

冷却材温度ゆらぎ現象の解析的評価手法の開発(Ⅳ)

直接シミュレーションによる温度ゆらぎ周期評価手法の開発

1992年4月

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

冷却材温度ゆらぎ現象の解析評価手法の開発 (IV) ～直接シミュレーションによる温度ゆらぎ周期評価手法の開発～

村松 寿晴*

要 旨

高速増殖型炉の炉心出口近傍では、熱流力特性の異なる集合体からの冷却材同士の混合によって、不規則な温度ゆらぎ現象（サーマルストライピング現象）が発生する。本研究では、これまで行うことのできなかつた温度ゆらぎ周期の解析的評価を可能にするため、空間に関して3次の精度を持つ風上差分法による直接シミュレーションコードDINUS-3 (Direct Numerical Simulation using 3rd-order upwind scheme) を新たに開発した。同コードは、AQUAコード等では評価することのできない温度の不規則振動挙動の時間的変化を時々刻々計算することができる。

DINUS-3 コードの等温場における運動量計算の妥当性を評価するため、直接シミュレーションコードの検証に最もよく採用される矩形障害物背後のカルマン渦列の解析を行った。得られた結果は、次の通りである。

- (1) レイノルズ数 Re の増加に伴って増加するカルマン渦列の周期（ストロウハル数 St ）は、DINUS-3 コードによりの確に模擬することができる。
- (2) DINUS-3 コードの主要な対象流動である不規則流速振動はもちろんのこと、層流領域から乱流領域に渡る遷移領域についても流速振動挙動を的確に模擬することができる。

更に、非等温場における運動量計算とエネルギー計算の妥当性を評価するため、定常不規則過程を損なわない程度に簡略化した平行噴流水実験を取り挙げて解析を行った。得られた結果は、次の通りである。

- (1) 複数の周波数から成る温度ゆらぎ挙動を良好に再現することができる。
- (2) 実験における代表的な温度ゆらぎ周波数が約9.6Hzであるのに対し、DINUS-3コードは約12.3Hzを予測した。なお、サーマルストライピング現象の評価で問題となる周波数が概ね10Hz以下のものに限られることから、両者の一致は良好であると判断できる。

以上より、DINUS-3 コードは、高乱流場において発生する不規則振動挙動（流速および温度）の時間的変化を良好に再現できることが確認されたと共に、実規模体系におけるサーマルストライピング現象の温度ゆらぎ周期の評価に適用可能であるとの見通しを得た。

*：大洗工学センター安全工学部原子炉工学室

April, 1992

Development of Analytical Model for Evaluating Temperature Fluctuation
in Coolant(IV)
—Development of Analytical Model for Temperature Fluctuation Frequency
using a direct numerical simulation method—

Toshiharu Muramatu*

Abstract

A thermal striping phenomenon characterized by a random temperature fluctuation occurs in the region immediately above the FBR core due to the temperature difference of the core outlet coolant between subassemblies. In this study, a direct numerical simulation code DINUS-3(Direct NUMerical Simulation using 3rd order upwind scheme)has been developed based on the third order upwind scheme and investigated applicability of the DINUS-3 code to temperature fluctuation analysis.

From the analysis of von Karman vortex streak behind a rectangular obstacle, the following results have been obtained:

- (1) Change of the vortex frequency(the Strouhal number St)with increase of the Reynolds number Re can be estimated by the DINUS-3 code.
- (2) A stationary random turbulence fluctuation including a buffer region between the transition and the turbulent regions can be predicted using the DINUS-3 code.

And the followings became clear after the analysis of a nonisothermal parallel jet experiment using water.

- (1) A temperature fluctuation phenomenon including complicated frequency components can be simulated well using the DINUS-3 code.
- (2) Calculated dominant frequency has shown good agreement with the experiment.

From the analysis, it is concluded that the DINUS-3 code based on the third order

upwind scheme has a sufficiently high potential in providing good interpretation of experimental results related to the temperature fluctuation phenomena such as thermal striping.

目 次

第1章 緒 言	1
第2章 数値計算法	4
2.1 基礎式	4
2.2 離散化	5
2.3 解法および安定化法	7
第3章 検 証	11
3.1 等温乱流場の解析	11
3.1.1 実験概要	11
3.1.2 解析条件	11
3.1.3 解析結果	12
3.2 非等温乱流場の解析	13
3.2.1 実験概要	13
3.2.2 解析条件	14
3.2.3 解析結果	14
第4章 結 言	16
謝 辞	18
参考文献	19

List of Figures

- Fig. 3. 1 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=100 Condition
- Fig. 3. 2 Calculated Pressure Field Transients for Re=100 Condition
- Fig. 3. 3 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=500 Condition
- Fig. 3. 4 Calculated Pressure Field Transients for Re=500 Condition
- Fig. 3. 5 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=5000 Condition
- Fig. 3. 6 Calculated Pressure Field Transients for Re=5000 Condition
- Fig. 3. 7 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=50000 Condition
- Fig. 3. 8 Calculated Pressure Field Transients for Re=50000 Condition
- Fig. 3. 9 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=500000 Condition
- Fig. 3.10 Calculated Pressure Field Transients for Re=500000 Condition
- Fig. 3.11 Relationship Between Reynolds and Strouhal Numbers
- Fig. 3.12 Comparison of Velocity Transient at $x/H=2.0$ Between Experiment and Calculation(Re=500000)
- Fig. 3.13 Apparatus of Nonisothermal Parallel Jet Experiment using Water
- Fig. 3.14 Calculated Temperature and Pressure Fields Transients
- Fig. 3.15 Sample Records of Temperature Transient at the Position of 2mm from the Test Piece Surface
- Fig. 3.16 Sample Records of Temperature Transient at the Position of 5mm from the Test Piece Surface
- Fig. 3.17 Sample Records of Velocity U Component at the Position of 2mm from the Test Piece Surface
- Fig. 3.18 Comparison of Temperature Transient Between Experiment and Calculation

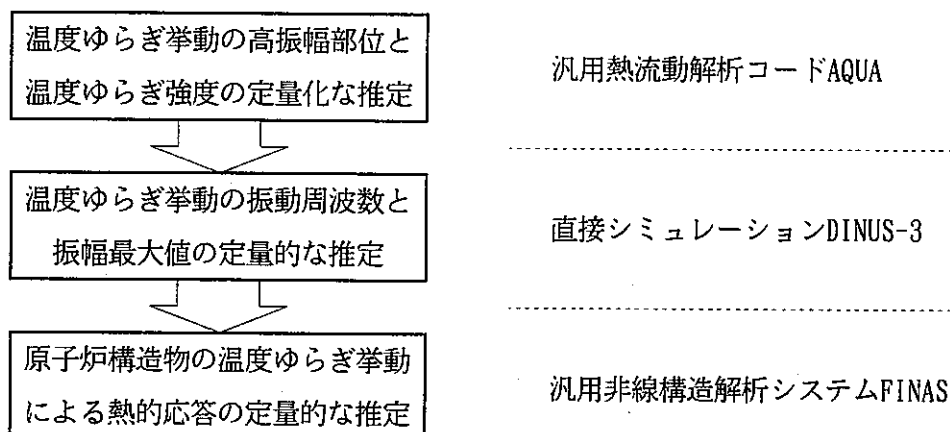
第1章 緒 言

高速増殖炉では、炉心構成要素毎の熱流力特性（集合体発熱量，集合体流量の違いから炉心燃料集合体間あるいは炉心燃料集合体－制御棒集合体間で冷却材に温度差が生じ，それらが混合する過程で不規則な温度ゆらぎ挙動が炉心出口近傍に発生する。この温度ゆらぎを伴った冷却材が炉心上部機構各部（整流筒，制御棒上部案内管，炉心出口温度計装ウエル等）の表面近傍を通過すると，冷却材中の不規則な温度ゆらぎが構造材中に伝播し，その材料は高サイクル熱疲労を受ける。特に，冷却材として液体金属ナトリウムを使用する高速炉では，大きな熱伝導率を持つナトリウムの性質から，このような熱サイクル印加による疲労が懸念されている（サーマルストライピング）。従来では，この熱疲労による原子炉構造物への影響を大型ナトリウムモックアップ実験を通して確認し，原子炉構造設計に反映させる手段が取られていた。しかし，この大型実験にかかる費用と実験時間の節約，さらには設計の最適化と裕度の適性化等を効率的に行うことを目的として，解析的評価手法の確立が設計側より強く求められている。また，原子炉工学室においても，従来より上記課題に対して，実証炉以降の原子炉構造設計では大型ナトリウムモックアップ実験によることなく解析的アプローチによる設計（Design by Analysis）がなされるべきと主張してきているところである。この背景には，これまで原子炉構造設計の段階で，とかく受身になりがちであったサーマルストライピング現象の対策を，解析的評価手法を用いることによって積極的に設計に反映し，経済性を向上させようとする意図がある。

サーマルストライピング現象の評価を解析的手法のみによって閉じるためには，原子炉構造物の熱疲労の程度を評価する上で不可欠な，構造物表面における温度ゆらぎ挙動の時系列情報が必要となる。しかし，この様な温度ゆらぎ挙動の時系列情報を解析的手法によって得るためには，工学分野において一般的に用いられている時間平均輸送モデル（汎用熱流動解析コードAQUA等）を用いた手法では不可能である。すなわち，時間平均輸送モデルに立脚したモデルを使用する以上，得られる数値解も時間的に平均化されたものとなるからである。これを可能にするには，時間平均操作を行わずに，且つ乱流モデル等の工学モデルを用いずに Navier-Stokes 方程式を解く直接シミュレーションと呼ばれる手法を用いればよい。この手法では，乱流微細構造を記述するに十分なメッシュ分割幅と時間的に不規則に変動する乱流挙動を表現するに十分な時間刻み幅とをもって，時間的に変動する状態量を時々刻々求めることができる。ただし，この直接シミュレーションの手法をそのまま原子炉構造等の極めて複雑な領域に適用することを考えた場合，現存する計算機的能力をはるかに越える性能を要求することになる。

以上の課題と問題点とを踏まえ，原子炉工学室では，以下に示すサーマルストライピング現

象の解析的評価手順を確立することを目的として、従来より作業を実施してきている。



上記解析的評価手順の特徴は、従来から一般的に用いられてきている汎用熱流動解析コードの役割と直接シミュレーションコードの役割とを明確に分離し、直接シミュレーションコードが計算機に要求する性能を可能な限り低減させていることにある。すなわち、汎用熱流動解析コードに温度ゆらぎ挙動の高振幅部位と温度ゆらぎ強度の定量的な推定の役割を持たせることによりサーマルストライピング評価上の解析対象領域を狭め、これを受けて直接シミュレーションコードが境界層内での温度ゆらぎ減衰効果を考慮した振動周波数と振幅最大値の定量的な推定を行うものである。これによって、評価すべき原子炉構造物表面での温度ゆらぎ挙動の時系列情報を妥当な計算機能力の範囲内で得ることができ、FINAS コードによる原子炉構造物の熱的応答評価が可能となる。なお、汎用熱流動解析コードによる温度ゆらぎ挙動の高振幅部位と温度ゆらぎ強度の定量的な推定では、温度ゆらぎ強度 ($\overline{\theta'^2}$) を解析的に評価するための工学モデルとして、乱流挙動の非等方性効果をモデル化上考慮する応力代数式乱流モデルを取り上げ、その適応性をナトリウムおよび水を作動流体としたモデル実験の解析を通じて明らかにしてきている^{1, 2, 3)}。

本報では、温度ゆらぎ挙動の振動周波数と振幅最大値を定量的に推定するために、新たに開発した熱流動解析コード (DINUS-3:Direct NUMerical Simulation using 3rd order upwind sceme)の数值計算法と検証結果について述べる。ここに記述する DINUS-3コードは、空間に関して3次精度を持つ風上差分法を用いた直接シミュレーションコードである。DINUS-3 コードで使用する3次精度風上差分法は、差分近似過程から発生する打ち切り誤差項 (4次の微係数から生じる数值粘性であり、分子粘性項よりも高階) が、乱流運動エネルギーを散逸させ、数值計算系を安定化させる特徴を持つものである。また、DINUS-3 コードでは、時間積分法として時間に関して2次精度を持つ Leap-Frog法 (単段陽解法) を採用し、解析コード全体の差分近似精度を向上させている。DINUS-3 コードの更なる特徴は、固体壁近傍において壁関数 (Wall Function) を用いず、純粋な固体壁粘着条件と慣性小領域を記述するに十分な微細メッ

シュ分割の併用により、固体境界を含む乱流の直接シミュレーションが実現できる点にある。コード検証では、DINUS-3 コードのサーマルストライピング現象評価への適用性を詳細に検討することを目的として、等温乱流場の解析（運動量計算の妥当性評価）と非等温乱流場の解析（運動量計算とエネルギー計算の妥当性評価）の2項目に分離してその有効性を明らかにする。等温乱流場の解析では、これまでに数多くの実験的研究が行われてきているカルマン渦列の実験を取り上げ、レイノルズ数 Re がストロウハル数 St に与える効果に関して実験結果と比較する。一方、非等温乱流場の解析では、サーマルストライピング現象としての特徴（定常不規則過程）を損なわない程度に簡略化された平行噴流基礎水実験を取り上げ、温度ゆらぎ挙動の時系列情報に関して実験結果と比較する。

第2章 数値計算法

2.1 基礎式

DINUS-3 コードで取り扱う基礎式は、以下に示す質量保存式、運動量保存式およびエネルギー保存式の3式である。

[質量保存式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (2.1)$$

[運動量保存式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \vec{u} = -\nabla P - \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{g} \quad (2.2)$$

[エネルギー保存式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho h + \nabla \cdot \rho \vec{u} h = \frac{dP}{dt} - \nabla \cdot \vec{q} + Q \quad (2.3)$$

なお、上記3式は、デカルト直交座標系を用いて以下の様に表される。

[質量保存式]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (2.4)$$

[x方向運動量保存式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} \rho u u + \frac{\partial}{\partial y} \rho v u + \frac{\partial}{\partial z} \rho w u \\ = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho g_x \end{aligned} \quad (2.5-a)$$

[y方向運動量保存式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{\partial}{\partial x} \rho u v + \frac{\partial}{\partial y} \rho v v + \frac{\partial}{\partial z} \rho w v \\ = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \rho g_y \end{aligned} \quad (2.5-b)$$

[z方向運動量保存式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho w + \frac{\partial}{\partial x} \rho u w + \frac{\partial}{\partial y} \rho v w + \frac{\partial}{\partial z} \rho w w \\ = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \rho g_z \end{aligned} \quad (2.5-c)$$

[エネルギー保存式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho h + \frac{\partial}{\partial x} \rho u h + \frac{\partial}{\partial y} \rho v h + \frac{\partial}{\partial z} \rho w h \\ = - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial z} \right) + Q \end{aligned} \quad (2.6)$$

なお、上記保存式は、次の共通表示式を用いて表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \phi + \frac{\partial}{\partial x} J_x + \frac{\partial}{\partial y} J_y + \frac{\partial}{\partial z} J_z = S_\phi \quad (2.7)$$

ここで、

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.8)$$

$$J_y = \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2.9)$$

$$J_z = \rho w \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.10)$$

である。なお、(2.7) 式中の生成項 S_ϕ は、次の様に表される。

[質量保存式]

$$S_\phi = 0 \quad (2.11)$$

[x 方向運動量保存式生成項]

$$S_\phi = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.12-a)$$

[y 方向運動量保存式生成項]

$$S_\phi = \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.12-b)$$

[z 方向運動量保存式生成項]

$$S_\phi = \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.12-c)$$

[エネルギー保存式生成項]

$$S_\phi = Q \quad (2.13)$$

2.2 離散化

2.2.1 差分方程式

(2.7) 式をコントロール・ボリューム回りで積分すると、以下の差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + A_x \rho u \phi + A_y \rho v \phi + A_z \rho w \phi \\
= V S_\phi + A_x \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} + A_y \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} + A_z \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}
\end{aligned} \quad (2.14)$$

2.2.2 3次風上差分法⁴⁾による対流項の離散化

(2.14) 式中の対流項（左辺第2項、左辺第3項および左辺第4項）の内、x方向成分（左辺第2項）を空間に関し3次精度を持つ風上差分法により離散化することを考える。この場合、既知状態量として上流側2点、注目点および下流側2点の合計5点を用いて、コントロール・ボリューム面での未知状態（ ϕ ）が規定される。

すなわち、x方向流速成分が正の場合、

$$(\phi)_{i+1/2} \equiv \frac{1}{2} (\phi_{i+1} + \phi_i) - \frac{1}{6} \{ 2(\phi_{i+1} + \phi_{i-1} - 2\phi_i) - (\phi_{i+2} + \phi_i - 2\phi_{i+1}) \} \quad (2.15-a)$$

負の場合、

$$(\phi)_{i-1/2} \equiv \frac{1}{2} (\phi_i + \phi_{i-1}) - \frac{1}{6} \{ 2(\phi_i + \phi_{i-2} - 2\phi_{i-1}) - (\phi_{i+1} + \phi_{i-1} - 2\phi_i) \} \quad (2.15-b)$$

とする。y方向成分（左辺第3項）およびz方向成分（左辺第4項）についても同様である。なお、上式中の添字iは、x方向メッシュ・インデックスを示す。

2.2.3 中心差分法⁵⁾による拡散項の離散化

(2.14) 式中の拡散項（右辺第2項、右辺第3項および右辺第4項）の内、x方向成分（右辺第2項）を中心差分法（正確度2次）により離散化することを考える。この場合、既知状態量として上流側1点、注目点および下流側1点の合計3点を用いて、コントロール・ボリューム面での未知状態（ $\partial \phi / \partial x$ ）が規定される。

すなわち、

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{i+1/2} \equiv \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\Delta_x} \quad (2.16-a)$$

あるいは、

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{i-1/2} \equiv \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\Delta_x} \quad (2.16-b)$$

とする。y方向成分（右辺第3項）およびz方向成分（右辺第4項）についても同様に規定される。

2.2.4 Leap-Frog法⁵⁾による時間項の離散化

(2.4) 式中の時間項(左辺第一項)は、空間離散化精度との兼合いから、時間に関し2次の正確度を有するLeap-Frog法を用いて離散化する。すなわち、

$$\phi^{n+1} \equiv \phi^{n-1} + 2 \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \phi^n \quad (2.17)$$

