_j = -\alpha_{SGS} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} = -\frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

$$\nu_{SGS} = C \Delta^2 |\bar{S}| \quad (3.6)$$

モデル定数CとSGS乱流プラントル数 Pr_{SGS} はLilly(1992)の方法に従い算出する。

$$C = -\frac{M_{ij} L_{ij}}{2 M_k^2} \quad (3.7)$$

$$Pr_{SGS} = \frac{P_j R_j}{C R_k^2} \quad (3.8)$$

式(3.4)–式(3.8)に含まれる物理量はそれぞれ以下のように定義される。

$$L_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i} \widehat{\bar{u}_j} \quad (3.9)$$

$$M_{ij} = \Delta^2 \overline{|\hat{S}_{ij}|} - \Delta^2 \overline{|\hat{S}_{ij}|} \quad (3.10)$$

$$P_j = \overline{\hat{u}_j \hat{\rho}} - \hat{u}_j \hat{\rho} \quad (3.11)$$

$$R_j = \Delta^2 \overline{|\hat{S}_{ij}|} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial x_j} - \Delta^2 \overline{|\hat{S}_{ij}|} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial x_j} \quad (3.12)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.13)$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.14)$$

$$|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (3.15)$$

$$|\hat{S}| = (2 \hat{S}_{ij} \hat{S}_{ij})^{1/2} \quad (3.16)$$

ここで、変数上の“-”はグリッドフィルタが、“^”はテストフィルタが施されていることを意味する。式(3.7)、式(3.8)により算出したCとPr_{SGS}は局所的な値を使用する(村上ら 1995)。但し、計算の安定化のためにそれらが負値をとる際には強制的にゼロ(clipping)とする(村上ら 1995)。なお、テストフィルタが施された物理量は谷口(1995)の方法に従い算出する。

$$\hat{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24} \nabla^2 \bar{f} \quad (3.17)$$

但し、

$$\frac{\Delta^2}{\Delta} = \Delta^2 + \Delta^2, \quad \frac{\Delta^2}{\Delta} = 2, \quad \Delta = \sqrt{3} \Delta = \sqrt{3} J^{1/2} \quad (3.18)$$

式(3.2)、式(3.3)のRe, Fr, PrはそれぞれReynolds数(=ρ₀Uh/μ), Froude数(=U/Nh), Prandtl数(=0.7)である。ここで、ρ₀は参照密度, Uは地形への一様近寄り流速, hは地形高さ, μは粘性係数, Nは浮力振動数(プラントパイサラ振動数)(N²=-(g/ρ₀)(dρ_B(z)/dz)), gは重力加速度, ρ_B(z)は地形から十分上流で定義される基本密度場である。式(3.18)のJは座標変換に伴うヤコビアンである。

3.3 数値計算法などの概要

数値計算法なども第2章と同様である。すなわち、速度と圧力のカップリングはMAC法(Harlowら 1965)に準じ、圧力は式(3.2)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方程式と式(3.2)-式(3.17)は一般曲線座標系を導入し、多方向差分法(Suitoら 1995)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。式(3.2)、式(3.3)の時間積分法は1次のEuler陽解法である。空間項の離散化は式(3.2)、式(3.3)の対流項を除いて全て2次精度中心差分、対流項に関しては3次精度風上差分であるKawamura-Kuwaharaスキーム(Kawamuraら 1986)とする。格子点数は主流方向(x)と鉛直方向(z)に421×101点とし、地形頂部の最小格子幅Δzは3×10⁻³hである(図2を参照)。初期条件や境界条件などは第2章と同様である。計算はRe=10⁵で中立流(K=0)と安定成層流(特にstrong stratificationの範囲であるK=1.25, 1.5, 1.75, 2)に対して行う。計算結果はDNSの結果(Re=2000)との比較を中心に記述する。

3.4 計算結果と議論

3.4.1. 中立流(K=0)

図23に中立流(K=0)の流線図の時間発展を示す。Re=2000(DNS), Re=10⁵(LES)の両者ともに地形背後に定在渦が見られ、時間の経過とともにその大きさはわずかずつ伸長している。Re=10⁵(LES)ではRe=2000(DNS)と比較して定在渦の伸長の度合は更に小さい。丘陵地形の表面から剥離したせん断層の再付着距離はRe=10⁵(LES)の方がRe=2000(DNS)よりもかなり短い。すなわち、定在渦は前者の方が後者よりもかなり小さい。

図24に地形の抗力係数Cdの時刻歴(0≤t≤500)を示す。但し、LESのCdはGS成分のみから算出した。Re=2000(DNS), Re=10⁵(LES)の両者ともにCdはt≥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。Re=10⁵(LES)ではCdの波形に細かな変動が見られる。これは丘陵地形の表面境界層が剥離して形成する非常に細かな渦の挙動を反映している。

Strong stratification(1<K≤2)

3.4.2. 成層度Kに対する地形周囲流の変化

図25に地形の抗力係数Cdと式(2.21)で算出した1次モードのu₁, 2次モードのu₂の時刻歴(0≤t≤500)を示す。Re=10⁵(LES)のCdに注目する。丘陵地形の表面境界層が剥離して