ここで、添字nは、時間レベルである。

2.3 解法および安定化法

2.3.1 運動量保存式

差分方程式(2.14)式に対し、対流項については(2.15)式の3次風上差分法を、拡散項については(2.16)式の中心差分法を、また時間項については(2.17)式のLeap-Frog法を用い、密度変化を考慮してまとめると次式が得られる。

$$a_0^u u_0 - F_{\text{conv.}}^u + F_{\text{diff.}}^u - b_0^u + \Delta_y \Delta_z (P_2 - P_0) = 0 \quad (2.18)$$

ここで、

$$\begin{aligned} F_{\text{conv.}}^u &= \frac{A_x u_1^n \rho_1 + A_x u_0^n \rho_0}{2} u_{i\pm 1/2} - \frac{A_x u_0^n \rho_0 + A_x u_2^n \rho_2}{2} u_{i\pm 1/2} \\ &\quad + \frac{1}{2} (A_y v_3^n \rho_3 + A_y v_{23}^n \rho_{23}) v_{j\pm 1/2} - \frac{1}{2} (A_y v_0^n \rho_0 + A_y v_2^n \rho_2) v_{j\pm 1/2} \\ &\quad + \frac{1}{2} (A_z w_5^n \rho_5 + A_z w_{25}^n \rho_{25}) w_{k\pm 1/2} - \frac{1}{2} (A_z w_0^n \rho_0 + A_z w_2^n \rho_2) w_{k\pm 1/2} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{diff.}}^u &= \frac{A_x \mu_0}{\Delta_x} (u_0^n - u_1^n) + \frac{A_x \mu_2}{\Delta_x} (u_0^n - u_2^n) \\ &\quad + \frac{A_y \mu_0}{\Delta_y} (v_0^n - v_3^n) + \frac{A_y \mu_4}{\Delta_y} (v_0^n - v_4^n) + \frac{A_z \mu_0}{\Delta_z} (w_0^n - w_5^n) + \frac{A_z \mu_6}{\Delta_z} (w_0^n - w_6^n) \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$a_0^u = V \left(\frac{\rho^n}{2 \Delta t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n \right) + V S_p \quad (2.21)$$

$$b_0^u = V \left(\rho^n \frac{u_0^{n-1}}{2 \Delta t} + \rho^n \left(\frac{\partial u_0}{\partial t} \right)^n - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n u_0^n \right) + V S_c \quad (2.22)$$

である。

以上より、コントロールボリューム0の各面におけるu方向流速は、

$$u_0^{n+1} = \tilde{u}_2 - \tilde{d}_2 (P_2 - P_0) \quad (2.23)$$

により求められる。ここで、

$$\tilde{u}_2 = \frac{1}{a_0^u} (F_{\text{conv.}}^u - F_{\text{diff.}}^u - b_0^u) \quad (2.24)$$

$$\tilde{d}_2 = \frac{1}{a_0^u} \Delta_y \Delta_z \quad (2.25)$$

である。他方向の流速についても同様に求められる。

2.3.2 質量保存式

(2.14) 式コントロールボリュームの回りで展開すると、下式が得られる。

$$V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n - A_x (\rho_1^n u_1 - \rho_0^n u_0) - A_y (\rho_3^n v_3 - \rho_0^n v_0) - A_z (\rho_5^n w_5 - \rho_0^n w_0) = \delta_0 V \quad (2.26)$$

ここで、 δ_0 は、質量保存式を満足しない程度（質量残差）である。

2.3.3 エネルギー保存式

運動量保存式の場合と同様に、差分方程式 (2.14) に対し、対流項については (2.15) 式の 3 次風上差分法を、拡散項については (2.16) 式の中心差分法を、また時間項については (2.17) 式の Leap-Frog 法を用い、密度変化を考慮してまとめると次式が得られる。

$$a_0^h h_0 - F_{\text{conv.}}^h + F_{\text{diff.}}^h - b_0^h = 0 \quad (2.27)$$

ここで、

$$F_{\text{conv.}}^h = A_x (\rho_2 u_2 h_2^n - \rho_1 u_1 h_1^n) + A_y (\rho_4 u_4 h_4^n - \rho_3 u_3 h_3^n) + A_z (\rho_6 u_6 h_6^n - \rho_5 u_5 h_5^n) \quad (2.28)$$

$$F_{\text{diff.}}^h = A_x \left(\lambda_2 \frac{h_2 - h_0}{\Delta_x} - \lambda_1 \frac{h_0 - h_1}{\Delta_x} \right) + A_y \left(\lambda_4 \frac{h_4 - h_0}{\Delta_y} - \lambda_3 \frac{h_0 - h_3}{\Delta_y} \right) + A_z \left(\lambda_6 \frac{h_6 - h_0}{\Delta_z} - \lambda_5 \frac{h_0 - h_5}{\Delta_z} \right) \quad (2.29)$$

$$a_0^h = V \frac{\rho^n}{2 \Delta t} + V S_p \quad (2.30)$$

$$b_0^h = V \left(\rho^n \frac{h_0^{n-1}}{2 \Delta t} + \rho^n \left(\frac{\partial h_0}{\partial t} \right)^n - \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n h_0^n \right) + V S_c \quad (2.31)$$

である。

2.3.4 解法

(2.23) 式およびコントロールボリューム各面での同様な関係 5 式 (u_1, v_3, v_0, w_5 および w_0) を (2.26) 式に代入すると以下の圧力に関するポアソン方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
& a_0^p P_0 - A_x (\rho_1^n \tilde{d}_1 P_1 - \rho_2^n \tilde{d}_2 P_2) - A_y (\rho_3^n \tilde{d}_3 P_3 - \rho_4^n \tilde{d}_4 P_4) \\
& - A_z (\rho_5^n \tilde{d}_5 P_5 - \rho_6^n \tilde{d}_6 P_6) + V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n - A_x (\rho_1^n \tilde{u}_1 + \rho_2^n \tilde{u}_2) \\
& - A_y (\rho_3^n \tilde{v}_3 + \rho_4^n \tilde{v}_3) - A_z (\rho_5^n \tilde{w}_5 + \rho_6^n \tilde{w}_6) = \delta_0 V
\end{aligned} \tag{2.32}$$

上式を整理すると、次の様になる。

$$a_0^p P_0 - a_1^p P_1 - a_2^p P_2 - a_3^p P_3 - a_4^p P_4 - a_5^p P_5 - a_6^p P_6 - b_0^p = \delta_0 V \tag{2.33}$$

ここで、

$$a_1^p = A_x \rho_1^n \tilde{d}_1 P_1 \tag{2.34}$$

$$a_2^p = A_x \rho_2^n \tilde{d}_2 P_2 \tag{2.35}$$

$$a_3^p = A_y \rho_3^n \tilde{d}_3 P_3 \tag{2.36}$$

$$a_4^p = A_y \rho_4^n \tilde{d}_4 P_4 \tag{2.37}$$

$$a_5^p = A_z \rho_5^n \tilde{d}_5 P_5 \tag{2.38}$$

$$a_6^p = A_z \rho_6^n \tilde{d}_6 P_6 \tag{2.39}$$

$$b_0^p = V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^n - A_x (\rho_1^n \tilde{u}_1 + \rho_2^n \tilde{u}_2) - A_y (\rho_3^n \tilde{v}_3 + \rho_4^n \tilde{v}_3) - A_z (\rho_5^n \tilde{w}_5 + \rho_6^n \tilde{w}_6) \tag{2.40}$$

である。この圧力に関するポアソン方程式は、ICCG (Incomplete Choleski Conjugate Gradient)法を使用して解かれる。なお、計算手順は、修正 ICB法に従う。一方、エネルギー保存式については、点SOR法により解かれる。

2.3.5 安定化法

DINUS-3 コードで使用する3次精度風上差分法は、差分近似過程から発生する打ち切り誤差項目(4次の微係数から生じる数値粘性であり、分子粘性項よりも高階)が乱流運動エネルギーを散逸させ、数値計算系を自ら安定化させる特徴を有するものの、高次差分法を差分近似処理の基礎としている以上局所的な振動発生から完全に回避できていないわけではない。このため、DINUS-3 コードでは、局所的な数値振動の抑制と計算過程の最適化を図ることを目的として、時間刻み幅に関するファジィ適応制御系^{6, 7, 8)}を内包する。このファジィ適応制御系での観測変数は、流速3成分(u, vおよびw)およびエンタルピの相対変動率 $\Delta \phi^{n+1}$ 、質量残差 ξ^n の絶対値および流体運動に関する定性推論解の合計6変数である。なお、相対変動率 $\Delta \phi^{n+1}$ は、

$$\Delta \phi^{n+1} = \frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\phi^n} \tag{2.41}$$

で定義される数値計算安定度を判断するための指標である。一方、流体運動に関する定性推論解は、上記相対変動率 $\Delta \phi^{n+1}$ に関するメンバーシップ関数を適性化（ファルタリング）するために使用される。すなわち、DINUS-3 コードの主な適用先は、温度ゆらぎ挙動を含む乱流現象に代表される定常不規則振動流であり、この場合には物理的に説明のできる振動と数値計算過程から発生する振動とを分離して、数値計算系の安定度を総合判断する必要がある。このため定性推論機構では、6種類の基本的な物理法則のみを用いて解析すべき体系内で発生する流動挙動を数値計算無しに予測し、解析体系内での物理的振動発生領域を同定する。このような定常的な循環渦が発生する場所においては、(2.41)式で規定される相対変動率も定常的に大きな値を示すと考えられることから、相対変動率の度合を判定するために使用するメンバーシップ関数を台集合上でスライドさせる。この操作によって、解析体系内での循環渦流動等に起因した相対変動率の上昇を差し引くことが可能となる。なお、台集合上でのスライド量は、解析体系内最大相対変動率の1%をその単位量とし、メンバーシップ関数の最適位置へのスライドは時間繰返しループでの学習機構により行う。この場合の観測変数は、クーラン条件によって規定される時間内の相対変動率の減少割合である。詳細は、文献9)を参照のこと。

第3章 検 証

3.1 等温乱流場の解析

3.1.1 実験概要

ここでコード検証用に取り上げた等温乱流実験は、矩形障害物背後に生じる定常振動流（カルマン渦列）を取り扱った研究¹⁰⁾であり、ここで得られている結果はこれまで過去に実施された同種の実験結果を良好に再現していると共に従来の研究よりも系統立てて実施されていることに特徴がある。実験では、一辺が200mmの直方体の1面（入口面）に2mm-15mm（H）の矩形障害物を設置し、レイノルズ数 $Re=(=U H/v)$ を100-500000の範囲で変化させて、矩形障害物背後に現れるカルマン渦列が熱線風速計を用いて測定されている。なお、作動流体は空気（室温20℃）である。

レイノルズ数 Re をパラメータとして得られた数多くの測定値は、ストロウハル数 St を用いて整理されている。ここでストロウハル数 St は、

$$St = \frac{fH}{U} = \frac{\tau^{-1}H}{U} \quad (3.1)$$

である。なお、 f は振動周波数、 U は入口風速、 τ は周期である。

3.1.2 解析条件

解析では、矩形障害物の一辺の長さ H を2mmに固定し、レイノルズ数 Re の増減によるストロウハル数 St の変化を調べた。なお、解析領域は、下流側距離として矩形障害物後縁より43mm、上流側距離として矩形障害物後縁より9mm、横方向距離として矩形障害物測縁より片側9mmとした。この解析領域の設定は、次の理由による。すなわち、発生する乱流挙動を詳細に表現するためには、外力・境界条件あるいは流れの不安定性等によって励起される最大渦 L （速度の縦相関関数の積分距離）と粘性消散領域近傍に現れる最小渦であるコルモゴロフ長 ℓ （ $=k_a^{-1}$ 、 k_a ：コルモゴロフ波数）との間に存在する全てのスケール渦運動を精度良く捉える必要がある。したがって、乱流シミュレーションを行う上では、両スケールの比率 (L/ℓ) 以上のメッシュ数を最大渦スケール L について座標軸1方向に用意する必要がある。ここで、両スケールの比率が実験的に $0.13R_\lambda^{3/2}$ 程度となること、また R_λ の値が矩形障害物乱流（ $Re=500000$ ）の場合約308となること等から、座標1方向についてのメッシュ数は700程度必要となることになる。ここで、 R_λ は、テイラー長 λ 、代表流側 u' および乱流動粘性係数 ν により規定されるレイノルズ数である。なお、今回の解析における最大渦スケール L が実験的に約83mmとなっていることから、必要となるメッシュ分割幅は、約

0.1186mm(83mm/700)となる。以上より、今回の解析で用いるメッシュ分割幅を0.1mmとした。なお、解析領域のアスペクト比の設定では、主流方向長さを簡易的に最大渦スケールLの約半分とし、主流直交方向長さについては鏡面对称条件を採用することにより最大渦スケールLの約1/4とした。

解析条件を以下に列記する。

座 標 系 : x-y, 2次元

メ ッ シ ュ 分 割 : $540^i \times 110^j$ (59000セル) : $x/H = 27^i \times 5.5^j$

メ ッ シ ュ 幅 : 0.1mm 均等分割

流 動 境 界 条 件 : 矩形障害物表面のみ粘着条件であり、その他はすべり壁条件

レイノルズ数 : 100, 500, 5000, 50000, 500000

3.1.3 解析結果

[Re=100]

Fig. 3.1に、矩形障害物下流6点(矩形障害物後面を始点として、 $x/H = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$)における120秒間の横方向流速成分(主流と直交方向流速)の時間推移を示す。また、Fig. 3.2に、流速振動1周期分(約29秒)の等圧線図の推移を示す。Fig. 3.1に示した矩形障害物下流6点における横方向流速成分の時間推移より分かる通り、極めて規則正しい流速振動を繰り返している。また、Fig. 3.2に示した等圧線図の推移より分かる通り、矩形障害物後面より放出された低圧領域が規則正しく下流側に移動している。

[Re=500]

Fig. 3.3に、矩形障害物下流6点における30秒間の横方向流速成分の時間推移を示す。また、Fig. 3.4に、流速振動1周期分(約5.6秒)の等圧線図の推移を示す。Fig. 3.3に示した矩形障害物下流6点における横方向流速成分の時間推移より分かる通り、矩形障害物直後($x/H = 1.0$)においては概ね規則正しい正弦波振動挙動を示すものの、 $x/H = 2.0, 3.0, 4.0$ 等の下流側位置においては正弦波形状が崩れ始める。ただし、矩形障害物下流各点における振動振幅は、一定に保たれている。

[Re=5000]

Fig. 3.5に、矩形障害物下流6点における10秒間の横方向流速成分の時間推移を示す。また、Fig. 3.6に、流速振動1周期分(約0.7秒)の等圧線図の推移を示す。Fig. 3.5に示した矩形障害物下流6点における横方向流速成分の時間推移では、何れの位置についても振動振幅は時間的に一定しておらず、複数の正弦波が重畳した傾向の挙動を示している。これはFig. 3.6に示した等圧線図の時間推移より分かる様に、ほぼ連続的に放出される低圧領域が空間的にある集団を形成して下流側に移動することに起因するものと考えられる。

[Re=50000]

Fig. 3.7に、矩形障害物下流6点における1秒間の横方向流速成分の時間推移を示す。また、Fig. 3.8に、流速振動1周期分(約0.09秒)の等圧線図の推移を示す。Fig. 3.7に示した矩形障害物下流6点における横方向流速成分の時間推移では、Re=5000の場合と同様に、何れの位置についても振動振幅は時間的に一定しておらず、複数の正弦波が重畳した傾向の挙動を示す。

[Re=500000]

Fig. 3.9に、矩形障害物下流6点における0.3秒間の横方向流速成分の時間推移を示す。また、Fig. 3.10に、流速振動1周期分(約0.018秒)の等圧線図の推移を示す。Fig. 3.9に示した矩形障害物下流6点における横方向流速成分の時間推移では、何れの位置についても振動振幅は時間的に一定していない。

レイノルズ数Reをパラメータとした上記5ケースについて、レイノルズ数Reとストロウハル数Stの関係をまとめた結果をFig. 3.11に示す。図中において、斜線で囲まれた範囲が実験による結果であり、○印が今回の解析結果である。実験による両者の関係では、レイノルズ数Reを100から徐々に増加させるに従ってストロウハル数Stが緩慢に減少するものの、レイノルズ数Reが2000を越えた辺りから逆に増加に転じ、レイノルズ数Reが10000以上では一定値を保持する。図中に示した解析結果より分かる通り、実験により得られているレイノルズ数Reの増加に従うストロウハル数Stの増減挙動が的確に模擬されている。Fig. 3.12に、レイノルズ数Reを500000とした場合の $x/H=2.0$ 位置における横方向流速成分の時間推移について、実験結果と解析結果の比較を示す。比較結果より分かる通り、解析結果は時間的に不規則に変動する横方向流速概ね良好に再現できている。

今度、周波数領域におけるより詳細な検討が必要であるものの、以上に示した結果から、DINUS-3コードの主要な解析対象流動である定常不規則乱流振動挙動はもちろんのこと、層流領域から乱流領域に渡る遷移領域についても、数値不安定性に起因する数値振動を可能な限り低減させつつ物理的振動挙動を的確に模擬できることが確かめられた。

3.2 非等温乱流場の解析

3.2.1 実験概要¹⁾

ここで取り挙げた非等温乱流実験は、電力中央研究所がサーマル・ストライピング現象に関する知見を得るために行った平行噴流水実験である。実験装置の概略をFig. 3.13に示す。実験装置の構成は、高低温それぞれの水(20℃, 30℃)を流出させるためのノズル(噴流ノズル)、噴流ノズル下流位置に設置される熱電対(0.25φ, 非設置型)を取り付けた試験片(テストピース)およびサポートより成り、これらが半径820mm×高さ565mmの円筒容器内に収納

されている。テストピースに取り付けられた熱電対は、テストピース近傍の流体温度を計測するためのもの（テストピース表面より 2mm突起）と材料表面温度を計測するためのもの（テストピース表面位置）の 2 種類の分類される。これらの熱電対は、図中に示す様に、テストピース水平方向に 12.5mm の間隔で取り付けられている。実験においては、噴流ノズル上端面とテストピース表面までの距離 L (10~150mm)、テストピース設置角度 θ 、噴流流量 Q (2~371/min) 等がパラメータとして選定されている。

3.2.2 解析条件

ここでの解析では、噴流ノズル上端面とテストピース表面までの距離 L を 38mm、テストピース設置角度 θ を 0.0° 、噴流流量 Q を 181/min とした実験 1 ケースを対象とした。なお、解析領域は、横方向を 70mm (噴流ノズル中央から片側 35mm ずつ)、軸方向を 38mm (噴流ノズル上端面よりテストピース下端面) とした。なお、メッシュ分割幅の規定では、参考となる現象論的情報が得られていないことから、簡易的に 0.2mm の均等メッシュを用いた。解析条件を以下に列記する。

座 標 系 : x-y, 2 次元

メ ッ シ ュ 分 割 : $350^1 \times 190^1$ (66500セル)

メ ッ シ ュ 幅 : 0.2mm 均等分割

流 動 境 界 条 件 : テストピース表面のみ粘着条件であり、その他はすべり壁条件

レイノルズ数 : 噴流ノズル出口幅 5.3mm を代表長さとして、約 18000

3.2.3 解析結果

Fig. 3.14 に、0.4286 秒間 (基準時間: 98.0925 秒) の温度および圧力の等値線図変化を示す。結果より分かる通り、全体的な熱流動挙動は、噴流ノズルより流出した高低温水が左右に交互に振動しながら下流側に押し流されてテストピースに衝突し、左右の流出面から解析体系外へ流れ出るものである。温度分布に関する特徴的な点は、流体の連続的な振動挙動に伴い、高温あるいは低温水が噴流出口面より切り離され、解析体系中に高温領域 (ホットスポット領域) と低温領域 (コールドスポット領域) が点在することにある。

テストピース表面に流体温度測定用として取り付けられた合計 20 点の熱電対の内、中央 5 点に対応する位置での温度ゆらぎ挙動 (約 1 秒間) を、Fig. 3.15 に示す。結果より分かる通り、各位置での温度ゆらぎ挙動は、大きく 2 つの振動挙動に分離できる。すなわち、98.95 秒~99.15 秒の間および 99.75 秒以降に現れる約 0.066 秒の周期 (約 15.2Hz) を持つゆらぎ挙動と 99.20 秒~99.7 秒の間に現れる約 0.016 秒の周期 (約 62.5Hz) を持つゆらぎ挙動である。この点に関しては、後述する。Fig. 3.16 に、テストピース表面より 5mm 位置における温度ゆらぎ挙動 (実験においては未計測) を示す。ここに示した結果は、Fig. 3.15 に示した結

果（テストピース表面より 2mm位置）との比較より分かる通り、何れの位置についても最大振幅が大きなものとなっている。これは、テストピース表面より 5mm位置が、テストピース表面に形成される境界層の完全な外側に位置しているためと解釈することができる。すなわち、境界層外縁における温度ゆらぎ挙動は、境界層によって減衰するという、従来の実験結果を裏付けるものとなっている。Fig. 3.17に示したと同様な位置（テストピース表面より 2mm 位置）における横方向流速成分 u のゆらぎ挙動を示す。結果より分かる通り、流速ゆらぎ挙動に関しても温度ゆらぎ挙動と同様に、大きく 2つの振動挙動に分離することができる。

Fig. 3.18に、テストピース中央位置に設置されている熱電対（流体温度計測用および材料表面温度計測用）と同位置における解析結果との温度ゆらぎ挙動に関する比較を示す。実験により得られた流体温度挙動は、前記の様に、大きく 2つの振動挙動に分離することができる。すなわち、0.2秒～0.6秒の間に現れる約0.1039秒の周期（約9.6Hz）を持つゆらぎ挙動と、0.6秒～0.9秒の間に現れる約 0.035秒の周期（約28.6Hz）を持つゆらぎ挙動である。ただし、実験においては、約5msecのサンプリング周期(200Hz)で温度ゆらぎデータが計測されたものの、熱電対の時定数約20msecの存在を考慮すると、50Hz以上のゆらぎ成分は計測されないか、あるいは温度ゆらぎ振幅が大きく減衰したものとなっている可能性が強い。したがって、解析結果に見られる約62.5Hzの温度ゆらぎ成分は計測上観察できないことになる。この推定は、実験における材料表面温度挙動との比較から裏付けることができる。すなわち、0.2秒～0.6秒の間においては、流体温度と材料温度の挙動が約0.02秒の時間遅れを持って概ね伝播している様子が見られるものの、0.6秒～0.9秒の間においては、流体温度よりも材料表面温度の方が短い周期で変動していることが分かる。この傾向は、境界層による温度ゆらぎ減衰効果の存在を考慮すると、現象論的な矛盾を生じる。したがって、0.8秒～0.9秒の間における材料表面温度のゆらぎ周期が約0.02秒(45.3Hz)である事実より、流体温度は45.3Hz以上でゆらいでいる可能性が強い。DINUS-3 コードの現バージョンでは、構造材の熱容量等、境界層内における温度ゆらぎ挙動を支配すると考えられる物理モデルが含まれていないため材料表面上での厳密な比較は困難であるものの、簡易的に実験結果において流体温度が材料表面温度に比較的良好に伝播していると解釈できる 0.2秒～ 0.6秒の間のみについて、解析結果との温度ゆらぎ周期を比較すると、実験結果が約 9.6Hzであるのに対し、解析結果では約12.3Hzであり、解析結果は実験結果を比較的良好に模擬できていると解釈できる。

第4章 結 言

サーマルストライピング現象を特徴づける熱流動挙動の内、温度ゆらぎ周期を解析的に評価できるようにするため、空間に関し3次精度を持つ風上差分法による直接シミュレーションコードDINUS-3(Direct NUMerical Simuration using 3rd-order upwind scheme)を開発した。同コードは、工学分野において一般的に用いられてきている時間平均輸送モデルを基礎とした手法、例えば汎用熱流動解析コードAQUA等では評価することのできないサーマルストライピング現象に代表される不規則振動の時間的変化を、原理的には実験と同等以上の精度で詳細に評価することができる特徴を持つ。

本報では、今後実施する予定のDINUS-3 コードの実規模体系への適用性を評価する前段階として、等温乱流現象と非等温乱流現象の2種類の基礎的問題を個別に選定してコード検証を行った。基礎的等温乱流現象としては、矩形障害物背後に生じるカルマン渦列を取り挙げ、DINUS-3 コードの運動量計算の妥当性の確認を行った。ここでコード検証用に選定したカルマン渦列は、レイノルズ数 $Re(100-500000)$ によって障害物背後に生じる流速振動挙動が定常規則振動(周期振動)から定常不規則振動に大きく変化する挙動を示すものであり、直接シミュレーションコードの検証用に一般に取り上げられるものである。検証により得られた結果は、次の通りである。

(1) レイノルズ数 Re の増加に伴って増減するカルマン渦列の周期(ストロウハル数 St)は、DINUS-3コードにより的確に模擬することができる。

(2) DINUS-3 コードの主要な対象流動である不規則収録振動挙動はもちろんのこと、層流領域から乱流領域に渡る遷移領域についても振動挙動を的確に模擬することができる。

一方、非等温乱流現象としては、サーマルストライピング現象としての特質(定常不規則過程)を損なわない程度に簡略化された平行噴流水実験を取り挙げ、運動量計算とエネルギー計算の妥当性の確認を行った。検証により得られた結果は、次の通りである。

(1) 複数の周波数から成る温度ゆらぎ挙動を良好に再現することができる。

(2) 実験における代表的な温度ゆらぎ周波数が約9.6Hzであるのに対し、DINUS-3コードは約12.3Hzを予測した。なお、サーマルストライピング現象で問題となる温度ゆらぎ周波数が10Hz以下のものに限られることから、両者の一致は良好であると判断できる。

以上より、DINUS-3 コードは、高乱流場において発生する定常不規則振動の時間的変化を良好に再現できることが確認されたと共に、実規模体系におけるサーマルストライピング現象の温度ゆらぎ周期の評価に適用可能であるとの見通しを得た。なお、本報で提案したサーマルストライピング現象の解析的評価手法を実際の原子炉構造設計に適用させてゆくためには、次に

示す項目の開発が必要となる。

(1) 境界層内における温度ゆらぎの振幅および周波数の減衰モデル

(2) 構造材料への非定常熱伝達モデル

(3) 構造材料の熱的応答モデル

(1)の項目は、流体中の温度ゆらぎが構造材料中に伝播する際の、層流境界層内での温度ゆらぎ減衰効果に関するモデル化である。一般的に、構造材料表面近傍においては、固体壁粘着効果によるせん断応力の発生によって境界層が形成され、流体中に存在する温度ゆらぎの構造材料中への伝播は、この境界層を通して行われることになる。従って、この境界層内部では、境界層外側に比べて乱流強度が著しく低下することから、温度ゆらぎ強度の減衰に関する効果についても十分な把握が必要となる。

(2)は、流体から構造材料への熱エネルギー伝達を取り扱う際に必要となる熱伝達係数に関するモデル化である。一般に熱伝達係数は、時間に関して一定であるとの仮定で定義・使用されるものであるが、サーマルストライピング現象ではこの概念を用いることはできない。すなわち、ここで取り扱う挙動は、その特徴に時間的に不規則に振動することが挙げられ、これに従って時間的に変化すると考えられる熱伝達係数を工学的にモデル化する必要がある。

(3)の項目は、構造材料の熱的応答を評価する上で重要となると考えられる構造材料の熱容量に関するモデル化である。この構造材料の熱容量は、(1)と同様に、流体中から構造材料中に温度ゆらぎが伝播する際の、温度ゆらぎの振幅と周波数を減衰させる効果を持つ。従って、構造材料表面における温度ゆらぎ挙動を適切に評価するためには、この熱容量効果の的確なモデル化が重要となる。

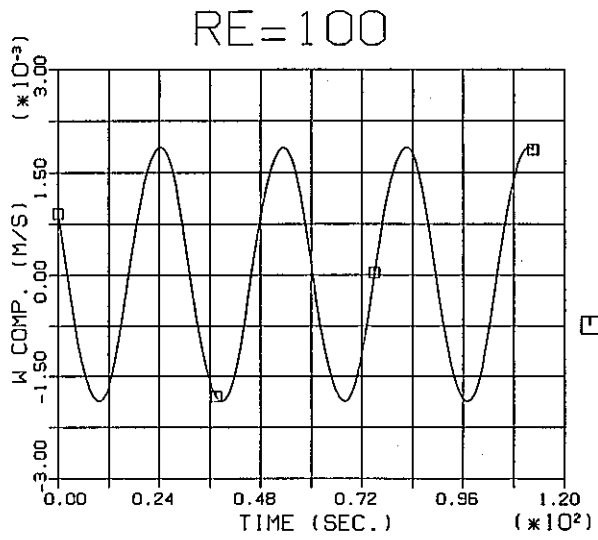
謝 辞

本研究を進めるにあたり、貴重な実験データ等をお貸し頂いた電力中央研究所、我孫子研究所、FBR部・熱流動研究室の田中伸和室長および守屋祥一研究員に感謝の意を表します。

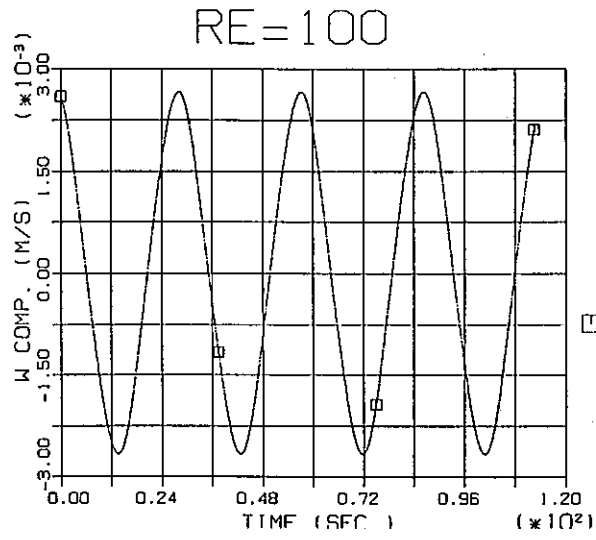
また、本研究を強力に支持すると共に、終始貴重な助言を頂いた安全工学部・大後美道部長、原子炉工学室・菅原悟室長および山口彰副主任研究員に感謝の意を表します。

参 考 文 献

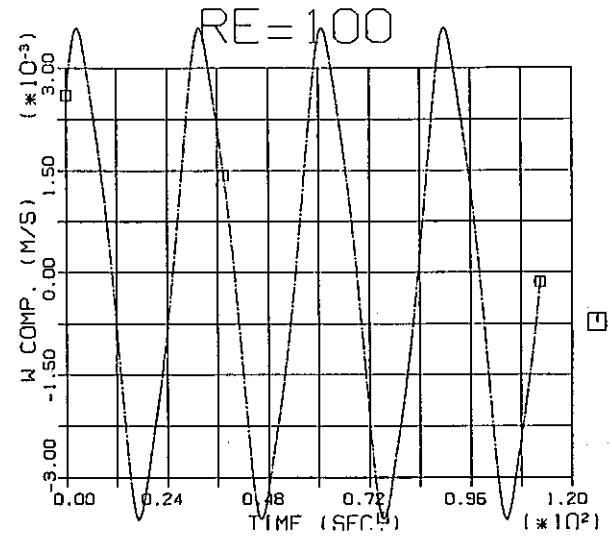
- 1) 村松, 二ノ方, 冷却材温度ゆらぎ現象の解析的評価手法の開発 (I), 温度ゆらぎ強度評価手法の開発, PNC資料, N9410 90-029, 1990年4月
- 2) 村松, 二ノ方, 冷却材温度ゆらぎ現象の解析的評価手法の開発 (II), 温度ゆらぎ強度評価手法の検証と実機体系予備解析, PNC資料, N9410 91-119, 1990年3月
- 3) 村松, 冷却材温度ゆらぎ現象の解析的評価手法の開発 (III), 高速実験炉「常陽」でのサーマル・ストライピング試験の解析, 近日発行予定
- 4) T.Kawamura and K.Kuwahara, Computation of High Reynolds Number Flow around Circular cylinder with Surface Roughness, AIAA paper 84-0340, 1984
- 5) P.J.Roache, Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers Inc., 1976
- 6) 村松, 計算力学とCAE シリーズ, 4.ファジィ推論, 第3章 熱流動解析コードの運用効率化, 培風館, 1991年
- 7) 村松, 前川, Fuzzy 理論を用いた単相多次元熱流動解析コードの適応制御システムの開発 (第1報) 基本性能の確認, PNC資料, N9410 87-130, 1987年8月
- 8) 村松, Fuzzy 理論を用いた単相多次元熱流動解析コードの適応制御システムの開発 (第2報) 学習機構の構築, PNC資料, N9410 88-065, 1988年6月
- 9) 村松, Fuzzy 理論を用いた単相多次元熱流動解析コードの適応制御システムの開発 (第3報) 定性推論手法の応用, 近日発行予定
- 10) A.Okamoto, Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders, J.Fluid Mech, vol.123, pp. 379-398, 1982
- 11) 守屋, サーマルストライピング研究の現状, 日本原子力学会「熱流動数値解析高度化」特別専門委員会, 第7回単相流ワーキンググループ会合資料, 1989年



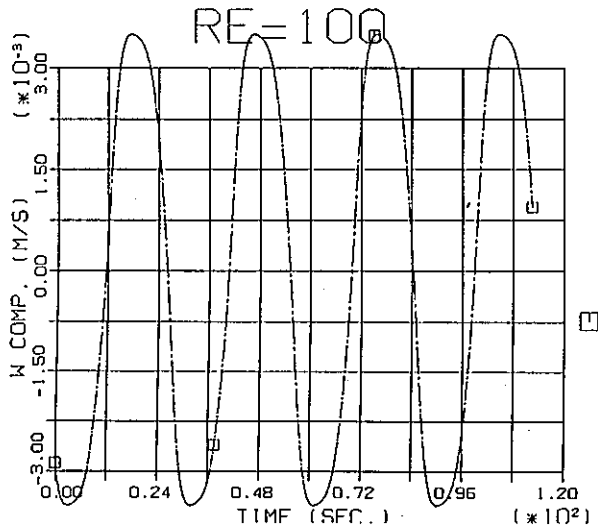
(a) $x/H = 1.0$



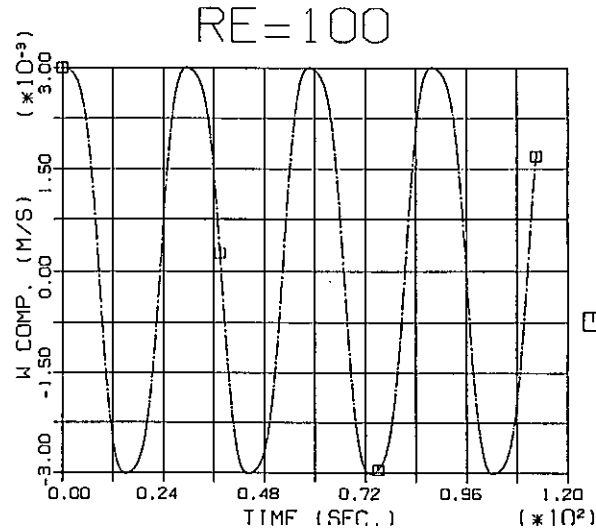
(b) $x/H = 2.0$



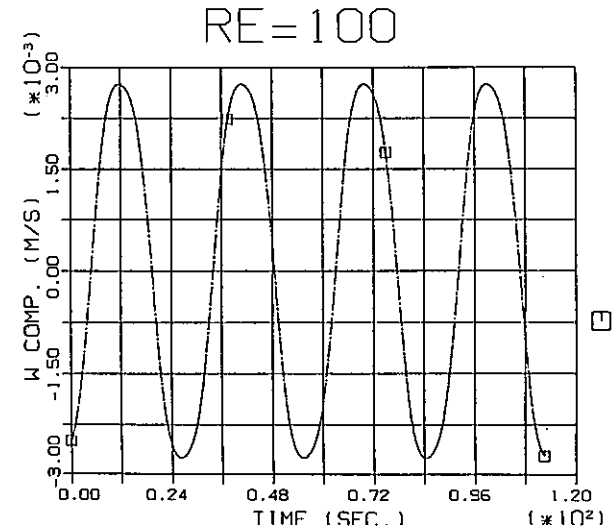
(c) $x/H = 3.0$



(d) $x/H = 4.0$



(e) $x/H = 5.0$



(f) $x/H = 6.0$

Fig. 3.1 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for Re=100 Condition