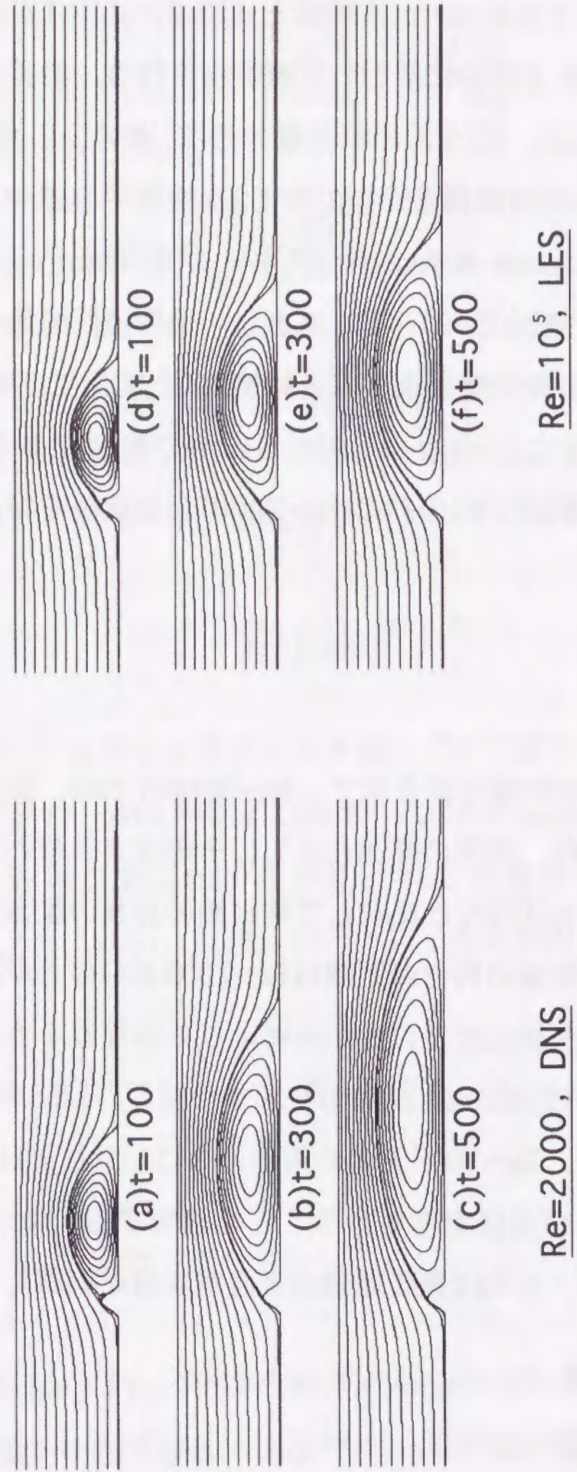


図23 中立流($K=0$)の流線図の時間発展

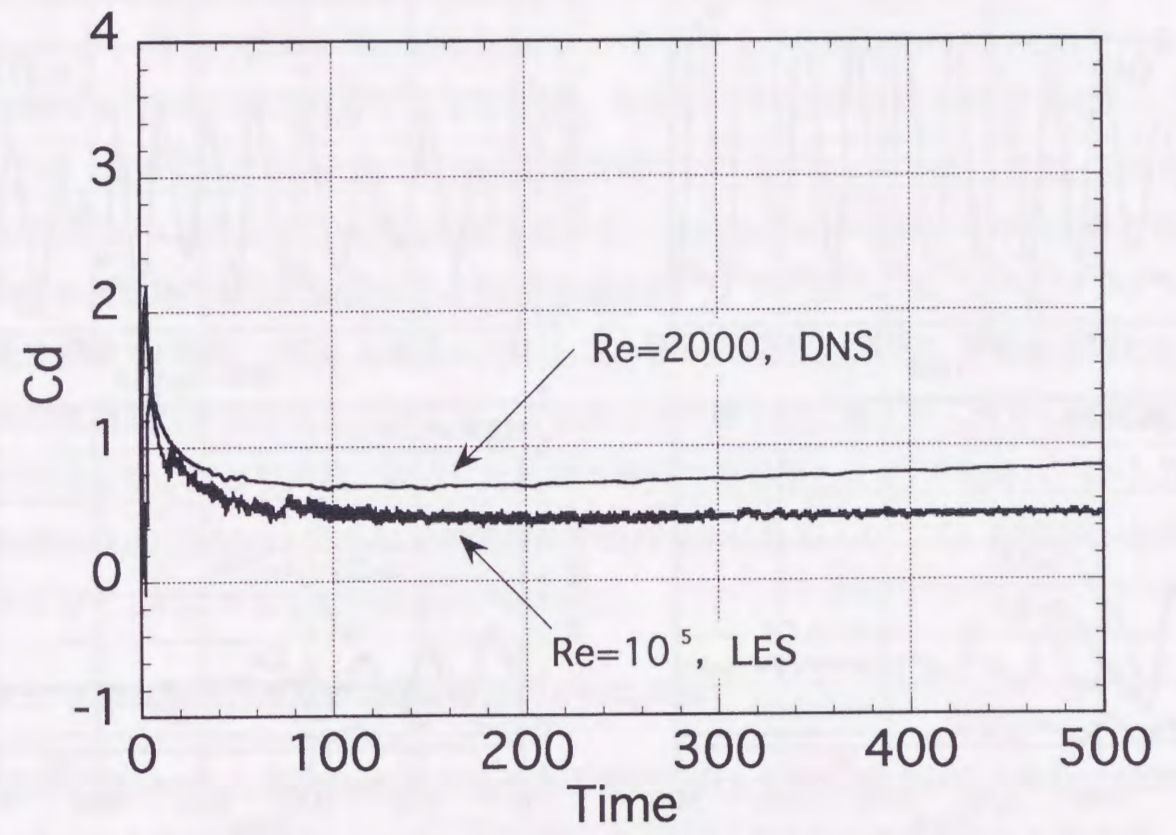


図24 中立流($K=0$)の丘陵地形の抗力係数 C_d の時刻歴

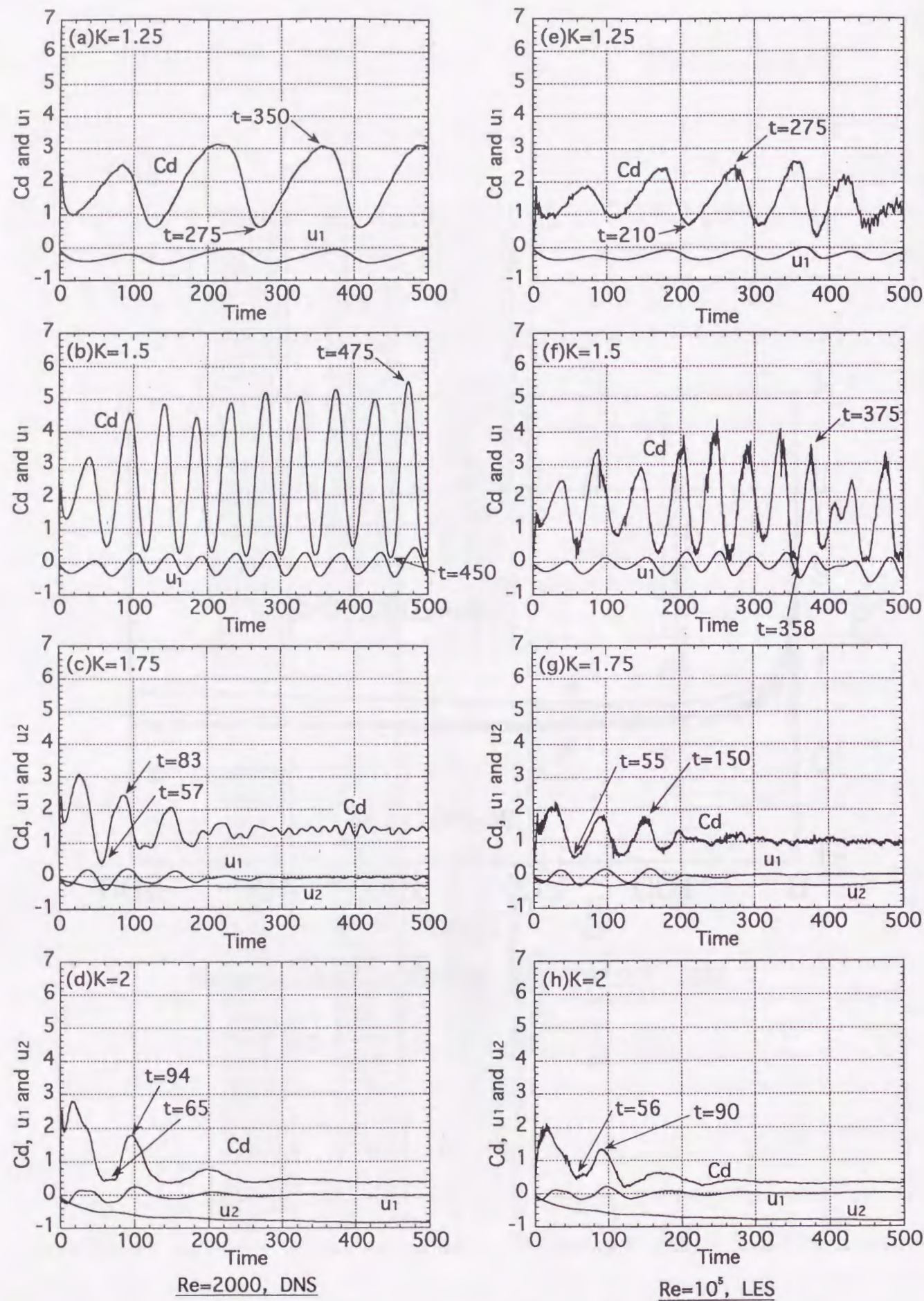


図25 丘陵地形の抗力係数Cd, 1次モードのu1, 2次モードのu2の時刻歴

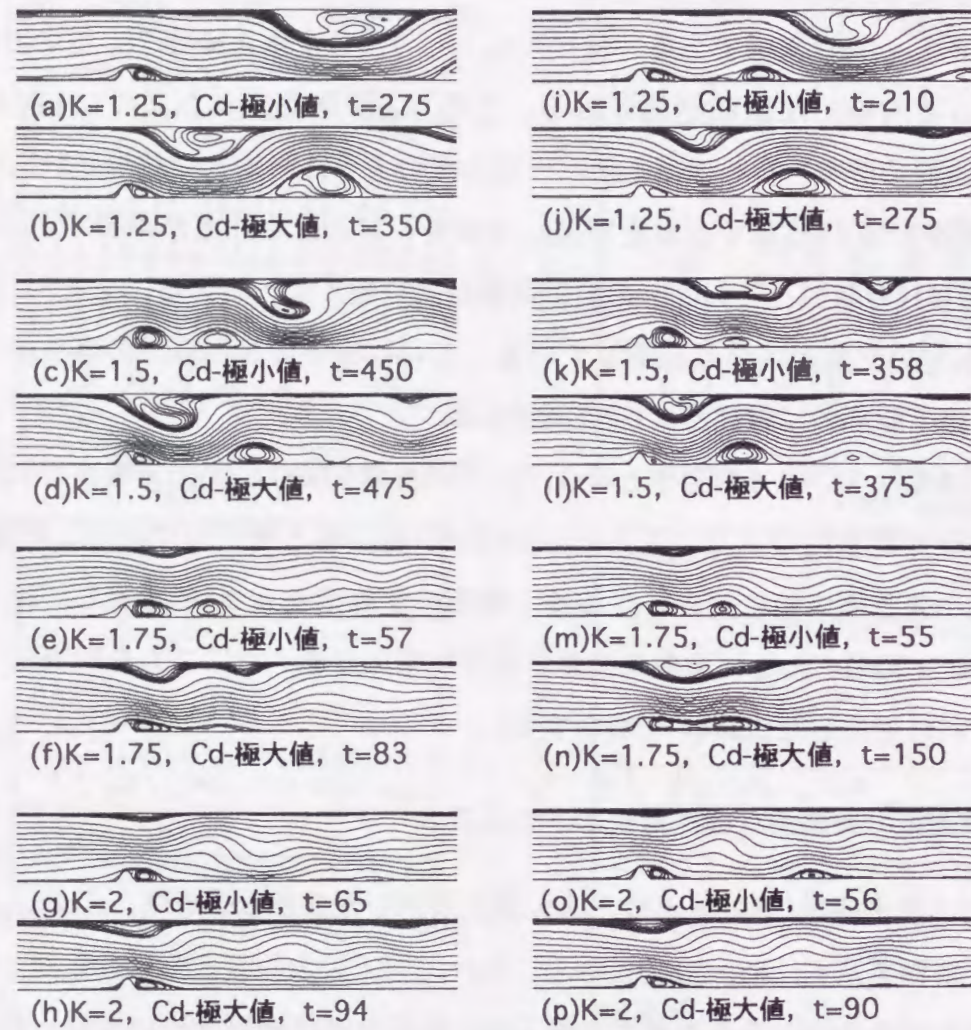
形成する非常に細かな渦の挙動を反映してCdに細かな変動が見られるが、全体的な傾向は $Re=2000$ (DNS)とほぼ同様である。すなわち、 $K=1.25, 1.5$ ではCdの周期的な振動が継続して見られる。これは地形周囲流に周期的な非定常性が存在し、その非定常性は持続することを意味する。しかし、 $K=1.75, 2$ ではCdの周期的な振動は $t>200$ で急速に減衰している。これは計算初期($t \leq 200$)に非定常性を示す地形周囲流が $t>200$ で急速に定常になることを意味する。次に、 $Re=10^5$ (LES)の u_1, u_2 に注目する。両者ともに全体的な傾向は $Re=2000$ (DNS)とほぼ同様である。特に $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期($t \leq 200$)では u_1 に周期的な振動が見られる。これは第2章で述べたように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意味する(後述の図27に示す $\Delta\psi$ を参照)。1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5$ では、成層度Kの増加とともに u_1 の変動周期はより短くなっている。また、1次モードの u_1 の変動はCdの変動と完全に同期している。これは後述の図27(Cdの極小値と極大値に対応した流路下層部の流線図と $\Delta\psi$)で後述する。

次節以降では $K=1.25, 1.5$ の全体と $K=1.75, 2$ の計算初期($t \leq 200$)で観察された地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズムを図26(Cdの極小値と極大値に対応した流線図)、図27(Cdの極小値と極大値に対応した流路下層部の流線図と $\Delta\psi$)で考察し、 $K=1.75, 2$ で時間の経過($t>200$)とともに地形周囲流がほぼ定常になるメカニズムを図28($t=300$ における $\Delta\psi$ とこれに対応した流線図)で検討する。

3.4.3. 地形周囲流の周期的な非定常性のメカニズム

図26に地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した流線図を示す。但し、図25に矢印で表示した時刻を示す。 $Re=2000$ (DNS), $Re=10^5$ (LES)の両者ともにCd-極小値, Cd-極大値では地形背後の定在渦の大きさや風下波の振幅などに顕著な違いが見られる。すなわち、Cd-極小値では地形背後に大きな定在渦が存在し、Cd-極大値では非常に強い下降流に伴い定在渦はかなり小さい。

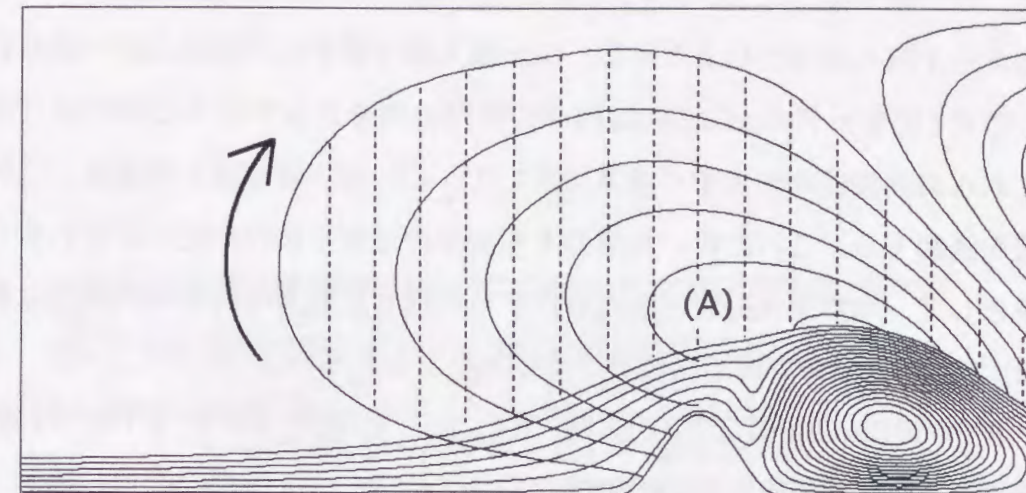
以下では $Re=10^5$ (LES)の $K=1.5$ のケースを例にとり、そのメカニズムを検討する。図27に流路下層部の流線図と一様流速Uからのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)を示す。但し、図25に矢印で表示した時刻を示す。地形背後の流線に注目するとCd-極小値, Cd-極大値における定在渦の大きさの違いがより明確に分かる。 $Re=2000$ (DNS)の計算結果(図26(c)と26(d)を参照)と比較すると、Cd-極大値では地形頂部よりやや下流の丘陵地形の表面上に二次的な循環流が出現し、またCd-極小値, Cd-極大値の両者ともに丘陵地形の表面境界



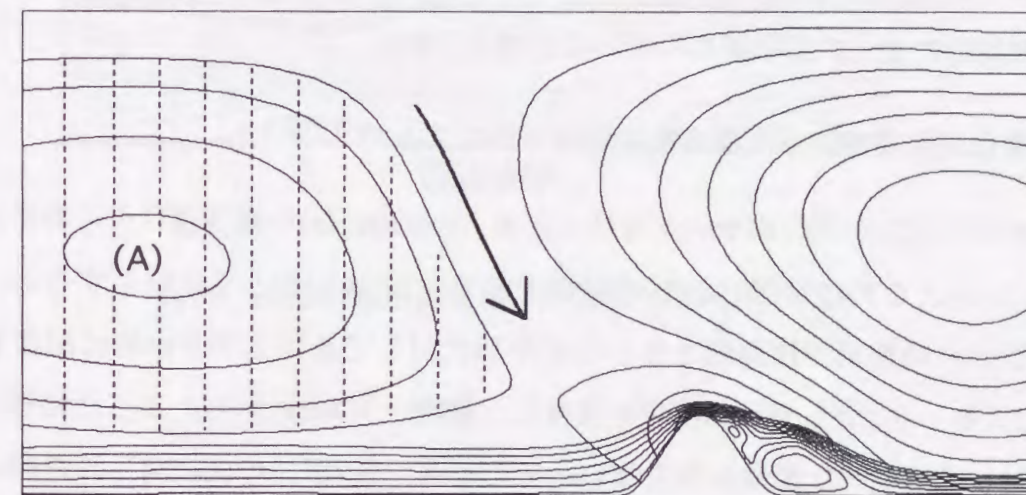
$Re=2000$, DNS

$Re=10^5$, LES

図26 丘陵地形の抗力係数 Cd の極小値と極大値に対応した流線図(図25に矢印で表示した時刻), strong stratification($1 < K \leq 2$)