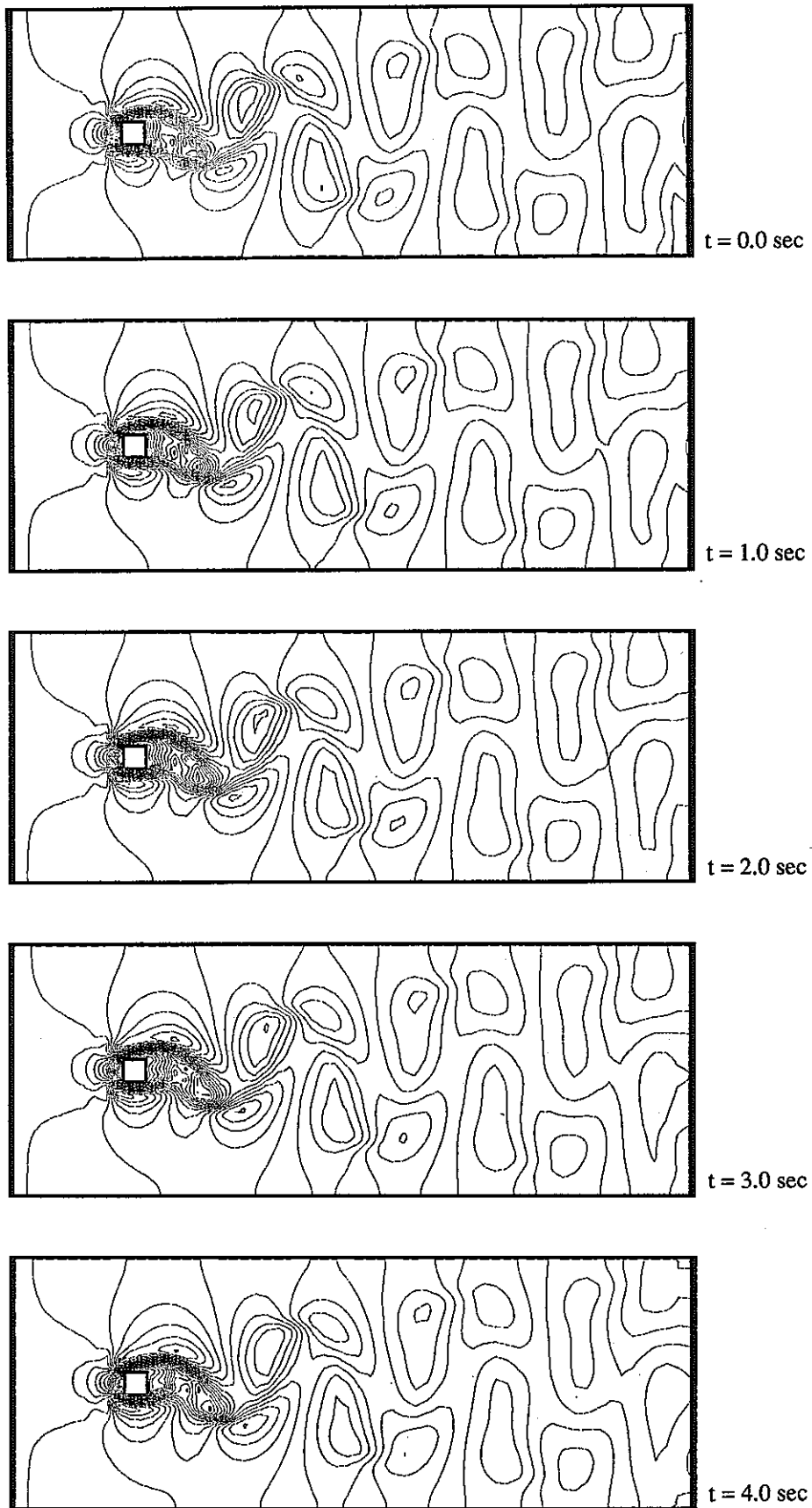
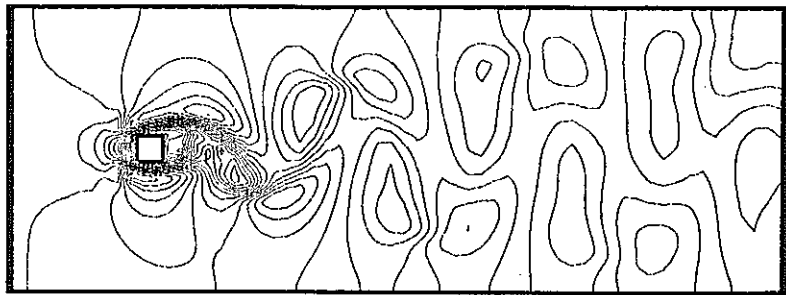
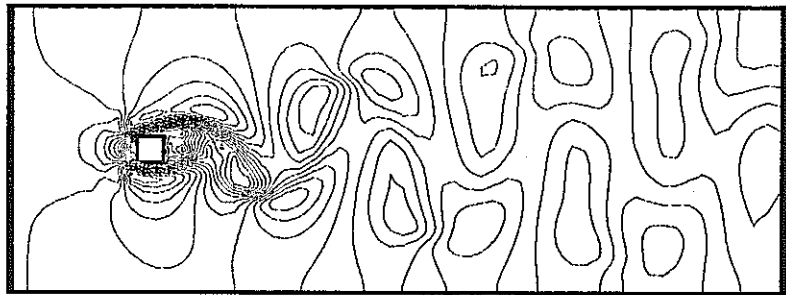


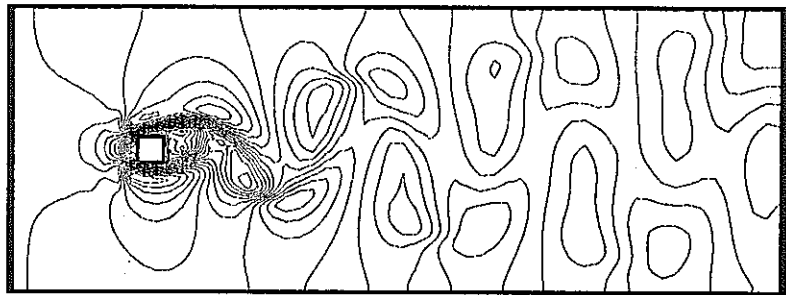
Fig. 3.2 Calculated Pressure Field Transients for $Re=100$ Condition



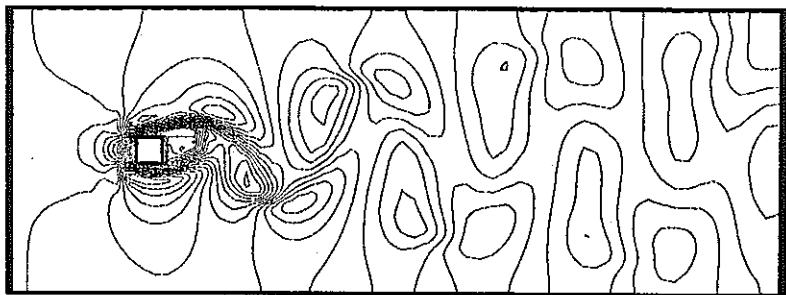
t = 5.0 sec



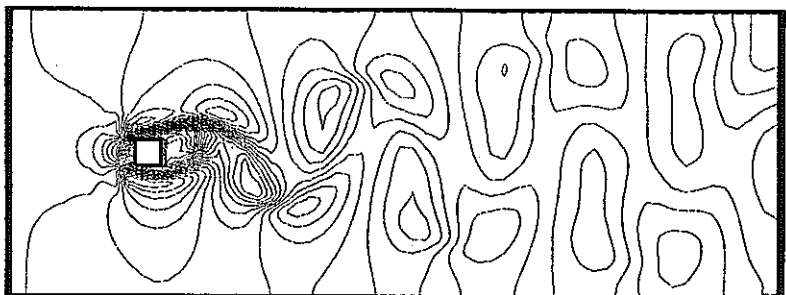
t = 6.0 sec



t = 7.0 sec



t = 8.0 sec



t = 9.0 sec

Fig. 3.2 Continued

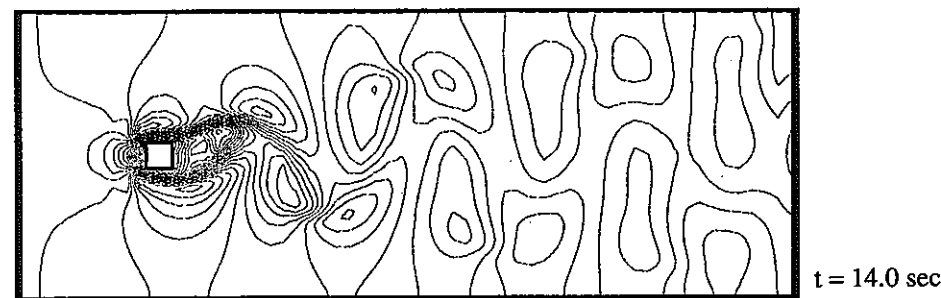
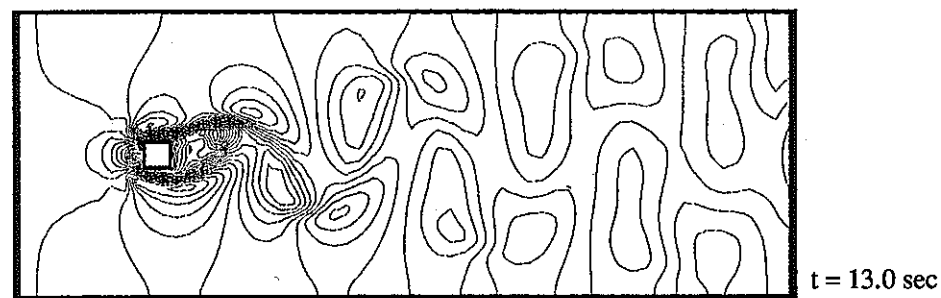
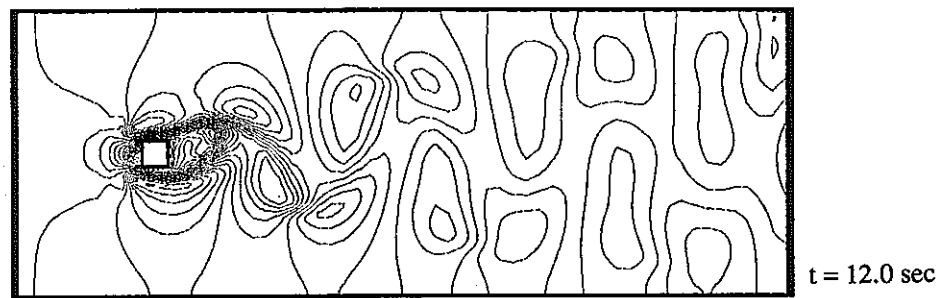
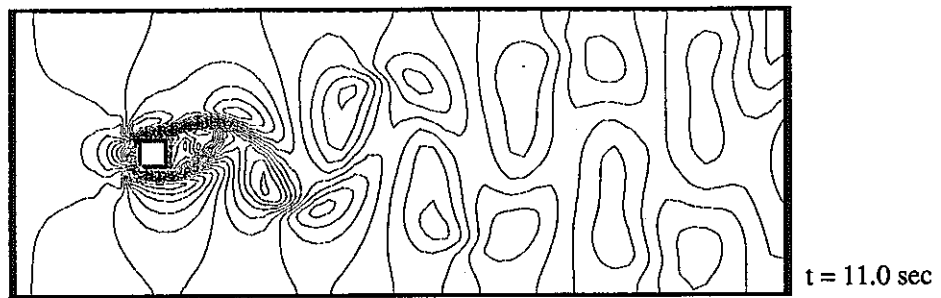
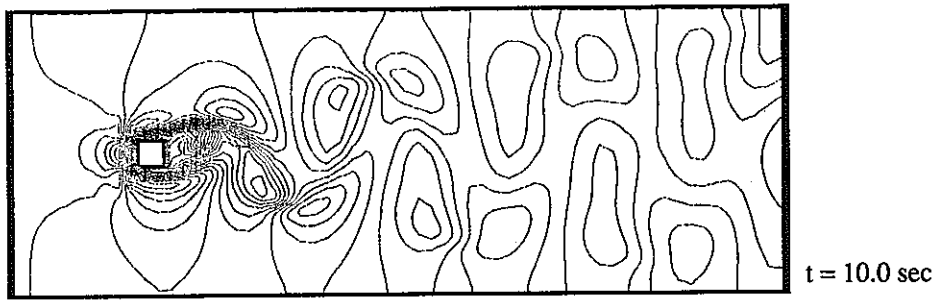


Fig. 3.2 Continued

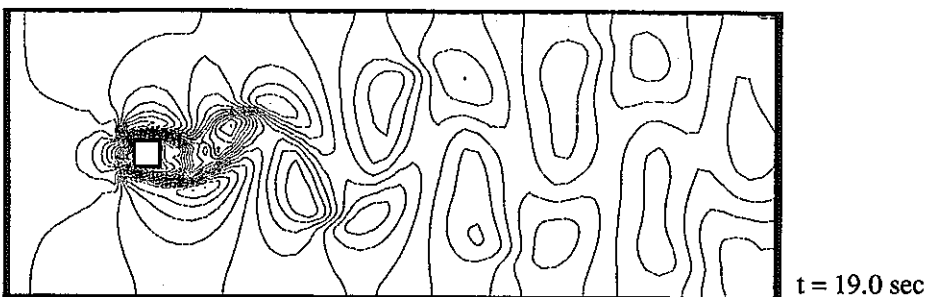
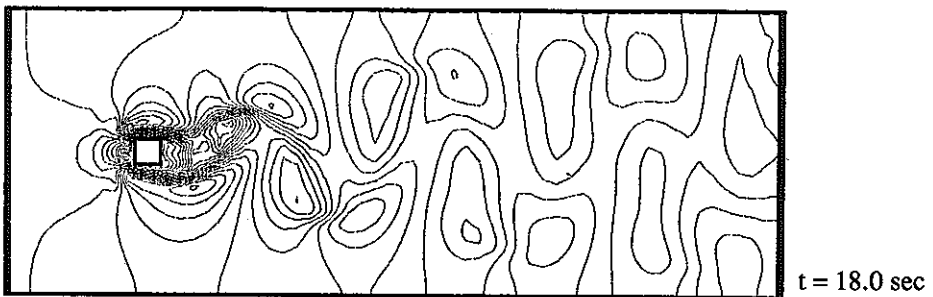
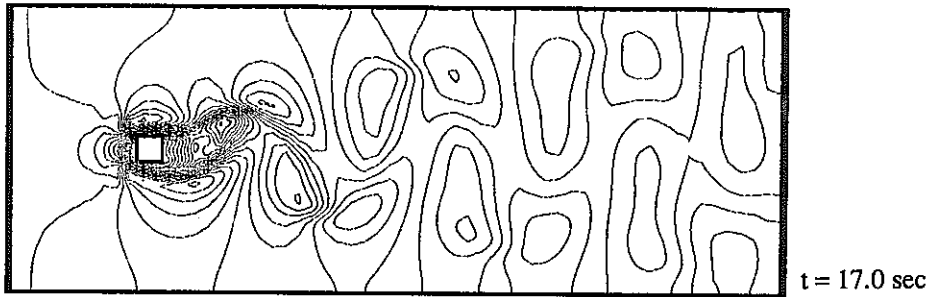
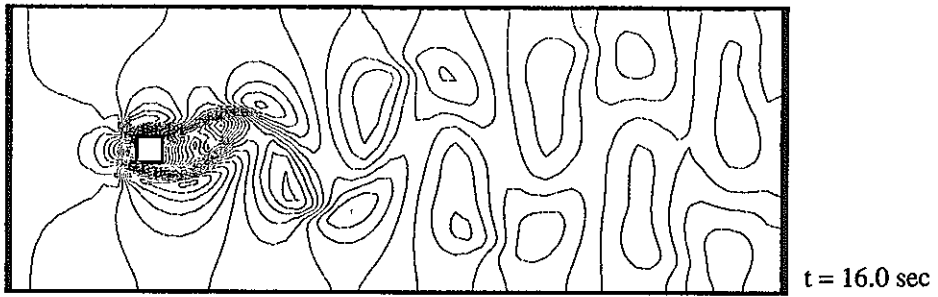
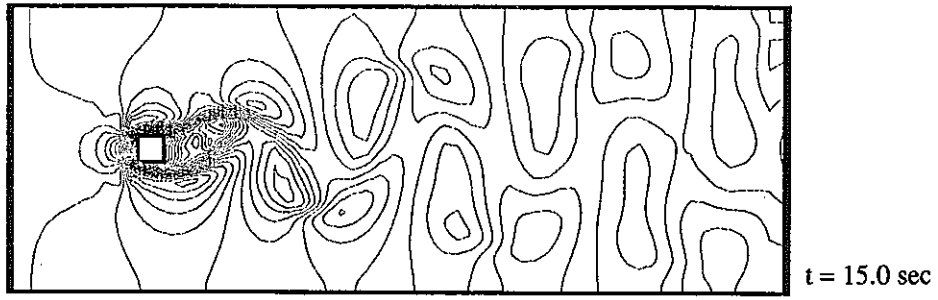