(a) Cd -極小値, $t=358$



(b) Cd -極大値, $t=375$

図27 丘陵地形の抗力係数 Cd の極小値と極大値に対応した流路下層部の流線図と一様流速 U からのずれを表す流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図(図25に矢印で表示した時刻), $K=1.5$, $Re=10^5$, LES

層の剥離点が下流側へ後退している。図27において地形のすぐ前方の流線に注目すると、両者で同じ流量を表示しているが流れの挙動にかなりの違いが見られる。すなわち、地形のすぐ前方の近寄り流れがCd-極小値では持ち上げられ、Cd-極大値では押さえられている。この近寄り流れの変化は第2章で議論したように以下のように考察できる。Δψに注目すると、Cd-極小値では1次モードのcol.dist.(図中の(A), 点線で表示)が一つの渦のように地形から上流へ放出されようとし、Cd-極大値ではそれが地形上流へ放出された直後である。この1次モードの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変化していると考えられる。結果として、地形背後の定在渦を形成する剥離せん断層の曲率に周期的な変化が生じ、図25(f)に示したCdの周期的な振動が得られたと考えられる。

以上から、第2章のRe=2000(DNS)と同様、K=1.25, 1.5の全体とK=1.75, 2の計算初期(t≤200)で観察された地形周囲流の周期的な非定常性は、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結果生じていると考えられる。

3.4.4. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム

図28にRe=10⁵(LES)のK=2のケースを例にとり、t=300の(a)一様流速Uからのずれを表わす流線図(Δψ)とこれに対応した(b)流線図を示す。図28(a)のΔψ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。これは2次モードのcol.dist.の出現を意味し、図25(h)のu2に示したように地形への近寄り流れに対して周期的な変動を与えない。その結果、図28(b)の流線図も流路深さ中心の水平軸に対してほとんど上下対称的になり、地形周囲流はほぼ定常になる。

以上から、第2章のRe=2000(DNS)と同様、K=1.75, 2の計算初期(t≤200)では地形上流へ周期的に放出される1次モードのcol.dist.に伴い地形周囲流は周期的な非定常性を示すが、2次モードのcol.dist.が支配的になるとともにほぼ定常になると考えられる。なお、K=1.75, 2のほぼ定常な地形周囲流に関して、丘陵地形の表面から剥離したせん断層は中立流(K=0)と同様、Re=10⁵(LES)の方がRe=2000(DNS)よりも地形近くで地面上に再附着している。

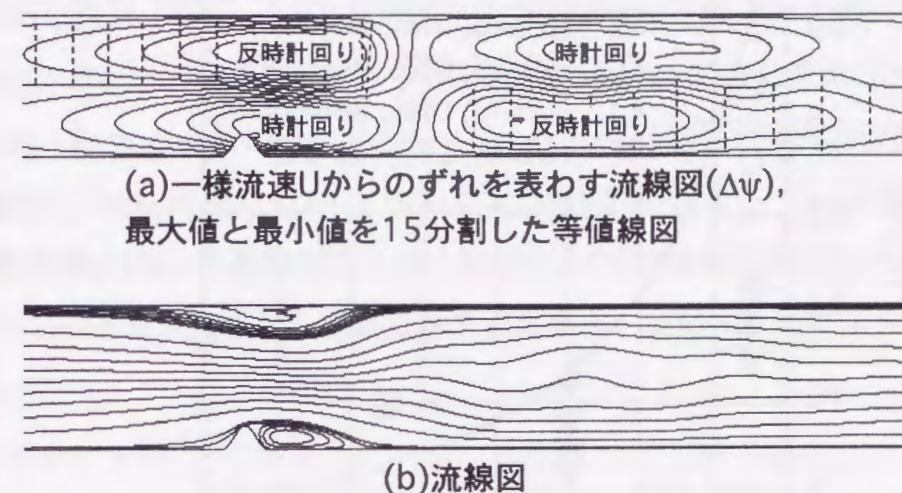


図28 K=2の地形周囲流, t=300, Re=10⁵, LES

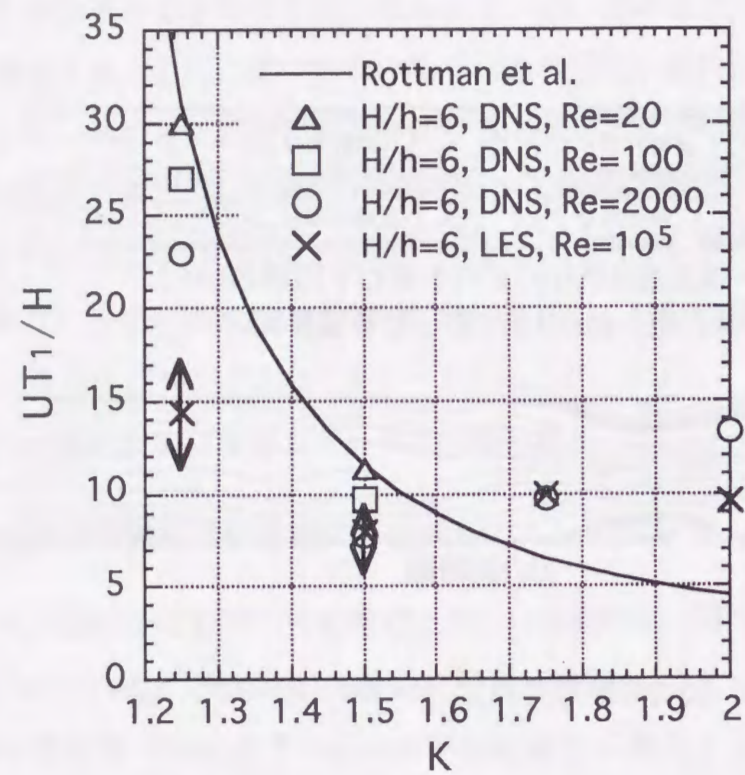


図29 本計算で得られた丘陵地形の抗力係数Cdの振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成層度Kに対する変化

3.4.5. 地形の抗力係数Cdの振動周期に関する検討

図29に本計算で得られた地形の抗力係数Cdの振動周期とRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))の成層度Kに対する変化を示す。また合わせてプロクレージ比H/h=6で低Reynolds数のRe=20, 100と比較的高いRe=2000の計算結果(DNS)も示す。ここで、K=1.75, 2のCdの振動はRe=2000(DNS), Re=10⁵(LES)の両者ともに計算初期(t≤200)にのみ現れ、時間の経過とともに減衰し消滅するものである(図25(c)と25(d), 図25(g)と25(h)を参照)。また、図25に示したようにRe=10⁵(LES)のK=1.25, 1.5ではCdの振動周期はかなり変動する。よって、図29には変動分を含んだ記号で表示している。Re=10⁵(LES)に注目すると、K=1.5ではRe=2000(DNS)とほとんど違いは見られない。K=1.25ではRe=2000(DNS)よりもさらにRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))から離れる。すなわち、Reynolds数の増加とともにRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))から次第に大きく離れ、短い周期になっていることが分かる。よって、非線形性を強めるReynolds数の増大はCdの振動周期に強く影響し、Cdの振動周期はRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))とかなり異なる結果を示すと言える。特にK=1に近づくとつれてその傾向は強い。

3.5 結論

ダイナミックSmagorinskyモデル(Germanoら 1991, Lilly 1992)に基づいたLESを用い、有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる中立流(K=0)と安定成層流(特にstrong stratificationの範囲であるK=1.25, 1.5, 1.75, 2)に対して、Re=10⁵で差分解析を行った。計算結果は第2章に示したDNSの結果(Re=2000)と比較した。主な結果は以下に要約される。

1)中立流(K=0)に関しては、地形背後に定在渦が存在し時間の経過とともに非常に緩やかに伸長する。その伸長の度合はRe=2000(DNS)よりもかなり小さい。丘陵地形の表面境界層が剥離して形成する非常に細かな渦の挙動を反映して地形の抗力係数Cdの波形に細かな変動が見られるが、Cdは時間の経過とともにほぼ一定値を示す。これに対応して地形周囲流はほぼ定常である。地形背後の定在渦はRe=2000(DNS)よりもかなり小さい。

strong stratification(1<K≤2)の範囲に関しては以下の2), 3)にまとめられる。

2)全体的な傾向はRe=2000(DNS)とほぼ同様である。すなわち、1次モードのcol.dist.が

卓越する $K=1.25$, 1.5 では C_d 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. この非定常性のメカニズムも $Re=2000$ (DNS)とほぼ同様で, 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. また, $Re=2000$ (DNS)と同様, $K=1.75$, 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.が支配的になる. 結果として地形周囲流もほぼ定常な流れパターンを示す.

3)非線形性を強めるReynolds数の増大はcol.dist.の地形上流への放出周期, これに対応して地形周囲流の振動周期(C_d の振動周期)に強く影響する. その結果, C_d の振動周期はRottmanら(1996)の予測値(式(2.19))とかなり異なる結果を示す. 特に $1 < K \leq 2$ の範囲で $K=1$ に近づくとつれてその傾向は強い.

第4章 丘陵地形の表面とその下流地面上に滑り無し条件を課した場合

—地形背後の剥離・再付着流れに対する安定成層の効果—

4.1 はじめに

第2章, 第3章では有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流($0 < K \leq 3$)に関して, 差分法に基づいたDNSとLESを行った. この際, Reynolds数 $Re=20, 100, 2000, 10^5$ あるいは非粘性流体, プロジェクティビティ比 $H/h=6, 10$, 異なる地形形状などの種々の条件に対して検討を行った. 特に地形周囲流と地形上流へ伝播するcol.dist.の挙動との関係に注目して詳細な検討を行った. これらのシミュレーションでは過去の実験的研究(Castroら 1990)や数値的研究(Hanazaki 1989a, 1989b, Paisleyら 1993, 1994, 1996)と同様な境界条件を設定した. すなわち, 丘陵地形の表面にのみ滑り無し条件を課し, 地形を除く上流と下流の地面上と流路の上部境界上には滑り条件を課した. これは地形以外の境界上に発達する境界層の影響を避け, より単純化した状況にあるcol.dist.や風下波の挙動について調べるためである. この境界条件をcase1と称した.

大気現象としての山越え成層流との対応を考えると, 地面上の境界条件は滑り無し条件とするのが自然である. この状況ではReynolds数が高くなると地形を過ぎる流れは非定常な剥離・再付着現象が支配的になり, 地形背後の剥離泡(再循環領域)からの大規模渦の放出が生じ, 地形後流は複雑な様相を呈する. 有限深さ流路内の2次元地形を過ぎる安定成層流に関して, 地面上に滑り無し条件を課した場合の研究は大屋ら(1992)によって報告されている. 大屋ら(1992)は地面上に置かれた2次元半円柱を過ぎる安定成層流($0 \leq K < 2$)に対して, 密度成層風洞を用いた可視化実験($Re=3400-7500, H/h=6.25$)と差分法を用いた数値計算($Re=2000, H/h=5.9$)を行い, 地形背後の非定常な剥離・再付着現象に対する安定成層の効果や地形周囲流の非定常性などを調べている. しかし, その流れ特性およびメカニズムは十分に解明されておらず, 地面上に滑り無し条件を課した場合の地形周囲流の詳細な挙動は今だ明らかではない.