Fig. 3.2 Continued

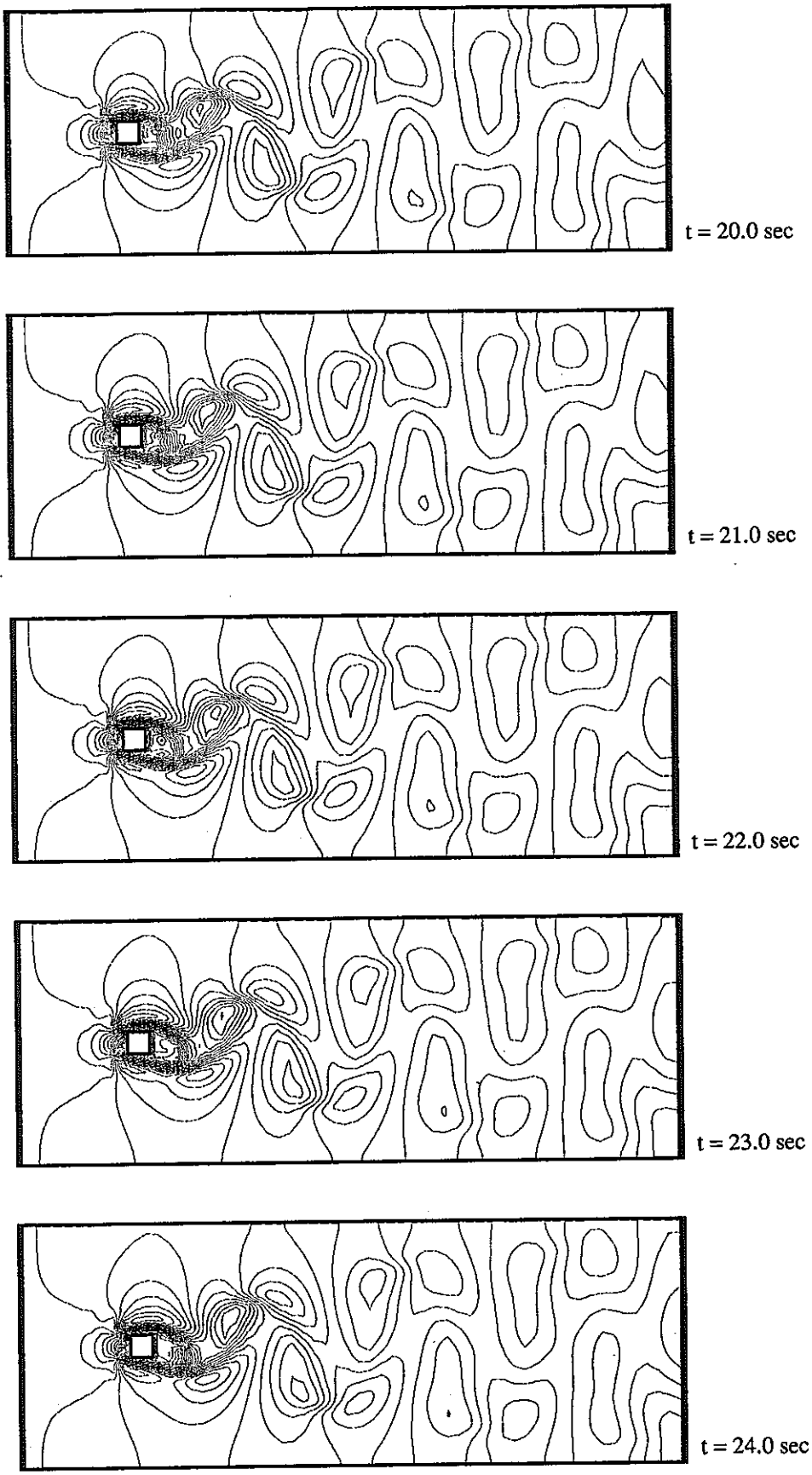


Fig. 3.2 Continued

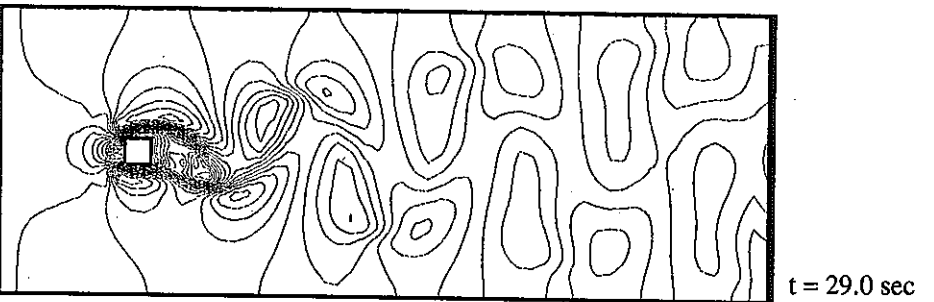
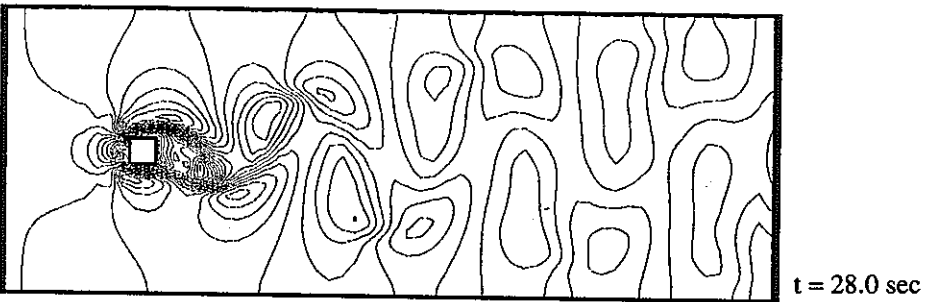
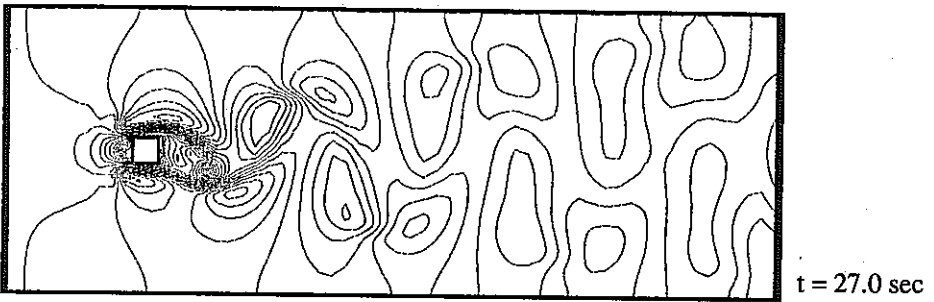
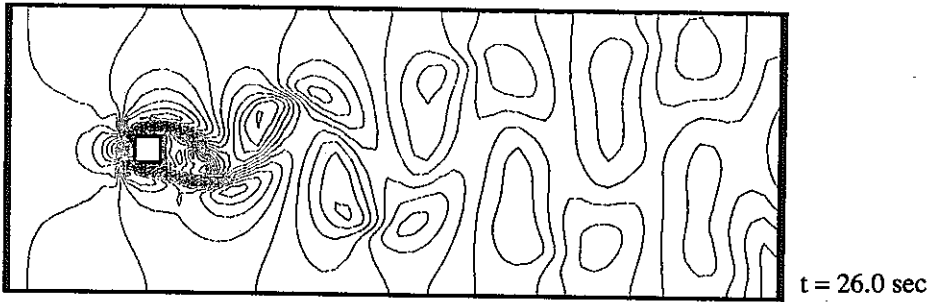
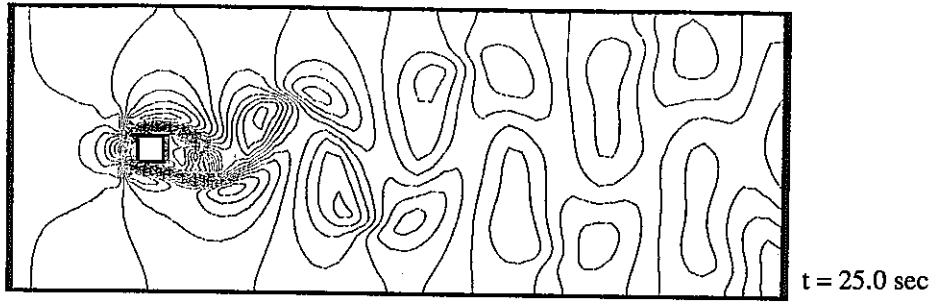
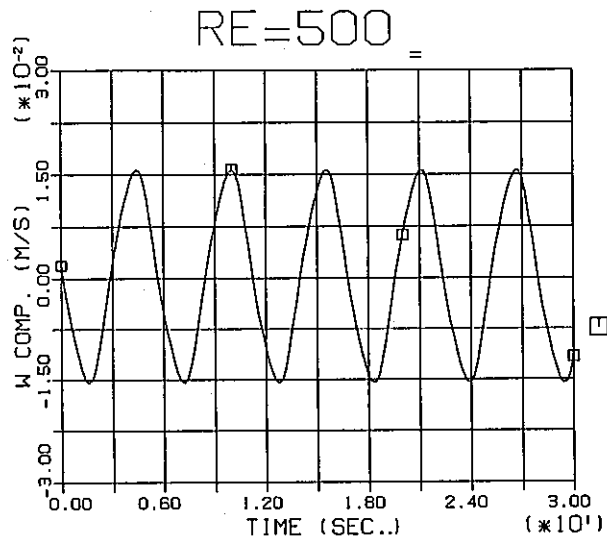
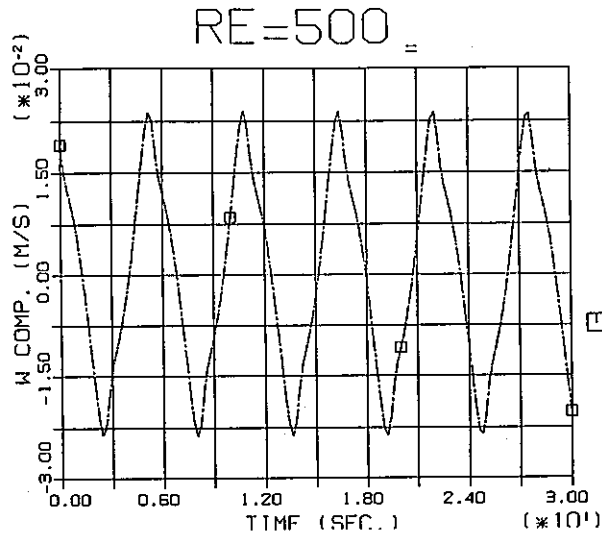


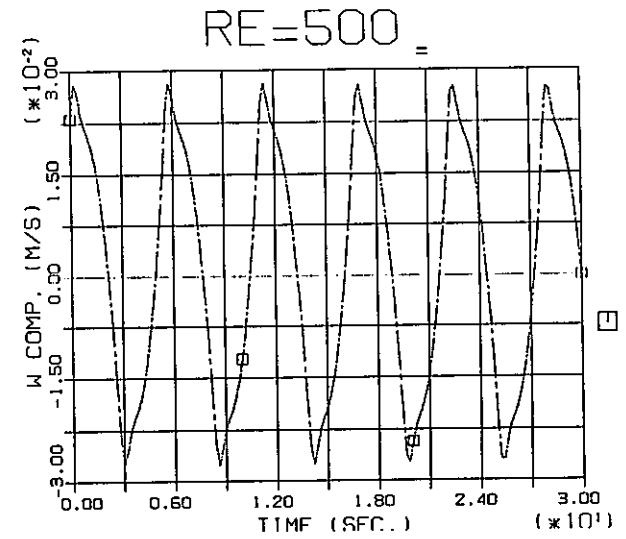
Fig. 3.2 Continued



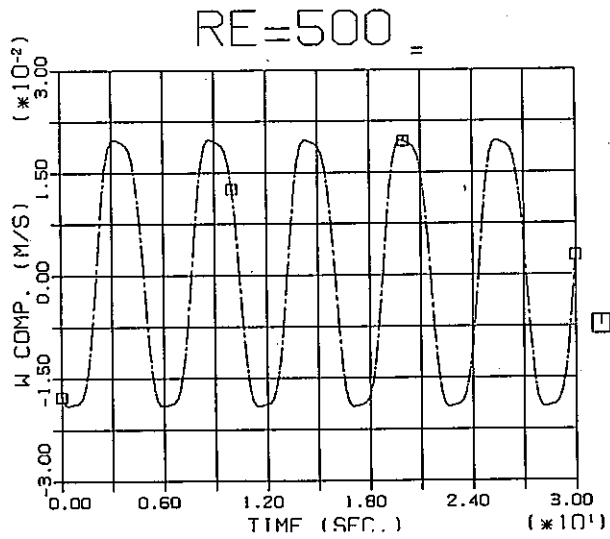
(a) $x/H = 1.0$



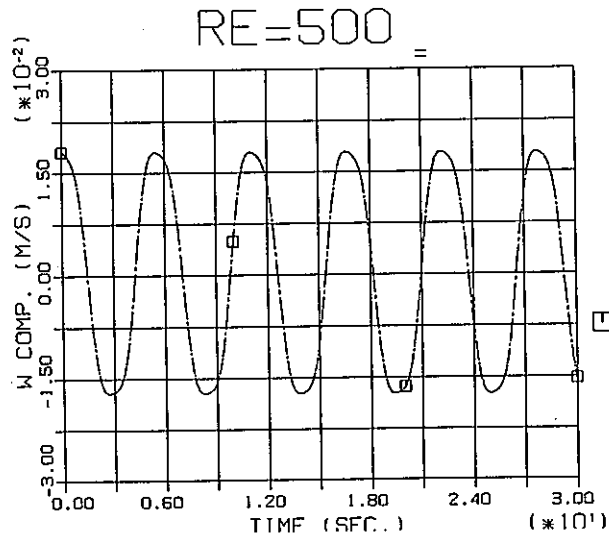
(b) $x/H = 2.0$



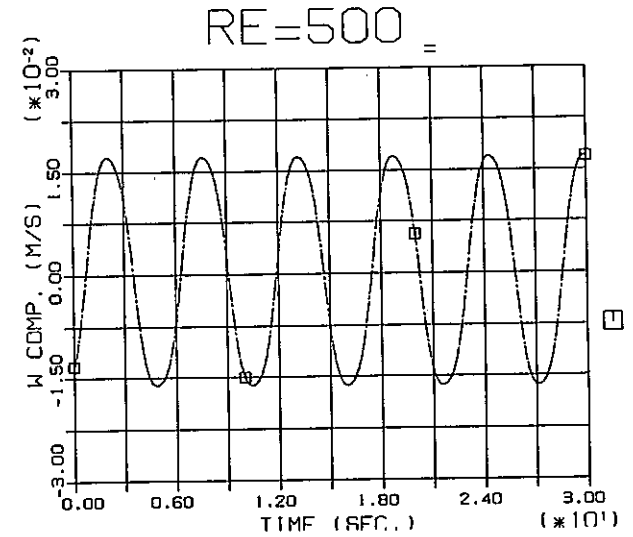
(c) $x/H = 3.0$



(d) $x/H = 4.0$



(e) $x/H = 5.0$



(f) $x/H = 6.0$

Fig. 3.3 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for $Re=500$
Condition

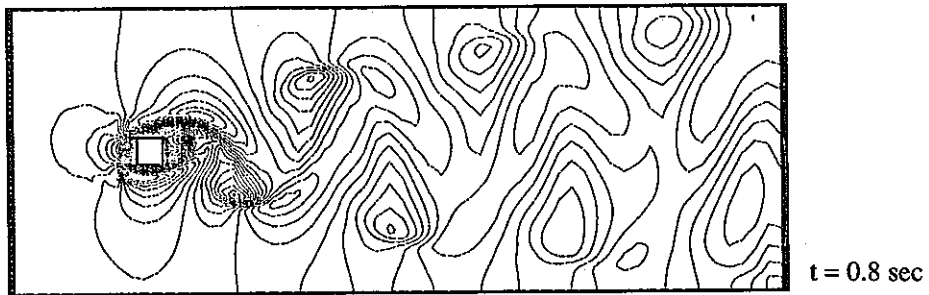
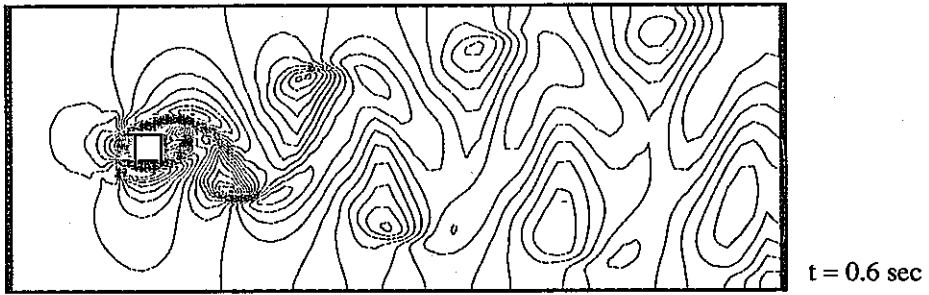
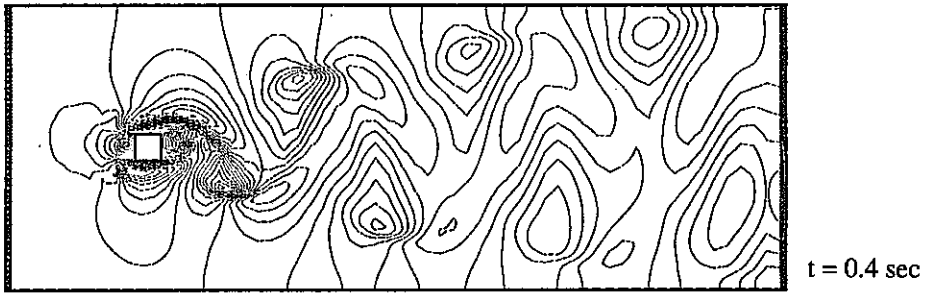
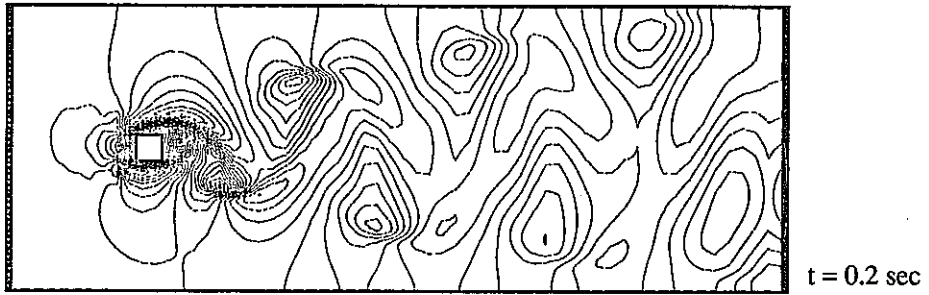
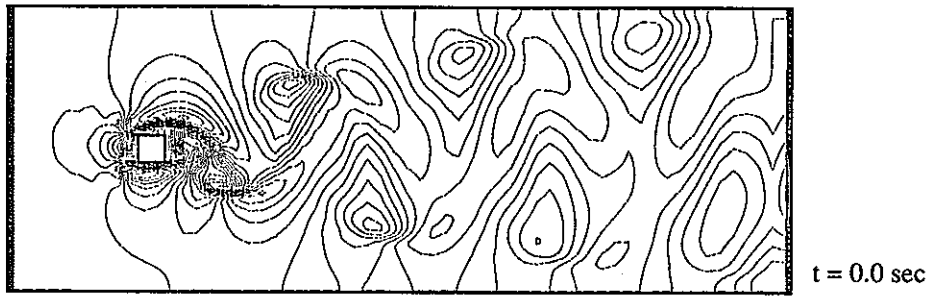