そこで第4章では第2章, 第3章の結果を踏まえ, 地面上に滑り無し条件を課した場合について詳細な検討を行う. 本章では大屋ら(1992)の研究と同様に地形上流の地面上に関しては, そこに発達する境界層の影響を考慮しない議論を行う. すなわち, 地形上流は滑り条件とし, 丘陵地形の表面と地形下流の地面上にのみ滑り無し条件を課す. この境界条件をcase2と称する. 特に1)地形背後の非定常な剥離・再付着現象に対する安定成層の効果, また第2章, 第3章と同様に2)strong stratification($1 < K \leq 2$)で観察される地形周囲

流の非定常性とcol.dist.の挙動との関係に注目し、1), 2)の流れ特性およびメカニズムを明らかにする。これらの目的に対し、比較的高い $Re=2000$ で差分法に基づいたDNSを行う(内田ら 1998e)。なお、次章では幾つかのケースに対して地面上全てに滑り無し条件を課した計算を試みる。この境界条件をcase3と称する。

4.2 丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式

第2章、第3章と同様、有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流を考える。2次元丘陵地形を過ぎる密度成層流の基礎式は第2章に示した式(2.6)–式(2.8)である。

4.3 数値計算法などの概要

計算アルゴリズムなども第2章、第3章と同様である。すなわち、速度と圧力のカップリングはMAC法(Harlowら 1965)に準じ、一般曲線座標系を導入して多方向差分法(Suitoら 1995)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。式(2.14)、式(2.15)の時間積分法は1次のEuler陽解法である。空間項の離散化については式(2.14)、式(2.15)の対流項を除いて全て2次精度中心差分、対流項に関しては3次精度風上差分であるKawamura-Kuwaharaスキーム(Kawamuraら 1986)とする。格子点数は主流方向(x)と鉛直方向(z)に 421×101 点とし、地形頂部の最小格子幅 Δz は $3 \times 10^{-3}h$ である(図2を参照)。図30に境界条件を示す。特に速度の境界条件は大屋ら(1992)の研究と同様である。すなわち、地形上流は滑り条件とし、丘陵地形の表面と地形下流の地面上にのみ滑り無し条件を課す(case2)。これは地形上流の地面上において境界層の発達を避け、col.dist.の挙動に地面粘着条件の影響を及ぼさないようにするためである。計算は $Re=2000$ で $K=0$ (中立流)–3の範囲に対して行う。無次元時間刻み Δt は 1×10^{-3} である。

4.4 計算結果と議論

Weak stratification($0 \leq K \leq 1$)

4.4.1. 地形背後の剥離泡(再循環領域)からの大規模渦の放出

本計算の $K=0$ (中立流)、0.5、0.8と $K=1$ の計算初期($t \leq 100$)において、地形背後の剥離泡(再循環領域)から大規模渦が周期的に放出され、地形下流に流されていく現象が観察された。ここでは $K=0$ (中立流)のケースを例にとり、そのメカニズムを考察する。

図31に大規模渦の放出過程における代表的な流線図(図31(a)–31(d))とこれに対応した

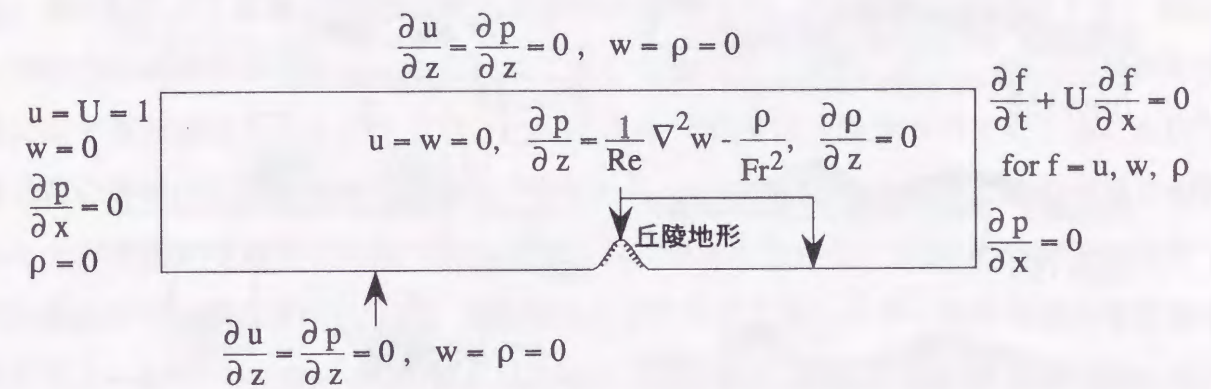


図30 境界条件 (case2)

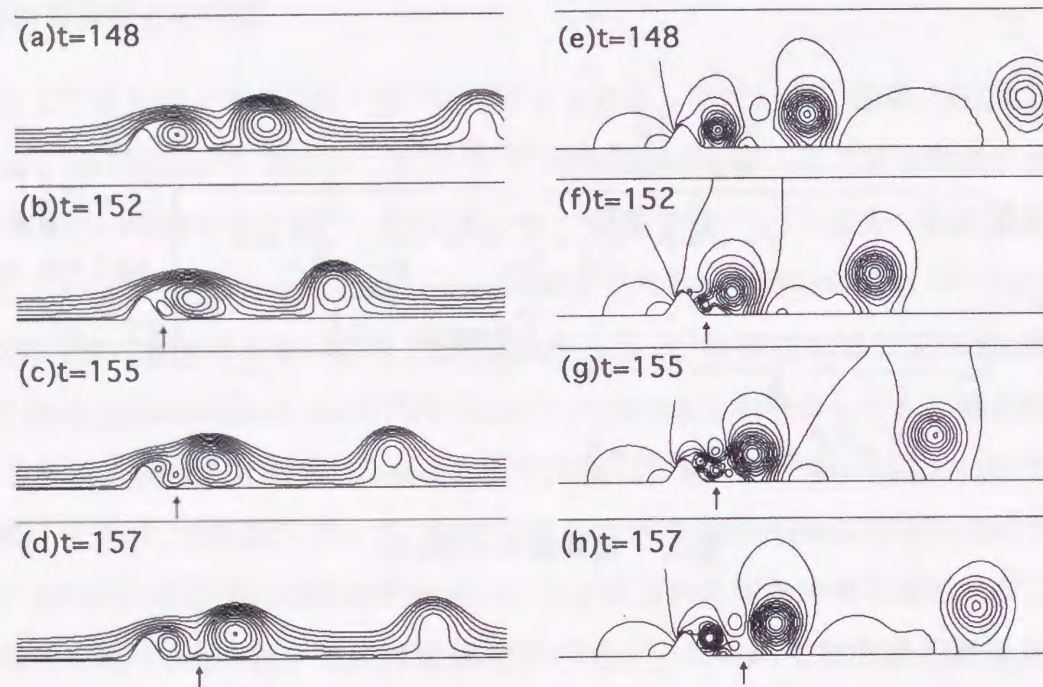


図31 K=0(中立流)の瞬時の流線図((a)-(d))とこれに対応した等圧力線図((e)-(h)), $Re=2000$

等圧力線図(図31(e)-31(h))を示す。丘陵地形の表面から剥離したせん断層は地形下流の地面上に再付着し、地形背後に剥離泡を形成する(図31(a)と31(e))。時間の経過とともに地形背後の剥離泡は徐々に伸長し、剥離泡とは逆向きの循環を有する2次渦(図中に矢印で表示)がその中に誘起される(図31(b)と31(f))。2次渦はくびれとなって地形下流へ移動し(図31(c)と31(g))、同時に剥離せん断層が新たに再付着を始め、これとともに剥離泡から離れて大規模渦が地形下流に流されていく(図31(d)と31(h))。

4.4.2. 成層度Kに対する地形周囲流の変化

図32に $K=0$ (中立流), 0.5, 0.8, 1の瞬時の流線図を示す。図33に図32の瞬時の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)を示す。但し、 $K=1$ は $t=200$ に対応し、他の3ケースは後述の図35に示す地形の抗力係数 C_d の極小値に対応する。図34に $t=200-300$ の時間平均を行った流れ場に対する流線図を示す。図32, 図33の瞬時の流れ場に対する流線図と $\Delta\psi$ に注目すると、 $K=0.5, 0.8$ では丘陵地形のすぐ下流において安定成層の効果は明確には見られない。すなわち、 $K=0$ (中立流)と同様に地形背後の剥離泡から大規模渦が周期的に地形下流へ放出されている。しかし、図34の時間平均を行った流れ場に対する流線図において、丘陵地形の表面から剥離したせん断層の再付着距離を吟味すると、 $K=0$ (中立流), 0.5の違いはほとんど見られないが、 $K=0.8$ では明らかに地形下流に伸びを示している。これは安定成層の効果により、丘陵地形の表面から剥離したせん断層の渦度が弱められ、その結果、再付着点が地形下流へ移動しているためと考えられる。再び図32, 図33の瞬時の流れ場に対する流線図と $\Delta\psi$ に注目すると、 $K=0.5, 0.8$ では地形のある程度下流から安定成層の効果は顕著である。すなわち、地形背後の剥離泡から放出されて流下する大規模渦の循環は成層度 K の増加とともに減少し、かつ移流速度もわずかではあるが減少している。さて図32, 図34の流線図において、 $K=1$ の地形周辺流れは大きく変化している。すなわち、長波長の風下波が地形下流に形成され、結果として地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出は抑制されている。図33に示す $K=1$ の $\Delta\psi$ において、地形下流に見られる閉じた流線群が長波長の風下波の出現をより明確に反映している。また、 $K=1$ に近づくとともに地形上方の流線群の先端(図中に矢印で表示)は徐々に地形上流へ伸びている。

図35に地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す。 $K=0$ (中立流), 0.5, 0.8では C_d に周期的な振動が継続して見られる。これは地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出が継続していることを意味する。 $K=1$ では C_d の周期的な振動は $t > 100$ で急速に減衰

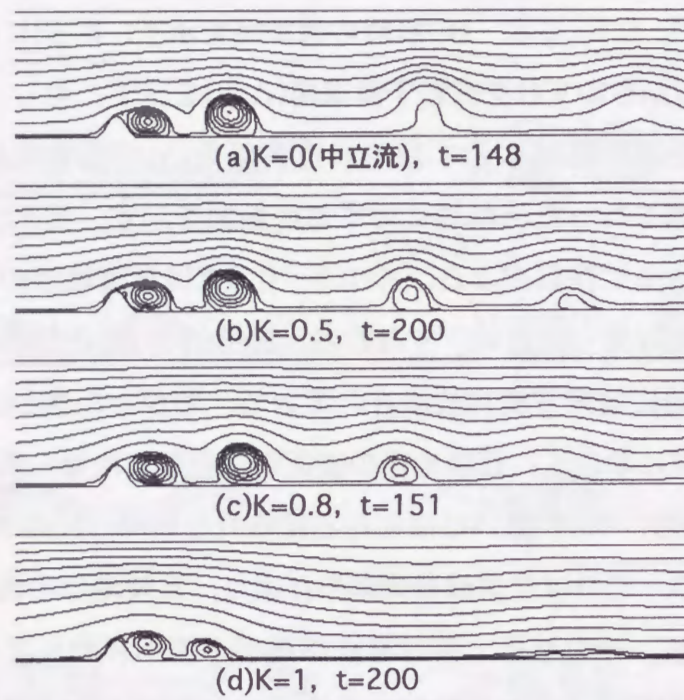


図32 weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における瞬時の流線図, $Re=2000$

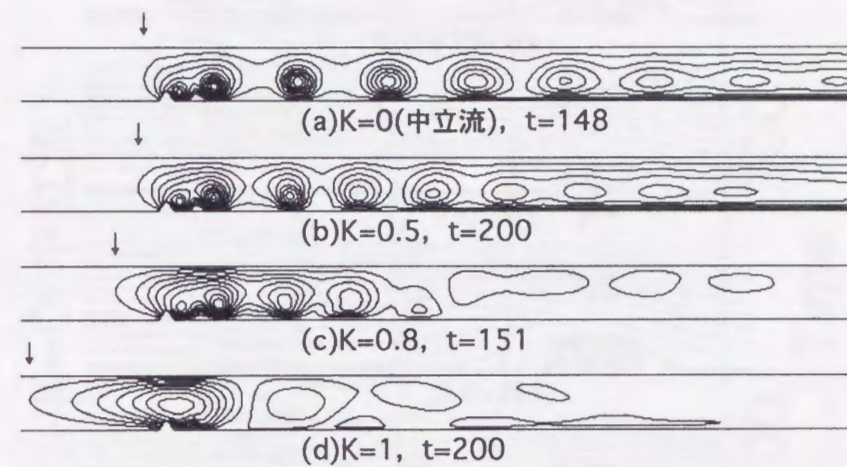


図33 weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$), -2から1の値を15分割した等値線図, $Re=2000$