Fig. 3. 4 Calculated Pressure Field Transients for Re=500 Condition

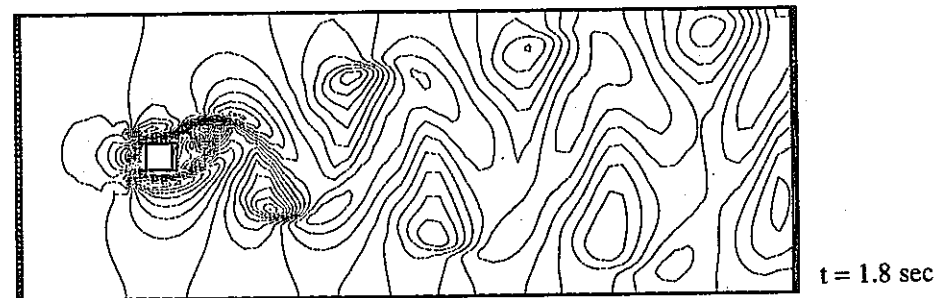
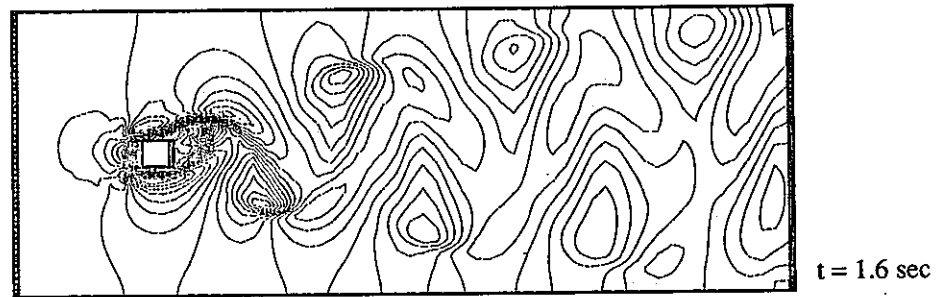
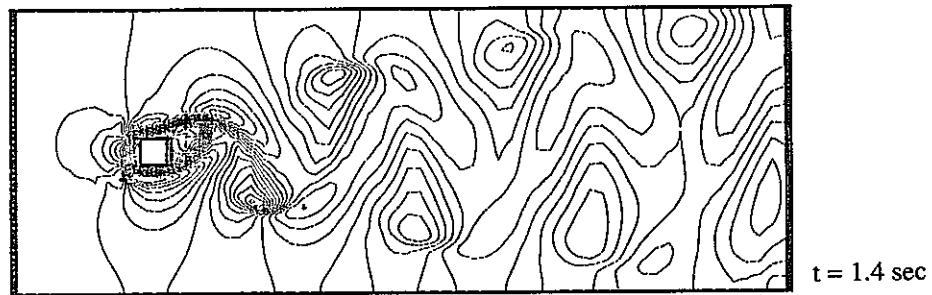
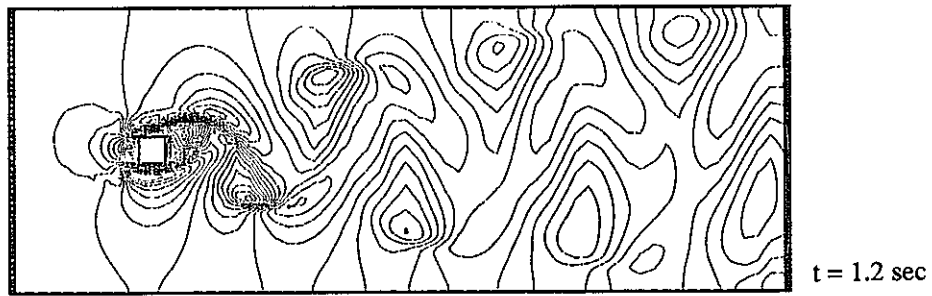
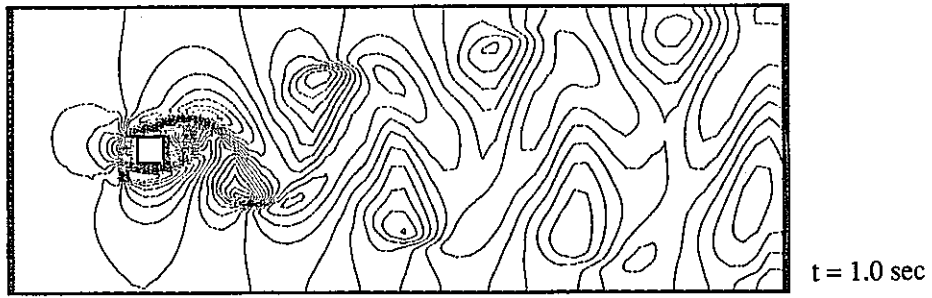


Fig. 3.4 Continued

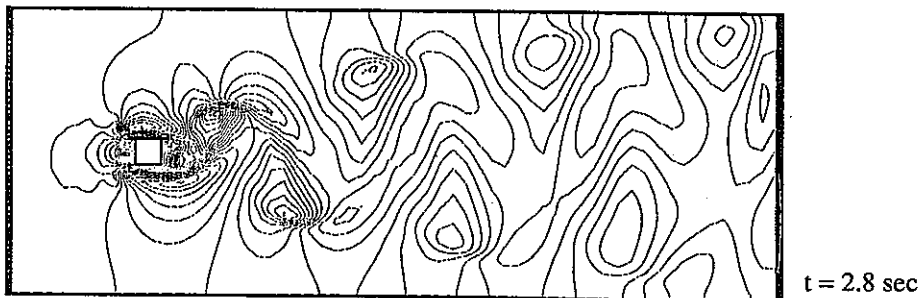
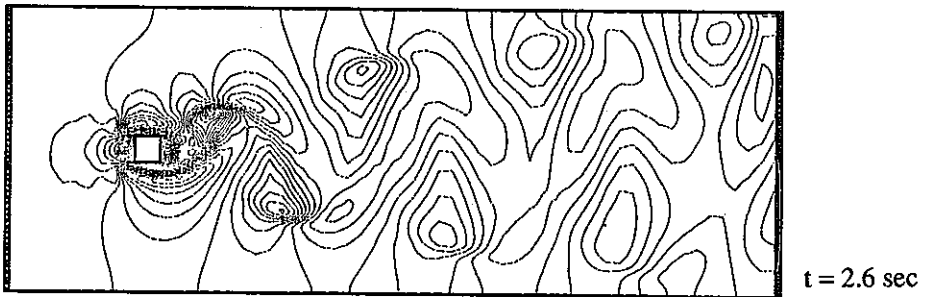
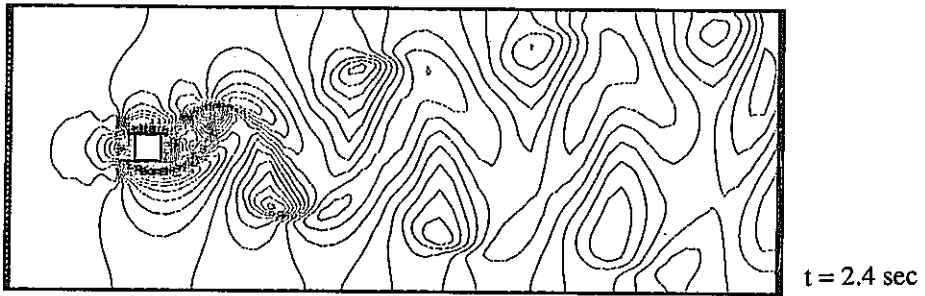
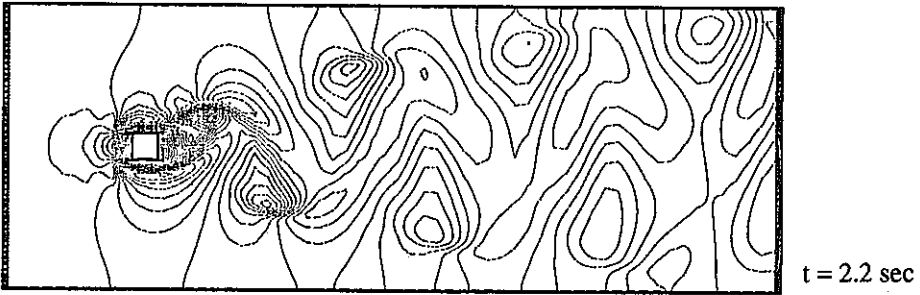
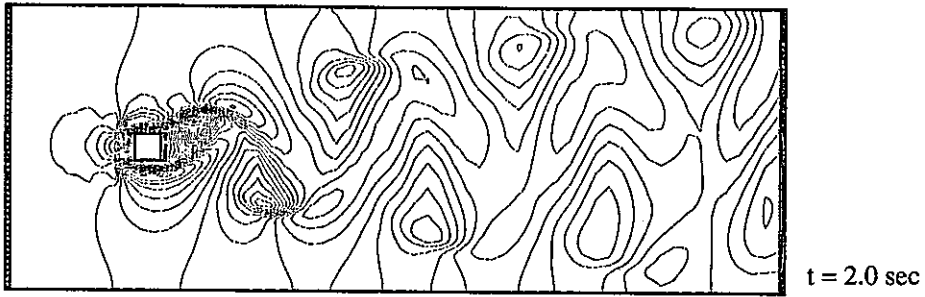


Fig. 3.4 Continued

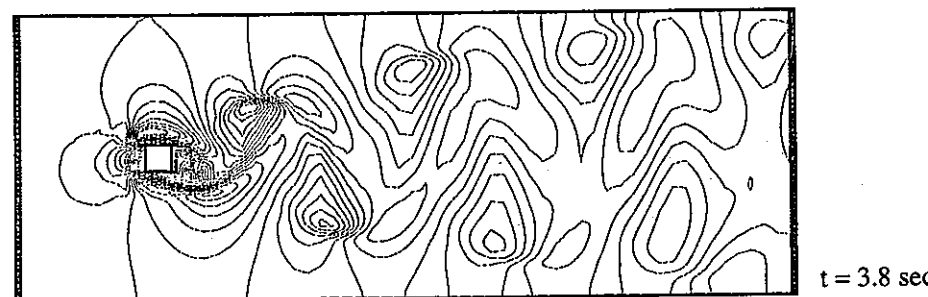
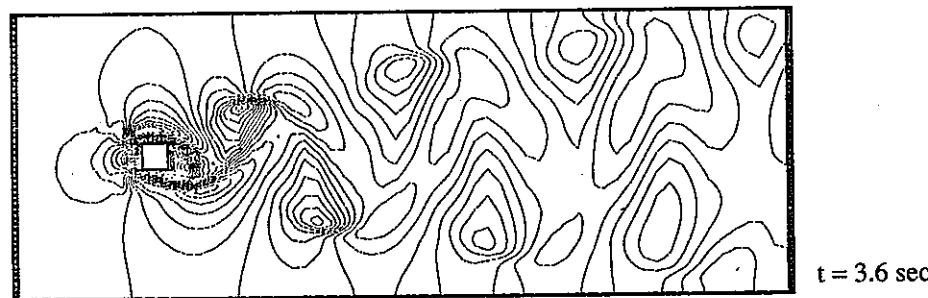
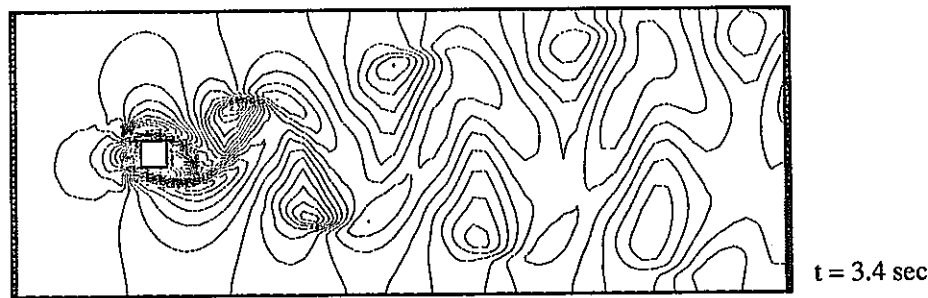
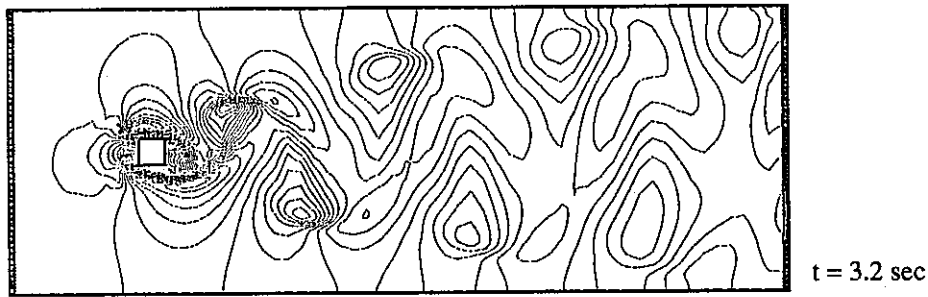
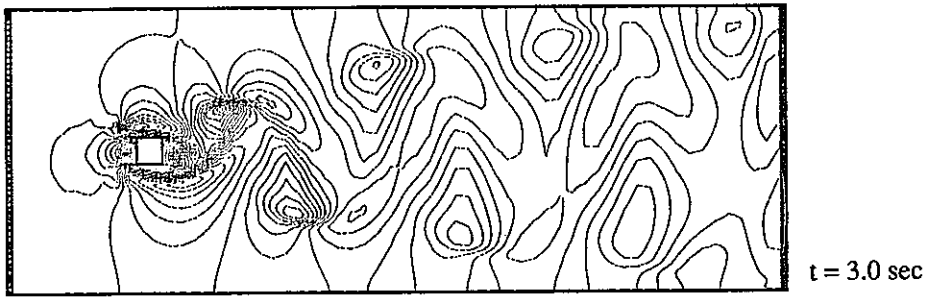
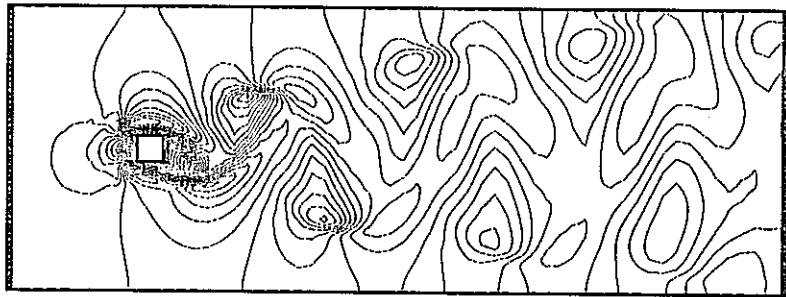
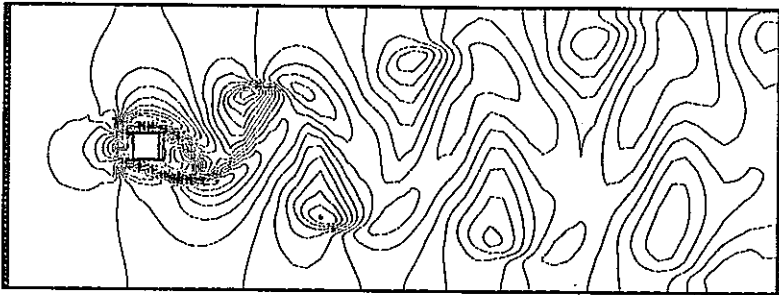


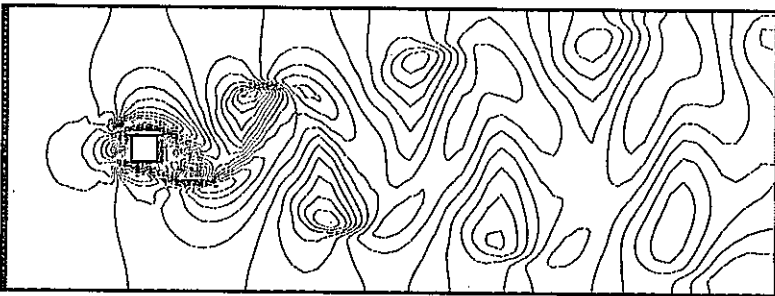
Fig. 3.4 Continued



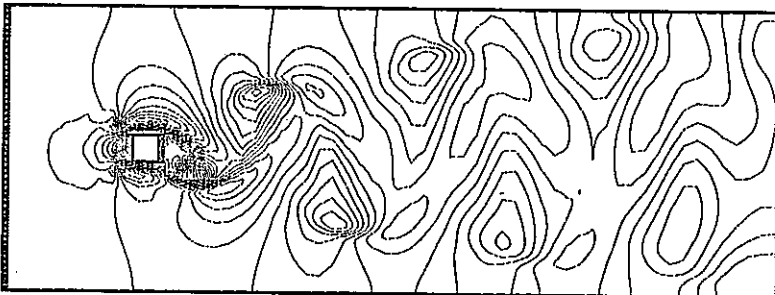
t = 4.0 sec



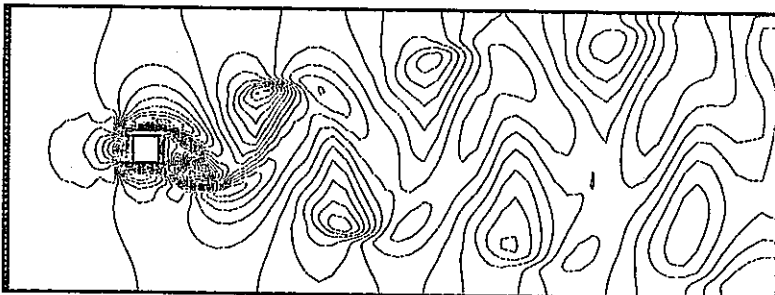
t = 4.2 sec



t = 4.4 sec

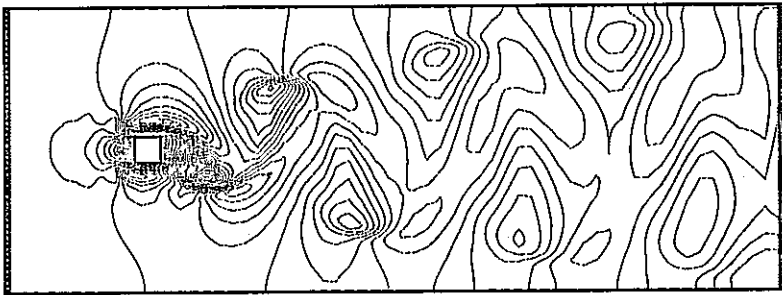


t = 4.6 sec

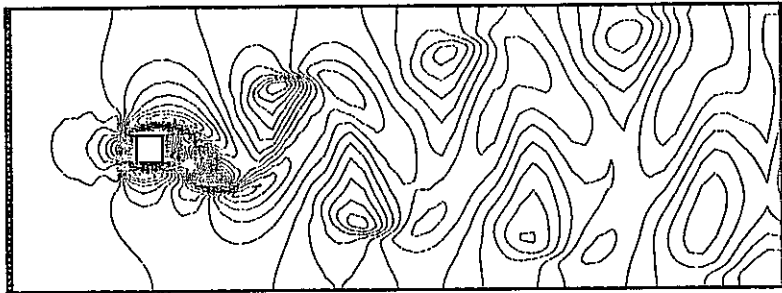


t = 4.8 sec

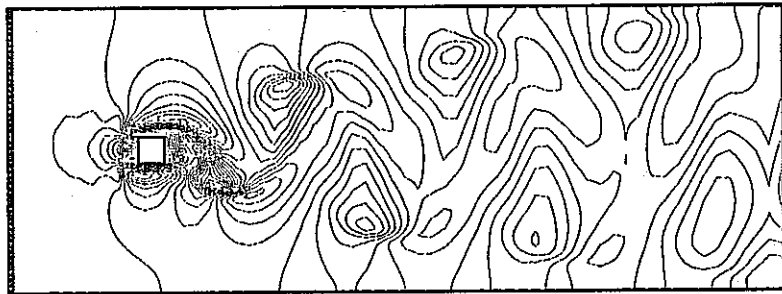
Fig. 3.4 Continued



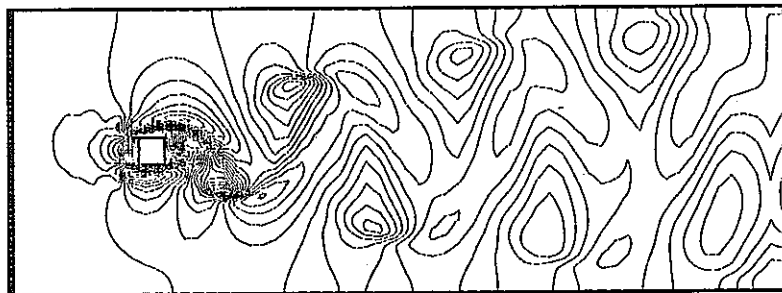
t = 5.0 sec



t = 5.2 sec

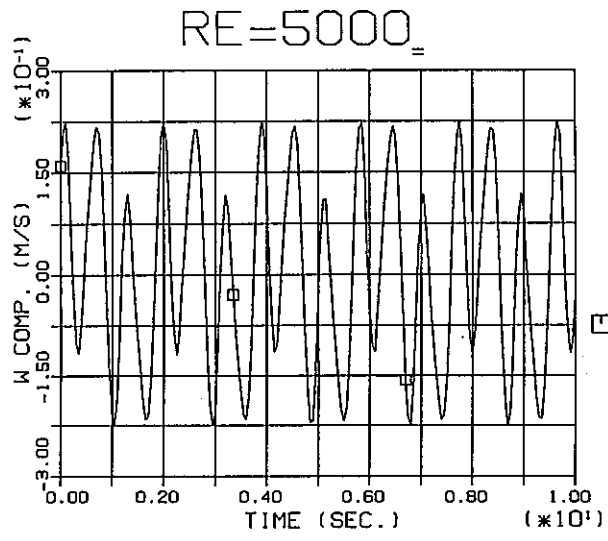


t = 5.4 sec

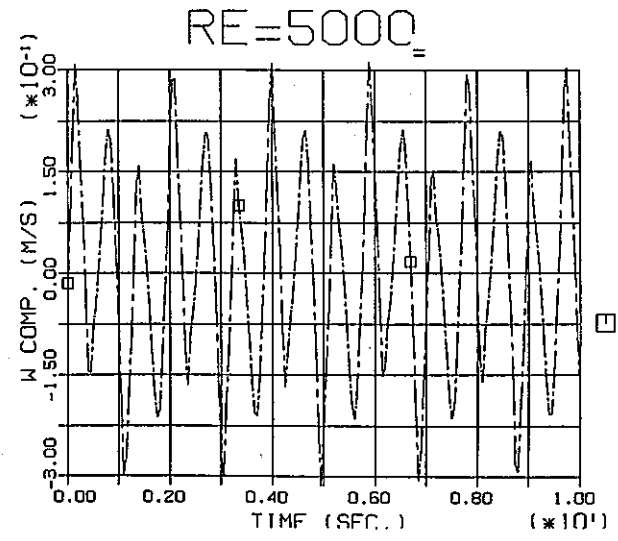


t = 5.6 sec

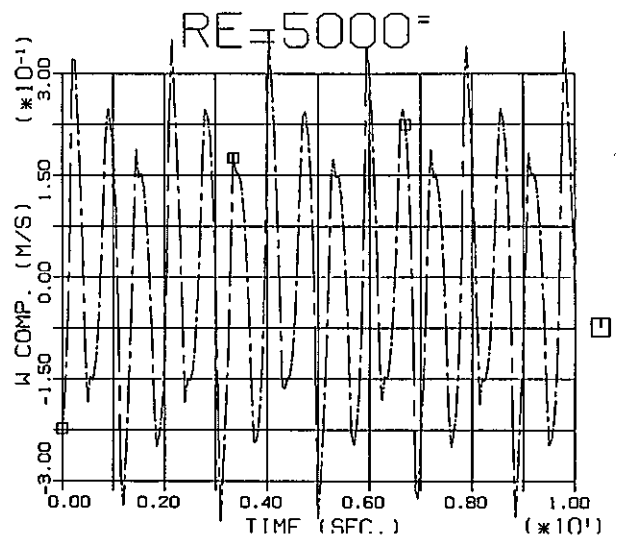
Fig. 3.4 Continued



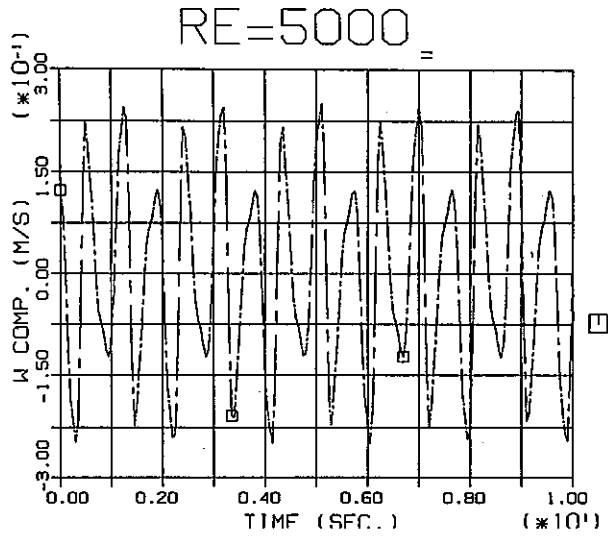
(a) $x/H = 1.0$



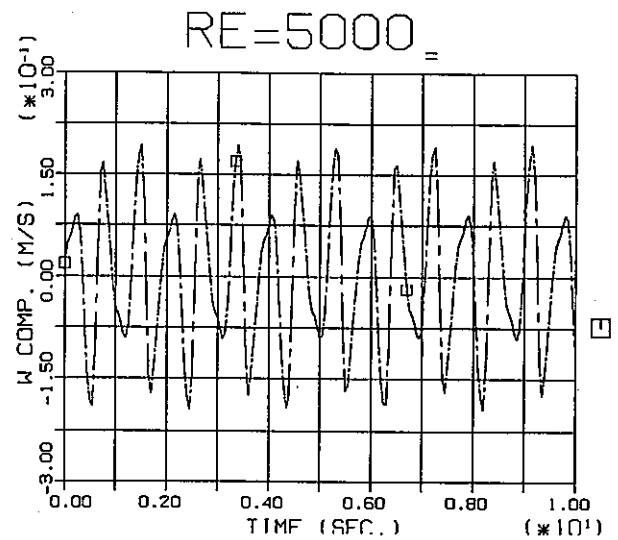
(b) $x/H = 2.0$



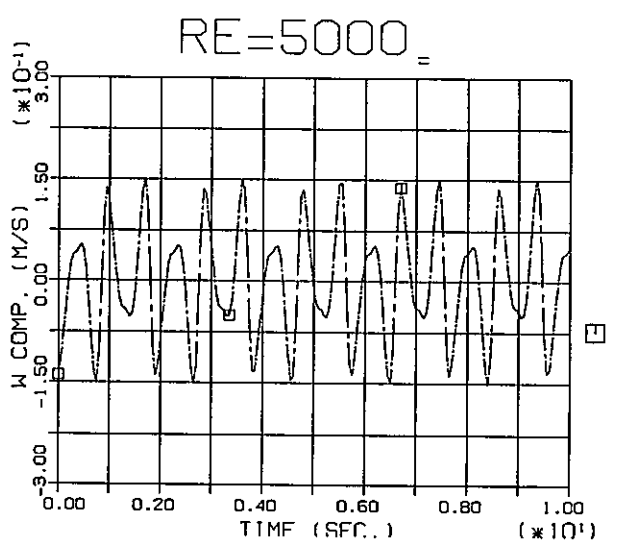
(c) $x/H = 3.0$



(d) $x/H = 4.0$



(e) $x/H = 5.0$



(f) $x/H = 6.0$

Fig. 3.5 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for $Re = 5000$ Condition

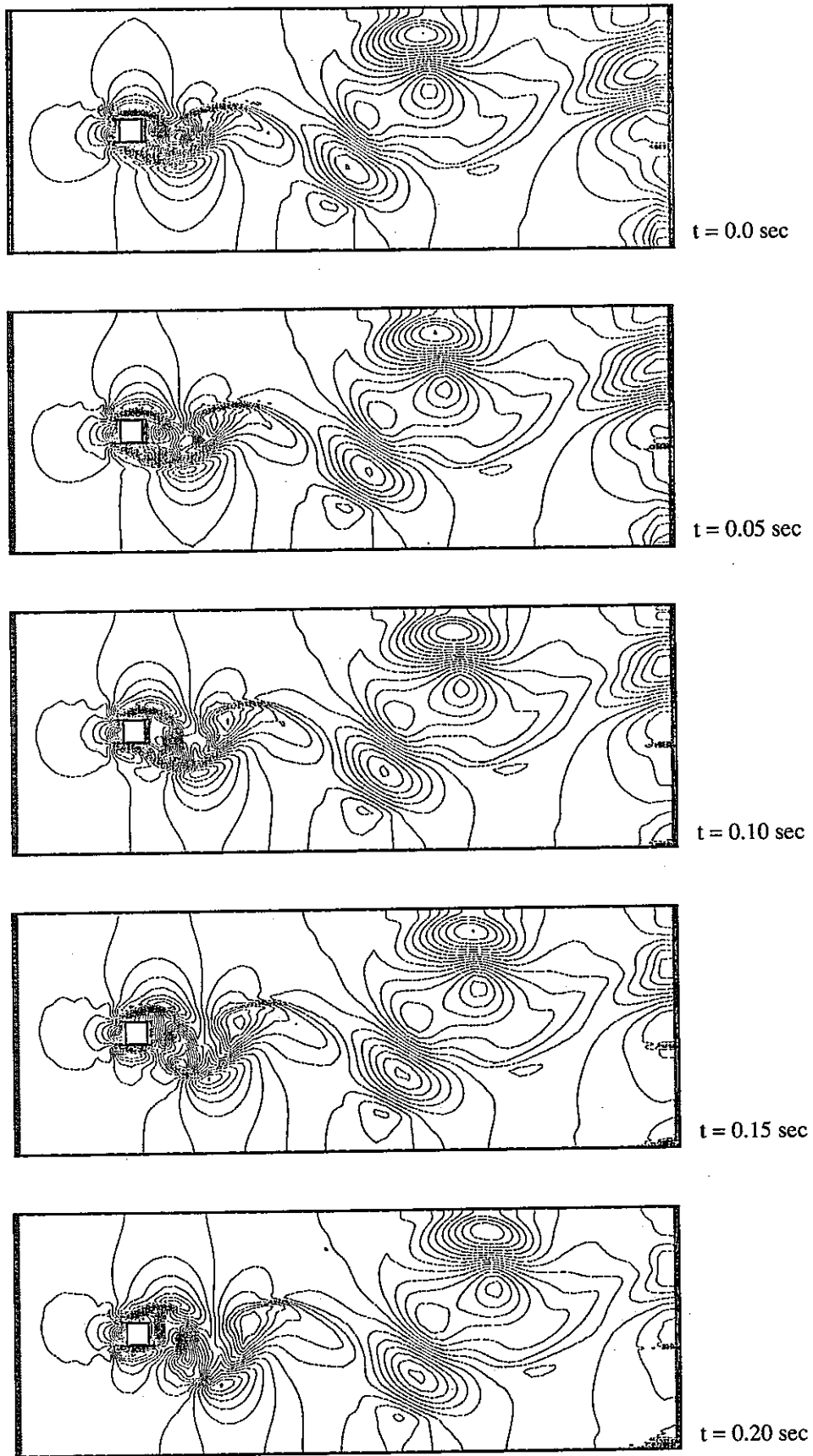


Fig. 3.6 Calculated Pressure Field Transients for $Re=5000$ Condition

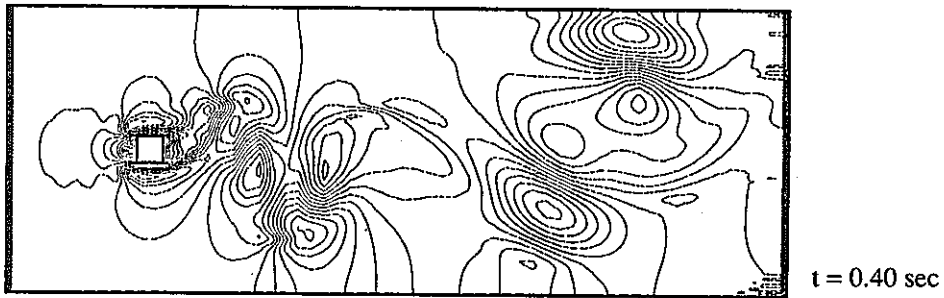
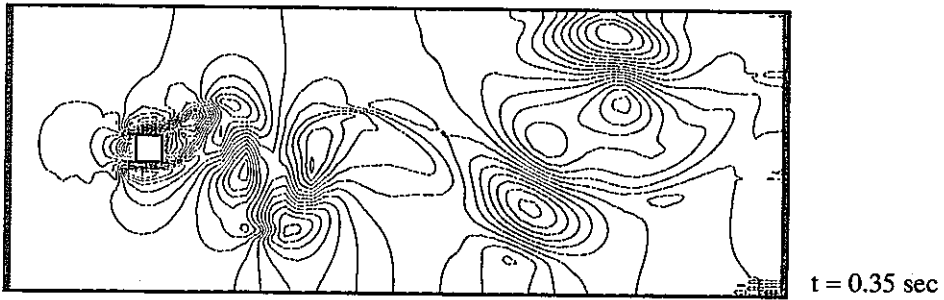
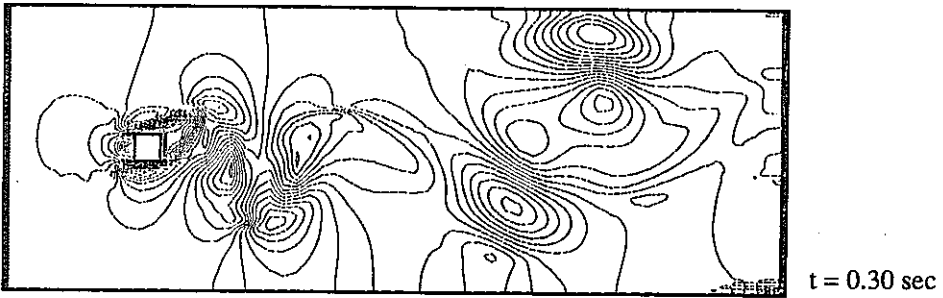
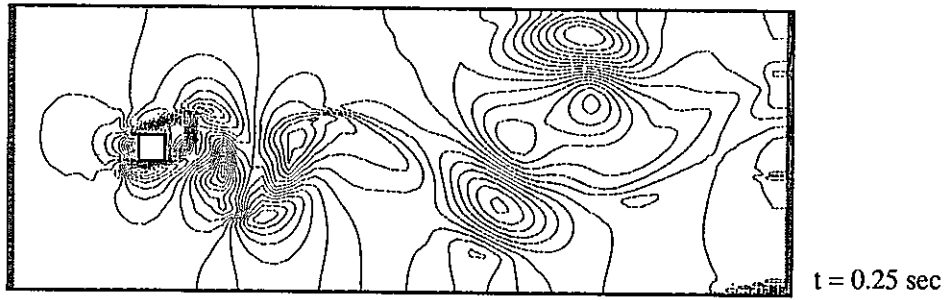