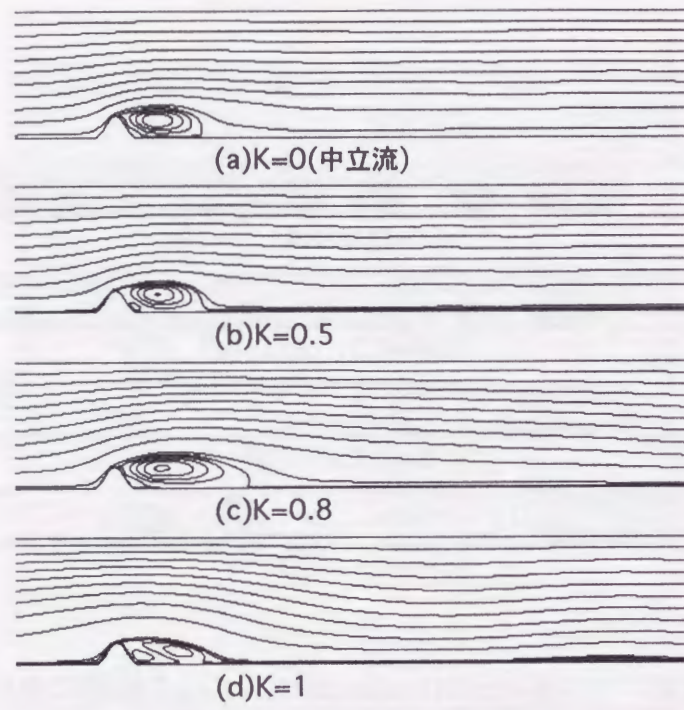


図34 $t=200-300$ の時間平均を行った流れ場に対する流線図, weak stratification($0 \leq K \leq 1$), $Re=2000$

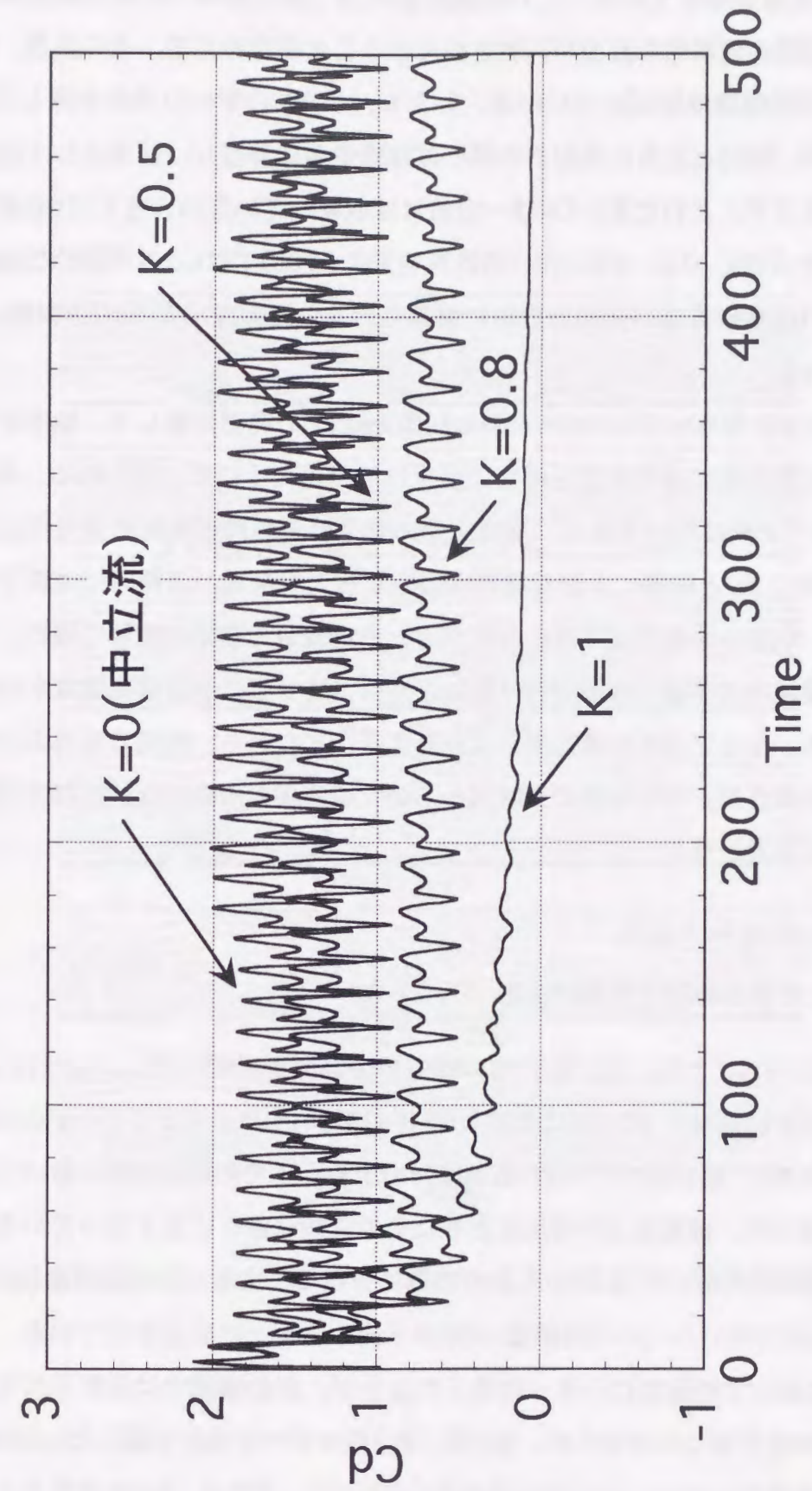


図35 weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における丘陵地形の抗力係数 C_d の時刻歴, $Re=2000$

し、 C_d はほぼ一定値を示している。これは長波長の風下波の発達とともに地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出が抑制されていることを意味する。その結果、時間の経過とともに地形周囲流はほぼ定常になる。しかし、第2章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様、時間とともに長波長の風下波は緩やかに伸長し、結果として地形背後の剥離泡も伸びを示す。これに伴い C_d は一定値には収束していない。さらに C_d 変動に注目すると、 $K=0$ (中立流)、0.5、0.8と $K=1$ の計算初期($t \leq 100$)では C_d の周期的な振動に歪が見られる。これは地形背後の剥離泡の中に誘起された2次渦(図31の矢印を参照)の影響であると考えられる。

以上述べてきた本計算($Re=2000$)のweak stratificationの範囲に関して、地形背後の非定常な剥離・再付着現象に対する安定成層の効果は以下のようにまとめられる。 $K=0.5$ 、0.8では地形のすぐ下流に注目すると、安定成層の効果はそれほど明確には見られない。すなわち、 $K=0$ (中立流)と同様に地形背後の剥離泡から大規模渦が周期的に地形下流へ放出される。一方、地形のある程度下流に注目すると安定成層の効果は顕著に現れ、地形下流へ流下する大規模渦の循環は成層度 K の増加とともに減少し、かつ移流速度もわずかではあるが減少する。 $K=1$ では地形周辺流れは急変する。すなわち、時間の経過とともに長波長の風下波が形成され、地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出は抑制されて地形周囲流はほぼ定常になる。

Strong stratification($1 < K \leq 2$)

4.4.3. 成層度 K に対する地形周囲流の変化

図36に $K=1.25, 1.5, 1.75, 2, 2.5, 3$ の瞬時の流線図を示す。但し、 $K=2$ は1次モードのcol.dist.が明確に存在する $t=75$ に対応し(後述の図38(h)に示す1次モードのcol.dist.の u_1 の時刻歴を参照)、他の5ケースは $t=200$ に対応する。全ての成層度 K において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。これは後述の図37(図36に対応した $\Delta\psi$)からより明確に分かる。また、どの成層度 K においても風下波の上昇流に伴いローター(渦領域)が地形下流の地面上に誘起されている。但し、図36(d)の $K=2$ において明確なローターは見られないが、別の瞬間では観察された。その大きさは地面上の滑り無し条件のため、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と比較して非常に小さい。より高い成層度 K の $K=2.5, 3$ では、第2章のすべり条件を課したcase1の計算結果において観察された地形上方の風下波の碎波は見られない。第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果では風下波の下降流に伴いローターが

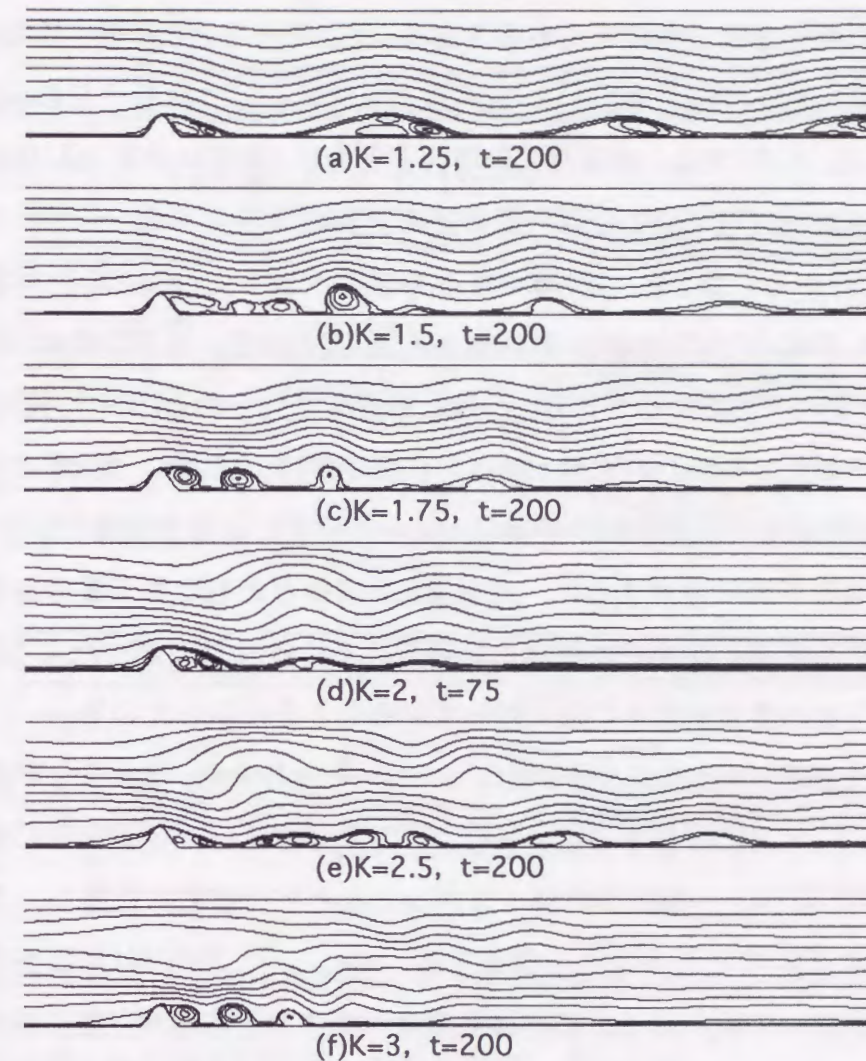


図36 strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲と $K=2.5, 3$ における瞬時の流線図, $Re=2000$

流路の上部境界上にも誘起されたが、本計算では見られなかった。最後に $K=1.25$ の長波長の風下波はほぼ定在波的存在する。これは大屋ら(1992)が密度成層風洞を用い、地面上の2次元半円柱を対象に行った可視化実験($K=1.29$)においても報告されている。

図37に図36の瞬時の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)を示す。ここで最も注目すべきことは、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様、地形上流にも閉じた流線群が出現しているということである。これは地形上流へ伝播するcol.dist.の存在を明らかにするものである。1次モードと2次モードのcol.dist.が渦構造を有して地形上流へ放出されている(図中に矢印で表示)。1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5, 1.75$ では、成層度 K の増加とともに1次モードのcol.dist.がより短い周期で地形上流へ放出されている。これは後述の図38(1次モードのcol.dist.の u_1 の時刻歴)からより明確に分かる。第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と違って1次モードのcol.dist.は全て地面上の地形から生じている。 $K \geq 2$ では2次モードのcol.dist.が出現し、 $K=3$ では3次モードのcol.dist.も明確に見られる(図中に矢印で表示)。なお、本計算で得られたcol.dist.の地形上流への伝播速度は、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様に線形理論(Turner 1973)による予測値($(K/n-1)U$)とほぼ一致する。次に地形下流に注目すると、成層度 K の増加とともに風下波の存在を示す閉じた流線群が徐々に小さく、かつ複雑になっている。これは図36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。

図38に地形の抗力係数 C_d と式(2.21)で算出した1次モードの u_1 、2次モードの u_2 の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す。 C_d に注目すると、 $K=1.25$ では C_d はほぼ一定値を示している。これは図36(a)で述べたように、長波長の風下波がほとんど定在波的存在し、これに対応して地形周囲流がほぼ定常であることを意味する。 $K=1.5, 1.75$ では C_d に不規則ではあるが明確な振動が継続して見られる。これは地形周囲流に非定常性が存在し、その非定常性が持続することを意味する。特に $K=1.75$ は $K=1.5$ と比較して C_d の波形に細かな変動が数多く見られる。これは地形背後の剥離泡が時間とともに変動していることを意味する。 $K=2$ では C_d の振動は $t > 100$ で急速に減衰している。これは計算初期($t \leq 100$)に非定常性を示す地形周囲流が $t > 100$ で急速にほぼ定常になることを意味する。ここで注意すべきことは、strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲における地形周囲流の挙動は第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と若干異なるということである。すなわち、第2章、第3章の計算結果では $K=1.25$ は $K=1.5$ と、 $K=1.75$ は $K=2$ とほぼ同様な流れパターンを示していた。次に1次モードの u_1 に注目すると、 $K=1.25, 1.5, 1.75$ の全体と $K=2$ の計

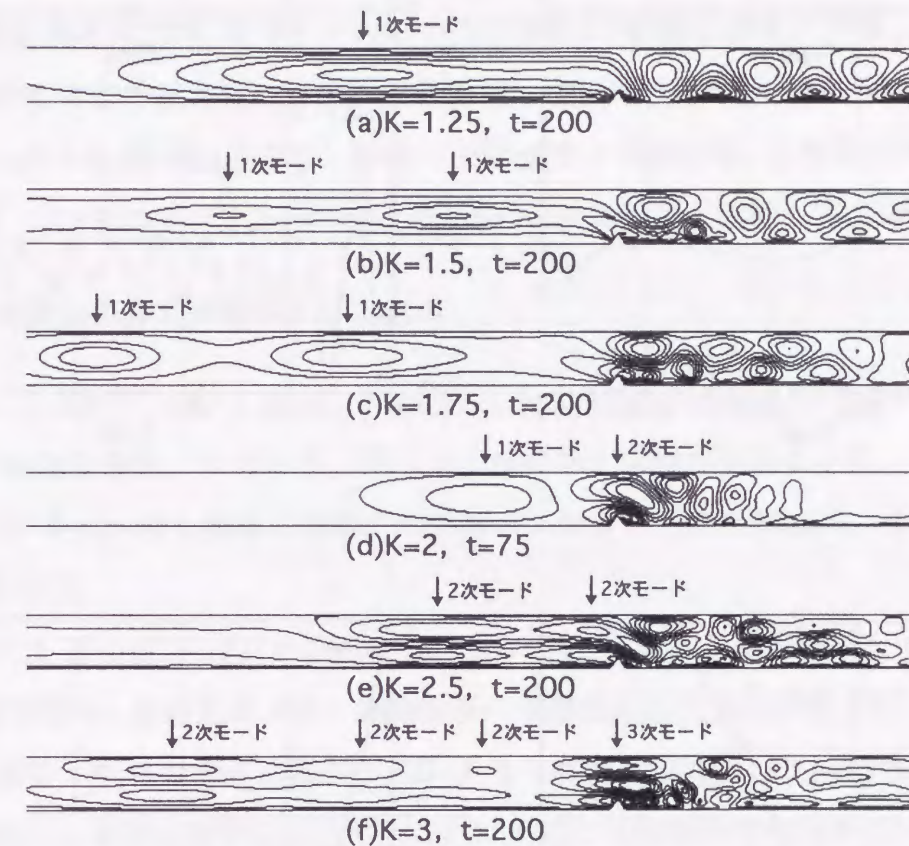


図37 strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲と $K=2.5, 3$ における一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)、最大値と最小値を10分割した等値線図、 $Re=2000$

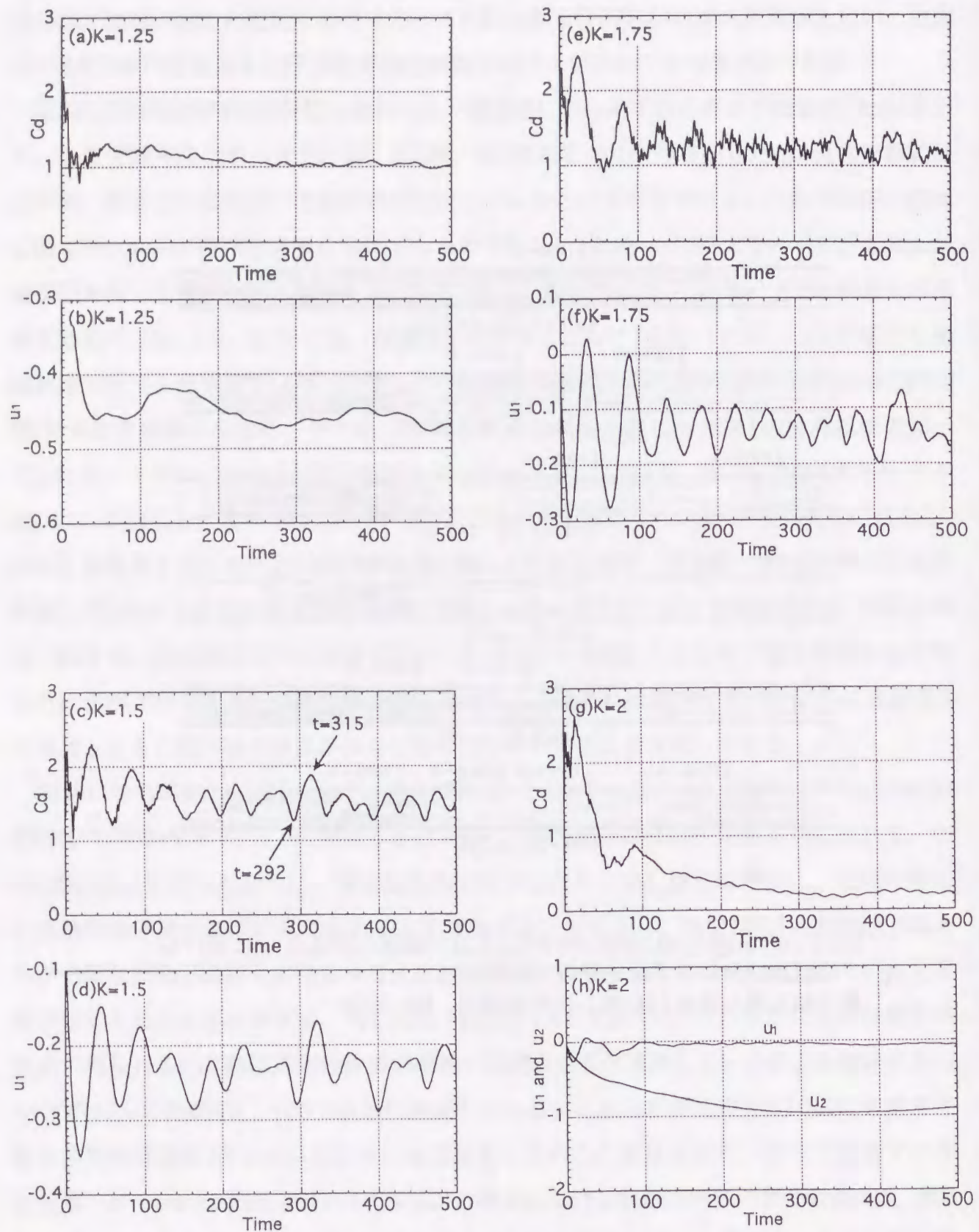


図38 丘陵地形の抗力係数Cd, 1次モードのu1, 2次モードのu2の時刻歴, Re=2000

算初期($t \leq 100$)において u_1 に不規則ではあるが明確な振動が見られる。これは図37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放出されていることを意味する。また、 u_1 は常に負値を示しており、地面上の地形から生じた1次モードのcol.dist.は時計回りの循環を有することが分かる。図37で述べたように、1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.25, 1.5, 1.75$ では、成層度 K の増加とともに1次モードのcol.dist.の変動周期はより短くなっている。第2章, 第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様、1次モードの u_1 の変動は C_d の変動と完全に同期している。これは図39(C_d の極小値と極大値に対応した流線図), 図40(C_d の極小値と極大値に対応した $\Delta\psi$ と速度ベクトル図)で後述する。なお、 u_1 の強さ、すなわち、1次モードのcol.dist.の強さは第2章, 第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と比較して全体的に弱い。

4.4.4. 地形周囲流の非定常性のメカニズム

図38に示したように、 $K=1.5, 1.75$ の全体と $K=2$ の計算初期($t \leq 100$)において地形の抗力係数 C_d の明確な振動、すなわち、地形周囲流の非定常性が観察された。ここでは図38において C_d の変化が最も明確に観察された $K=1.5$ のケースを例にとり、そのメカニズムについて考察する。

図39に(a) C_d -極小値($t=292$)と(b) C_d -極大値($t=315$)に対応した流線図を示す。但し、図38(c)に矢印で表示した時刻を示す。地形背後の剥離泡の主流方向の長さ(大きさ)やそれを形成する剥離せん断層の曲率に顕著な違いが見られる。図39(a)では地形背後の剥離泡を形成する剥離せん断層の曲率は小さく、これに対応して地形背後の剥離泡は主流方向にかなり伸長している。また地形周囲流のアニメーションを検討したところ、図39(a)のすぐ直後には地形背後の剥離泡からの渦放出が再び観察された。但し、放出される渦の大きさはweak stratificationの範囲で見られた大規模渦と比較して非常に小さく、放出周期もかなり短い。この現象は $K=1.5, 1.75$ の C_d -極小値の直後に共通して観察された。一方、図39(b)では強い下降流に伴い地形背後の剥離泡を形成する剥離せん断層の曲率は大きく、これに対応して地形背後の剥離泡は小さい。また同時に風下波の最初の谷から山へ向かう上昇流に伴い、ローター(図中に矢印で表示)が地形下流の地面上に誘起されている。地形背後の剥離泡を形成する剥離せん断層の曲率の変化は、第2章, 第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果で議論したように以下のように考察できる。

図40に図39の流線図に対応した一様流速 U からのずれを表わす速度ベクトル図と流線図($\Delta\psi$)を示す。図40(a)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

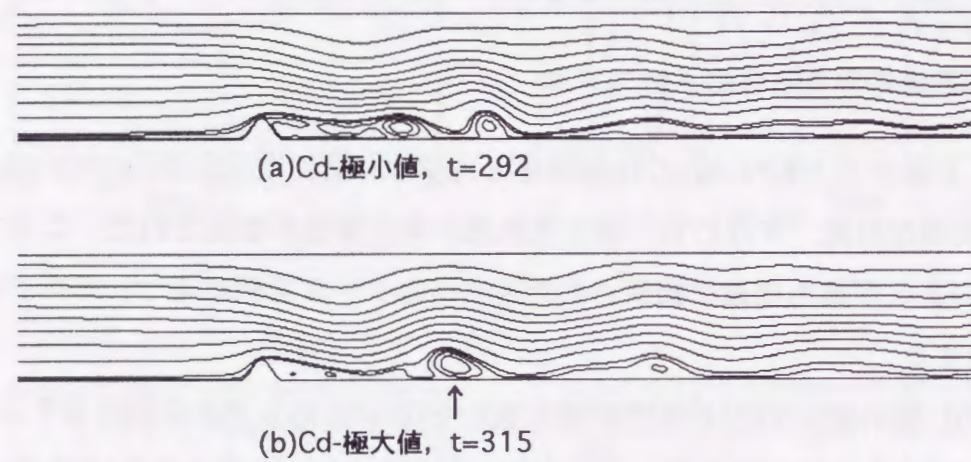


図39 丘陵地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した流線図, 図38(c)に矢印で表示した時刻, $K=1.5$, $Re=2000$

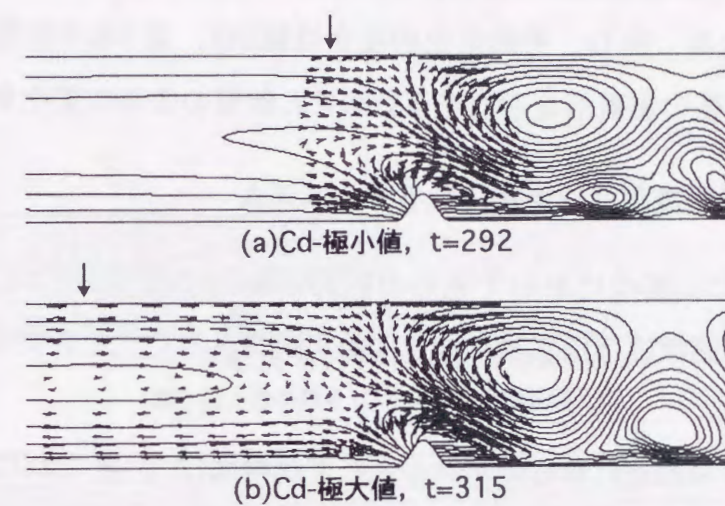


図40 丘陵地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した一様流速Uからのずれを表わす速度ベクトル図と流線図($\Delta\psi$), 最大値と最小値を15分割した等値線図, 図38(c)に矢印で表示した時刻, $Re=2000$

地形から上流へ放出されようとし、図40(b)ではそれが地形上流へ放出された直後である。この1次モードのcol.dist.は図中の速度ベクトルの向きに示される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、図40(a)では上昇流を、図40(b)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変化し、結果として地形背後の剥離泡を形成する剥離せん断層の曲率に変化が生じたと考えられる。

以上述べてきたように、 $K=1.5$, 1.75 の全体と $K=2$ の計算初期($t \leq 100$)で観察された地形周囲流の非定常性のメカニズムは、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様である。すなわち、この非定常性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.に伴い、地形のすぐ前方の近寄り流れが変化する結果生じていると考えられる。但し、その変化の度合は第2章、第3章の計算結果よりも小さく、これに伴い地形背後の剥離泡を形成する剥離せん断層の曲率の変化も小さい。

4.4.5. 非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズム

図38に示したように、 $K=2$ において地形の抗力係数 C_d の振動が $t > 100$ で急速に減衰し、これに伴い地形周囲流はほぼ定常になる現象が観察された。ここではそのメカニズムについて考察する。

図41に $t=350$ の(a)一様流速 U からのずれを表わす流線図($\Delta\psi$)とこれに対応した(b)流線図を示す。図41(a)の $\Delta\psi$ 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。これは2次モードのcol.dist.の出現を意味し、図38(h)の u_2 に示したように地形への近寄り流れに対して周期的な変動を与えない。その結果、図41(b)の流線図も流路深さ中心の水平軸に対してほとんど上下対称的な流れパターンを示し、地形周囲流はほぼ定常になる。

以上述べてきたように、 $K=2$ において非定常な地形周囲流がほぼ定常になるメカニズムは、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様である。すなわち、計算初期($t \leq 100$)では地形上流へ放出される1次モードのcol.dist.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(図38(h)を参照)、地形周囲流はほぼ定常になる。なお、地形周囲流がほぼ定常になるまでに要する時間は、第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果よりもかなり短い。

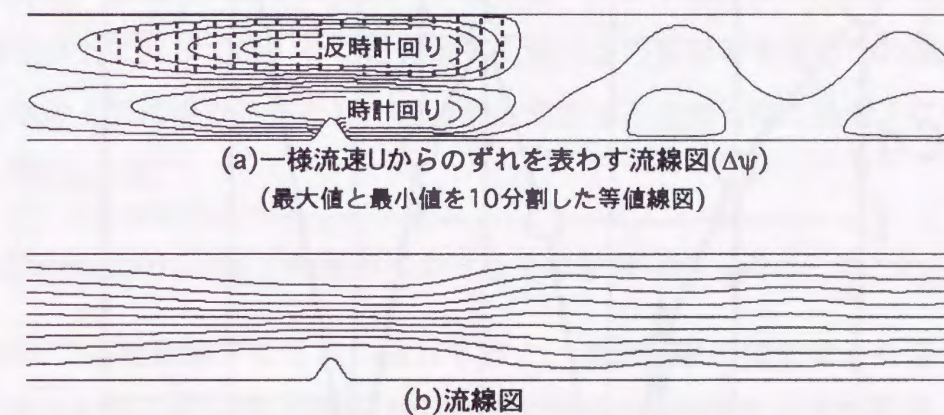


図41 $K=2$ の地形周囲流, $t=350$, $Re=2000$

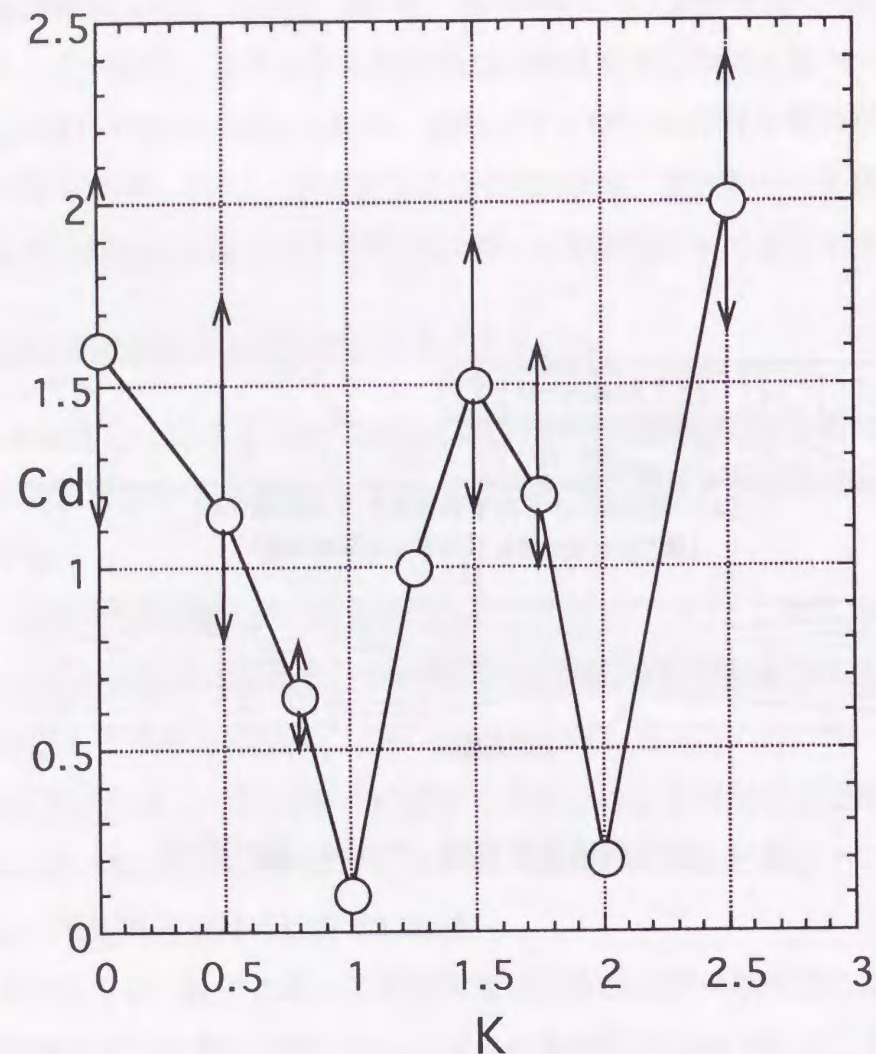


図42 成層度Kに対する丘陵地形の抗力係数Cdの変化(矢印は変動分を意味する)

4.4.6. 成層度Kに対する地形の抗力係数Cdの変化

図42に成層度Kに対する地形の抗力係数Cdの変化を示す。但し、図35、図38に示したように、特定の成層度Kの範囲($K=0, 0.5, 0.8, 1.5, 1.75$)においては時間とともにCdは変動し、かつその変動は継続するので変化分を含んだ記号で表示している。K=1, 2の整数値では局所的にCdは減少している。この傾向は過去のJanowitz(1981), Castroら(1990), Hanazaki(1989a, 1989b), Paisleyら(1994)の結果、第2章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様である。

4.5 結論

有限深さ流路内の2次元丘陵地形を過ぎる安定成層流($0 \leq K \leq 3$)に関して、Reynolds数 $Re=2000$ で差分法に基づいたDNSを行った。本計算では大気現象としての山越え成層流との対応を考え、地面上に滑り無し条件を課した。本章では大屋ら(1992)の研究と同様に地形上流の地面上に関しては、そこに発達する境界層の影響を考慮しない議論を行った。すなわち、地形上流は滑り条件とし、丘陵地形の表面と地形下流の地面上にのみ滑り無し条件を課した(case2)。

weak stratification($0 \leq K \leq 1$)の範囲における主な結果は以下の1)にまとめられる。

1) $K=0.5, 0.8$ では地形のすぐ下流に注目すると、安定成層の効果はそれほど明確には見られない。すなわち、 $K=0$ (中立流)と同様に地形背後の剥離泡から大規模渦が周期的に地形下流へ放出される。一方、地形のある程度下流に注目すると安定成層の効果は顕著に現れ、地形下流へ流下する大規模渦の循環は成層度Kの増加とともに減少し、かつ移流速度もわずかではあるが減少する。 $K=1$ では地形周辺流れは急変する。すなわち、時間の経過とともに長波長の風下波が形成され、地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出は抑制されて地形周辺流はほぼ定常になる。

strong stratification($1 < K \leq 2$)の範囲における主な結果は以下の2), 3)にまとめられる。

2) どの成層度Kにおいても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。時計回りの循環を有する1次モードのcol.dist.が一つの渦のように地面上の地形から上流へ放出される。 $K \geq 2$ では2次モードのcol.dist.が出現し、 $K=3$ では3次モードのcol.dist.も明確に見られる。

3) $K=1.25$ の地形周囲流はほとんど定在波的な長波長の風下波を反映してほぼ定常な流れパターンを呈する。一方、 $K \geq 1.5$ の地形周囲流は第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様に非定常性を示す。この地形周囲流の非定常性のメカニズムも第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様で、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変化する結果生じていると考えられる。1次モードのcol.dist.が卓越する $K=1.5$ 、 1.75 では地形周囲流は常に非定常性を示す。しかし、 $K=2$ 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る。 $K=2$ における地形周囲流のメカニズムも第2章、第3章のすべり条件を課したcase1の計算結果と同様である。

第5章 地面上全てに滑り無し条件を課した場合

—地面境界層に埋没した丘陵地形の周辺流れ—

5.1 はじめに

第4章では地形上流の地面上に関しては、そこに発達する境界層の影響を考慮しない議論を行った。すなわち、地形上流の地面上には滑り条件を課した。ここでは $K=0$ (中立流)と地形周囲流の非定常性が最も顕著に観察された $K=1.5$ の両ケースに対して、地面上全てに滑り無し条件を課した計算を試みた。丘陵地形の上流と下流に滑り条件を課した第2章、第3章のcase1、丘陵地形の表面とその下流地面上に滑り無し条件を課した第4章のcase2に対し、地面上全てに滑り無し条件を課した本章の境界条件をcase3と称する。

5.2 計算結果と議論

本計算の地形上流は地形高さを h として $420h$ と非常に長い。よって、地形上流で発達する境界層の厚さを地形が位置する場所で評価するため、地形を設置しない場合の計算を $K=0$ (中立流)、 1.5 の両ケースに対して行った。その結果、地形が位置する場所における地面境界層の厚さは $K=0$ (中立流)で約 $1.5h$ 、 $K=1.5$ で約 $1.4h$ であった。よって、地面上全てに滑り無し条件を課したcase3は、 $K=0$ (中立流)、 1.5 の両ケースともに地形が地面境界層中に埋没した状況である。

図43に地形の抗力係数 C_d の時刻歴($0 \leq t \leq 500$)を示す。また合わせて地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果(図35、図38(c))も示す。地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の $K=0$ (中立流)において、 $t \leq 400$ の時間帯に注目する。地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様、 C_d に周期的な振動が継続して見られる。よってこの図から、大規模渦の周期的な放出が持続していることが分かる。しかし、 C_d の値や周期性に違いが見られる。すなわち、地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と比較して C_d の値は全体的に小さく、周期は時間とともに若干長くなる。これは地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の場合、地形のすぐ前方に循環領域(後述の図44に示す $t=200-300$ の時間平均を行った流れ場に対する流線図の矢印を参照)が誘起され、この影響と地形上流の地面境界層の緩やかな発達に伴い、地形への近寄り流れが徐々に変化するためと考えられる。また図44に示した $t=200-300$ の時間平均を行った流れ場に対する流線図において、丘陵地形の表面から剥離したせん断層の再付着距離を吟味すると、地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の計算結果の方が地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果よりも再付

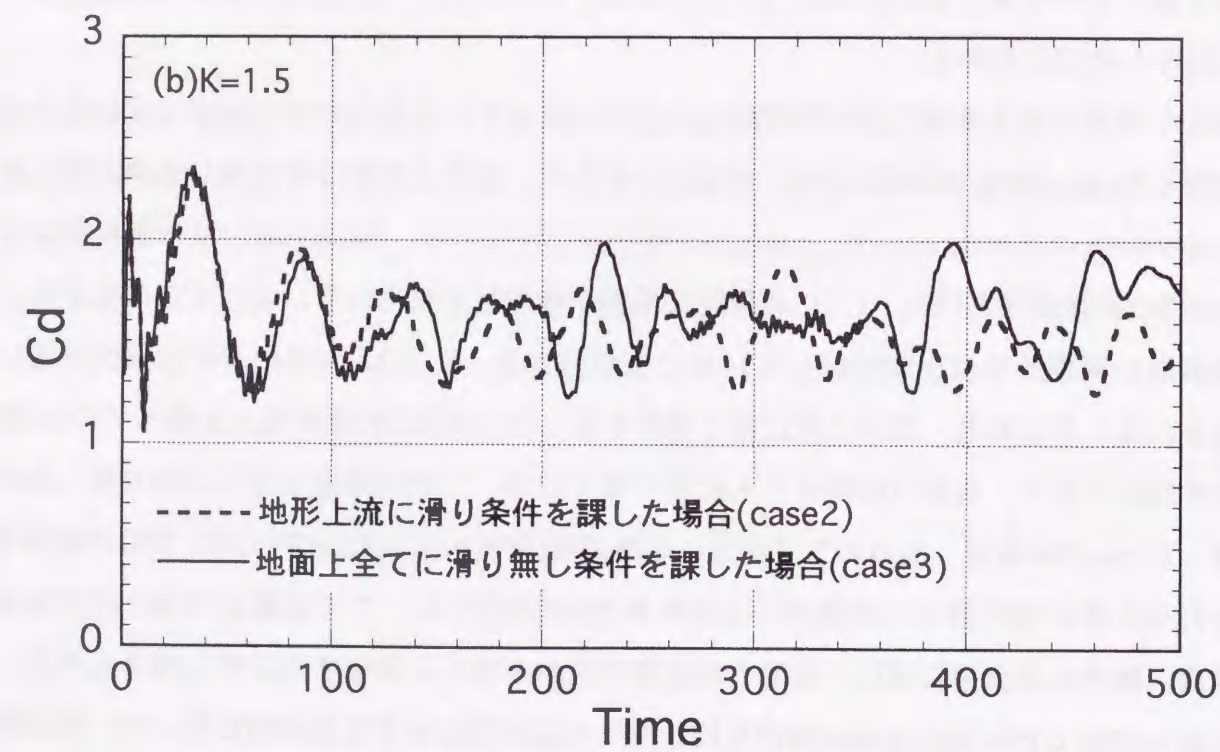
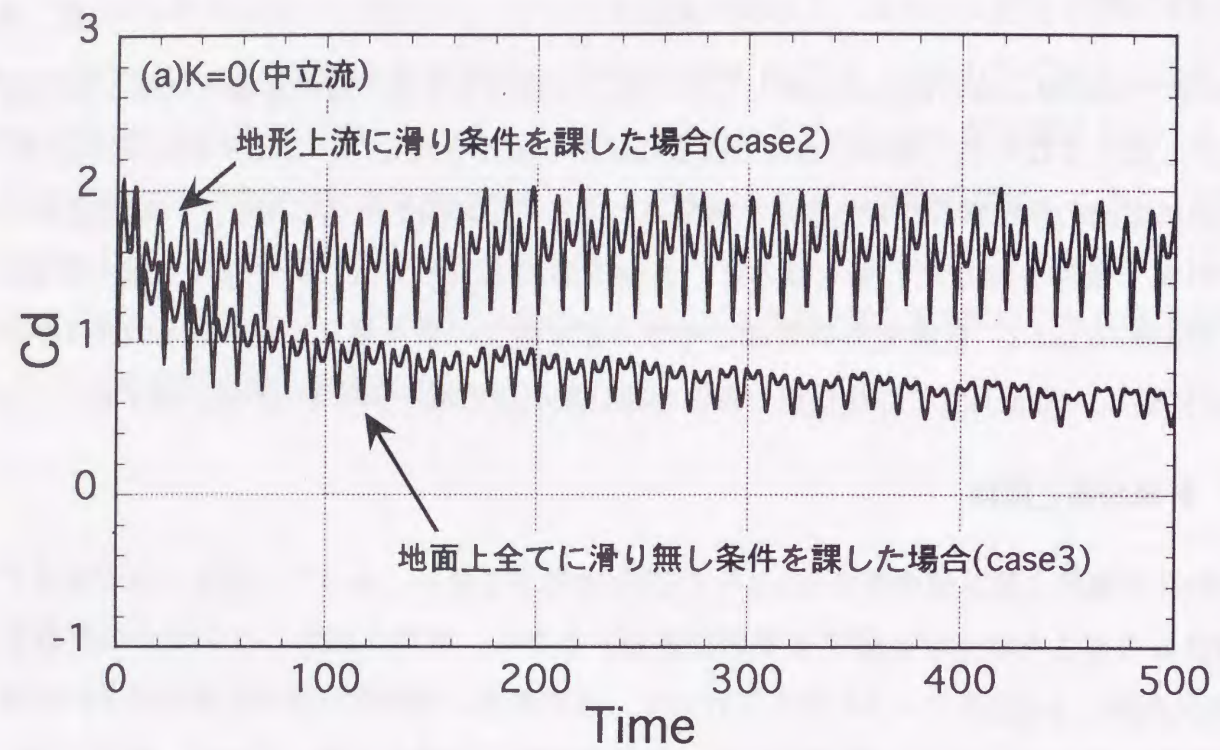
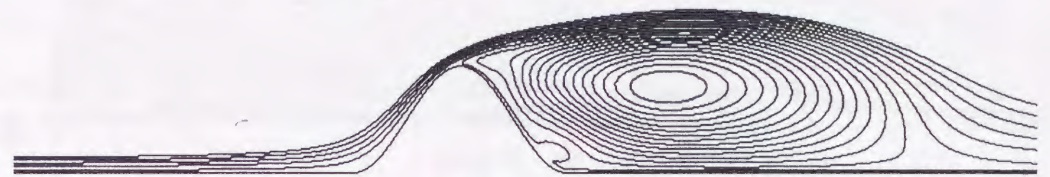


図43 丘陵地形の抗力係数Cdの時刻歴, Re=2000

(a)地形上流に滑り条件を課した場合(case2)



(b)地面上全てに滑り条件を課した場合(case3)

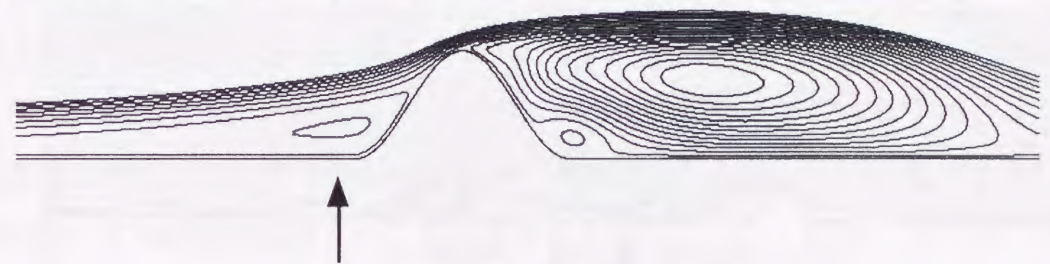


図44 t=200-300の時間平均を行った流れ場に対する流線図, K=0(中立流), Re=2000

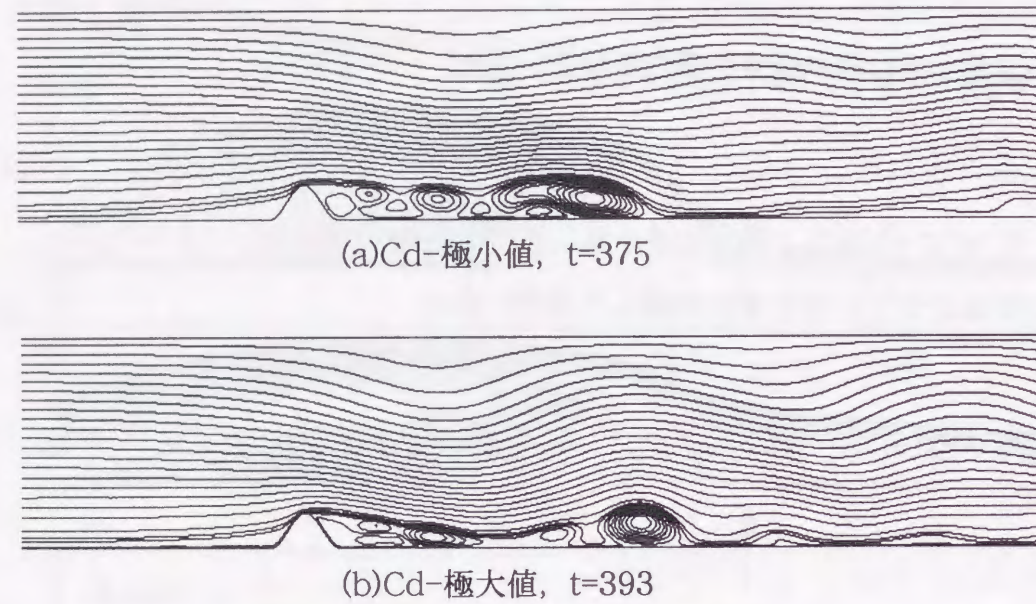


図45 丘陵地形の抗力係数Cdの極小値と極大値に対応した流線図(case3), $K=1.5$, $Re=2000$

着距離は若干長い。これは地形への近寄り流れの変化に伴い、丘陵地形の表面から剥離したせん断層の渦度が弱められ、結果的に再付着点が地形下流へ移動しているためと考えられる。次に地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の $K=0$ (中立流)において、 $t>400$ の時間帯に注目する。Cdの値と周期はほぼ一定値を示している。これは $t>400$ においてほぼ定常な地面境界層が形成されていることを示唆するものである。

地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の $K=1.5$ では、地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様、Cdに不規則ではあるが明確な振動が継続して見られる。よってこの図から、地形周囲流に非定常性が存在し、その非定常性は持続することが分かる。これは図45に示したCdの極小値と極大値に対応した流線図からも分かる。また、地形周囲流の非定常性のメカニズムも地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様であった。

5.3 結論

$K=0$ (中立流)と地形周囲流の非定常性が最も顕著に観察された $K=1.5$ の両ケースに対して、地面上全てに滑り無し条件を課した計算を試みた(case3)。丘陵地形への長いアプローチにより地面境界層は十分に発達し、地形はこの境界層中に埋没する状態となった。計算結果は地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と比較し、その違いや類似性について検討した。主な結果は以下の1), 2)にまとめられる。

1) $K=0$ (中立流)では、地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様、地形背後の剥離泡からの大規模渦の周期的な放出が継続して見られる。但し、地面上全てに滑り無し条件を課したcase3の場合、地形のすぐ前方に誘起される循環領域の影響と地形上流の地面境界層の緩やかな発達に伴い、地形への近寄り流れは徐々に変化する。その結果、地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と比較して地形の抗力係数Cdの値は全体的に小さく、周期は時間とともに若干長くなる。しかし、ほぼ定常な地面境界層が形成されるとともにCdの値や周期性はほとんど一定値を示す。

2) $K=1.5$ では、地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様、地形周囲流は常に非定常性を示す。また、そのメカニズムも地形上流に滑り条件を課したcase2の計算結果と同様である。