Fig. 3.6 Continued

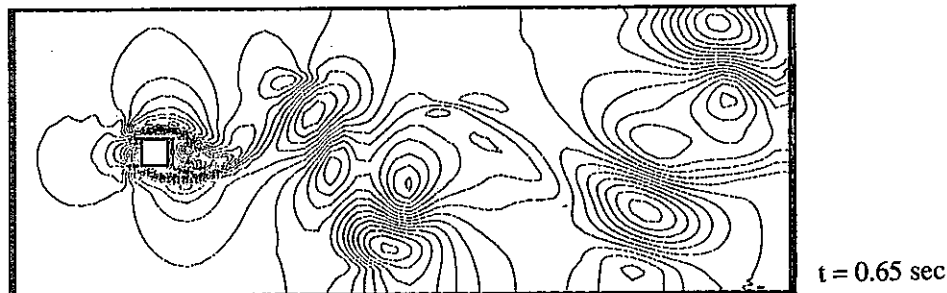
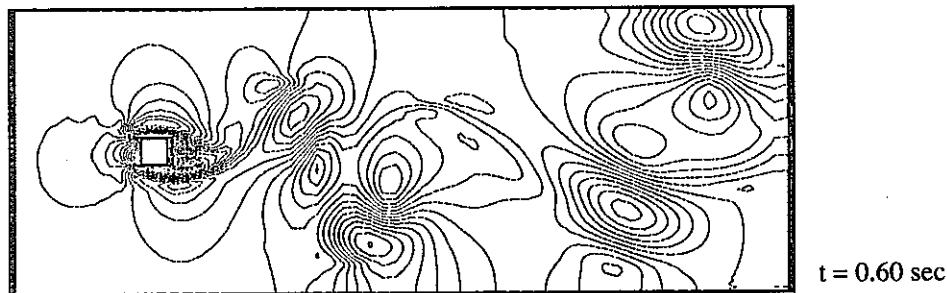
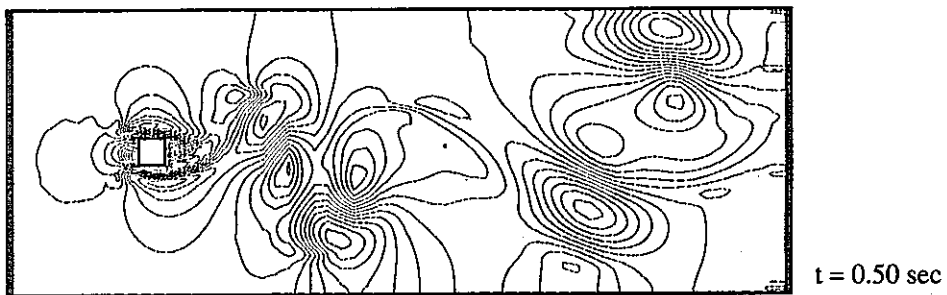
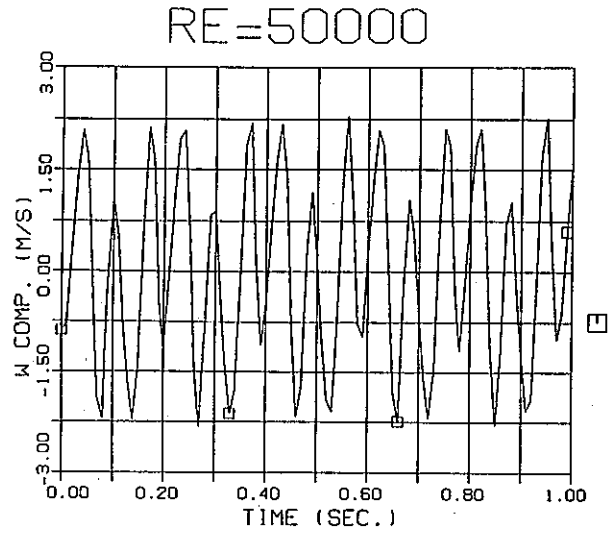
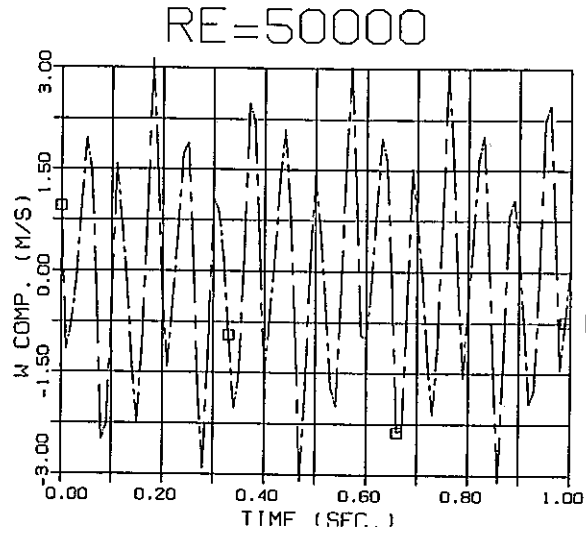


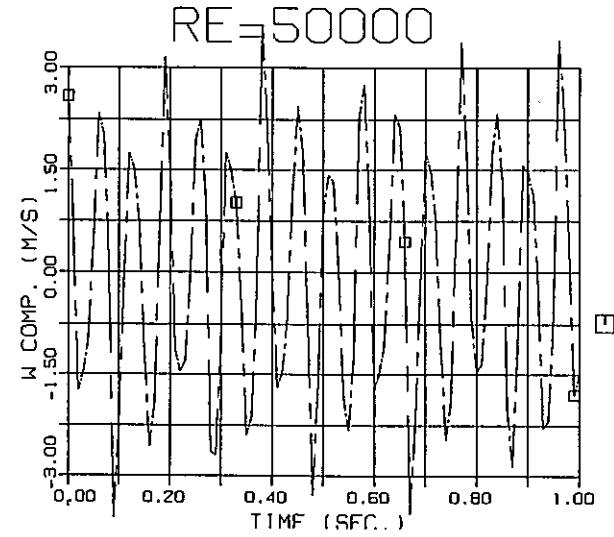
Fig. 3.6 Continued



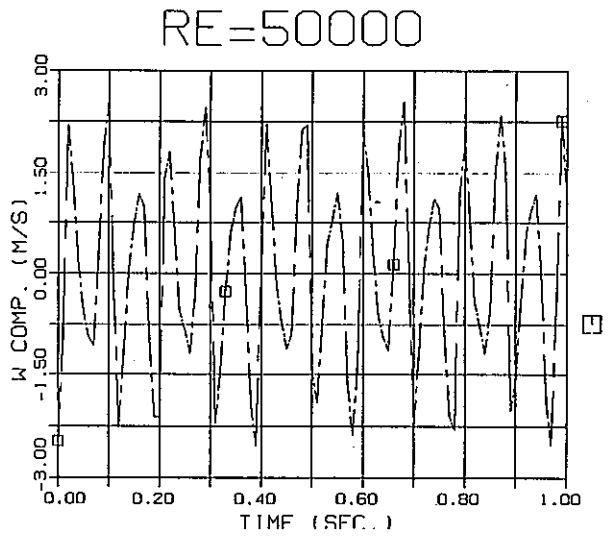
(a) $x/H = 1.0$



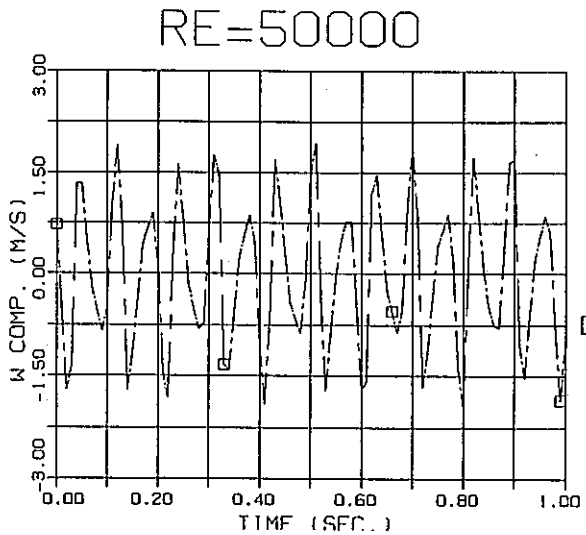
(b) $x/H = 2.0$



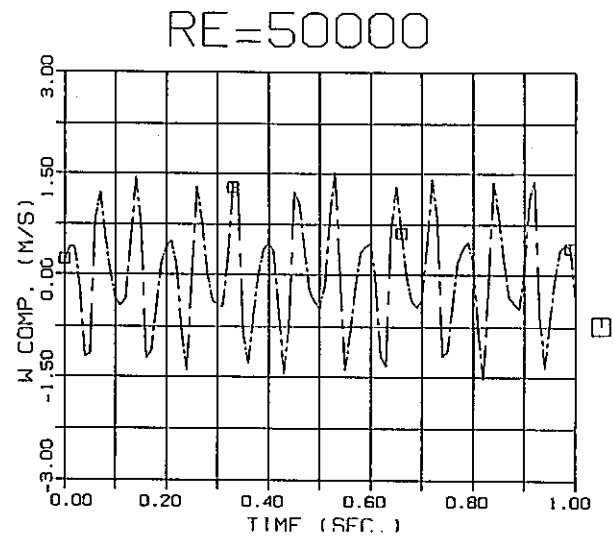
(c) $x/H = 3.0$



(d) $x/H = 4.0$

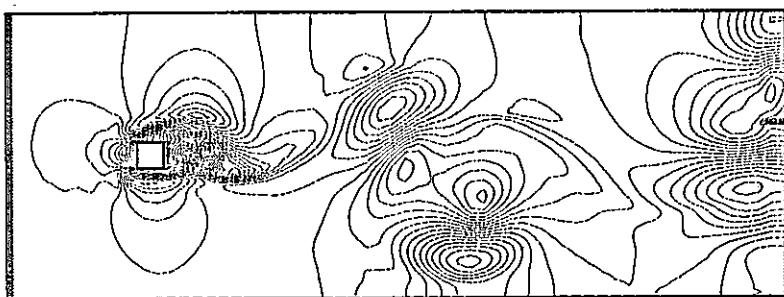


(e) $x/H = 5.0$

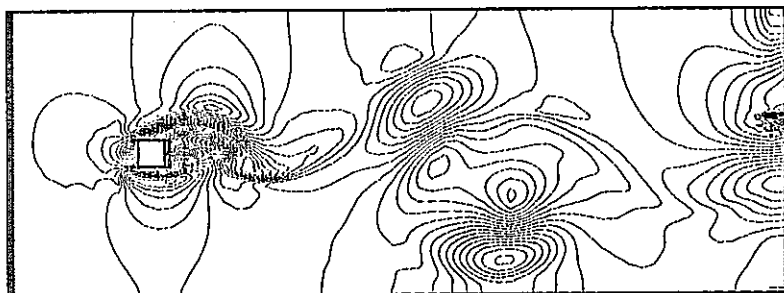


(f) $x/H = 6.0$

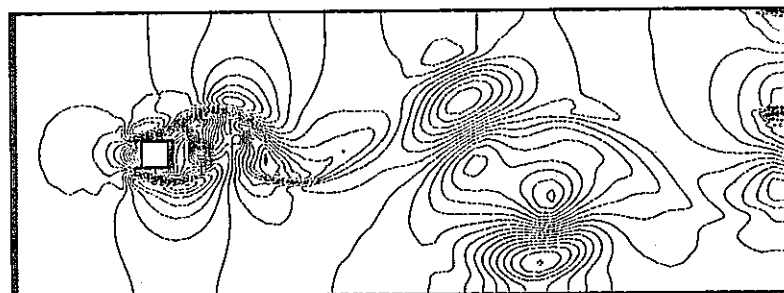
Fig. 3.7 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for $Re = 50000$ Condition



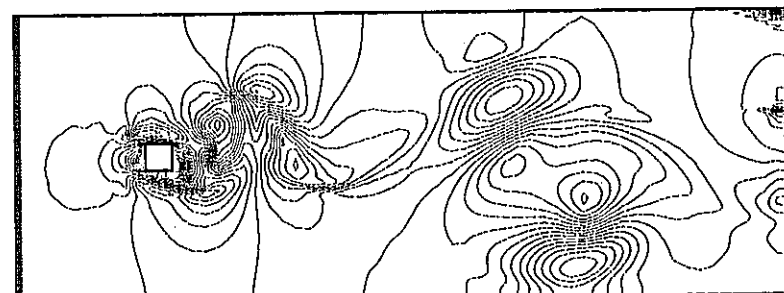
t = 0.0 sec



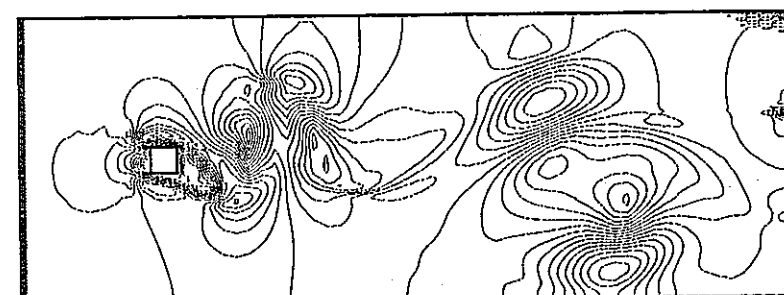
t = 0.01 sec



t = 0.02 sec

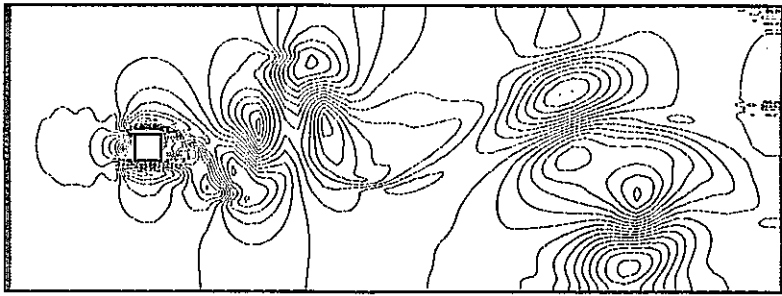


t = 0.03 sec

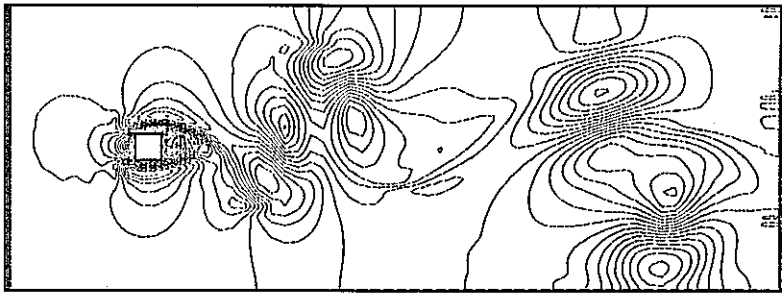


t = 0.04 sec

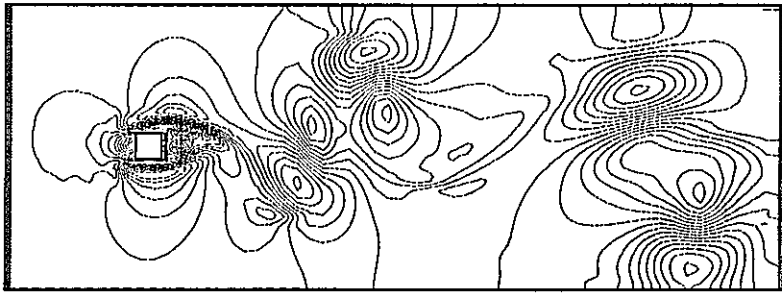
Fig. 3.8 Calculated Pressure Field Transients for $Re=50000$ Condition



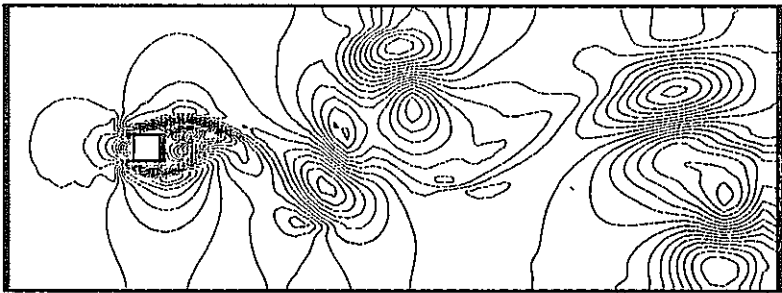
t = 0.05 sec



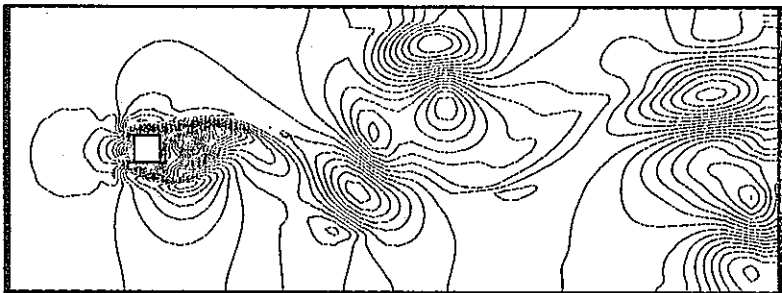
t = 0.06 sec



t = 0.07 sec

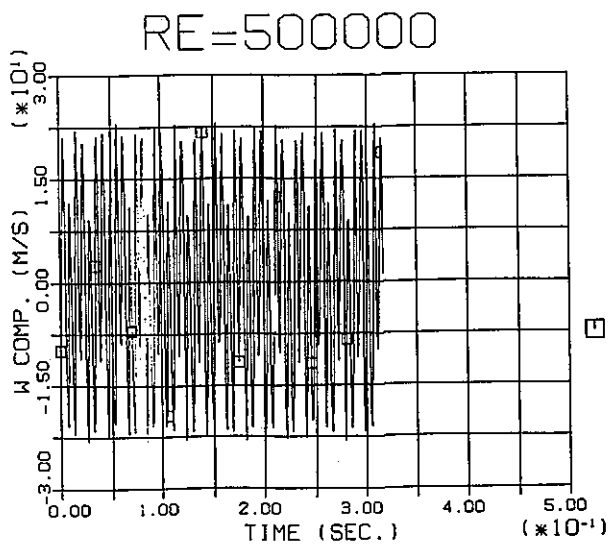


t = 0.08 sec

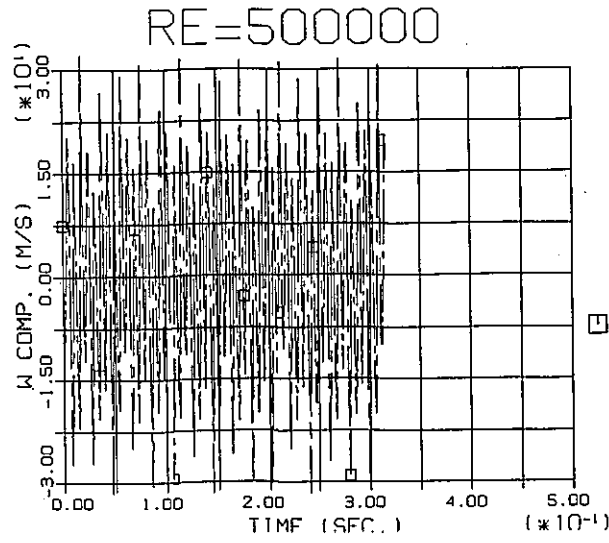


t = 0.09 sec

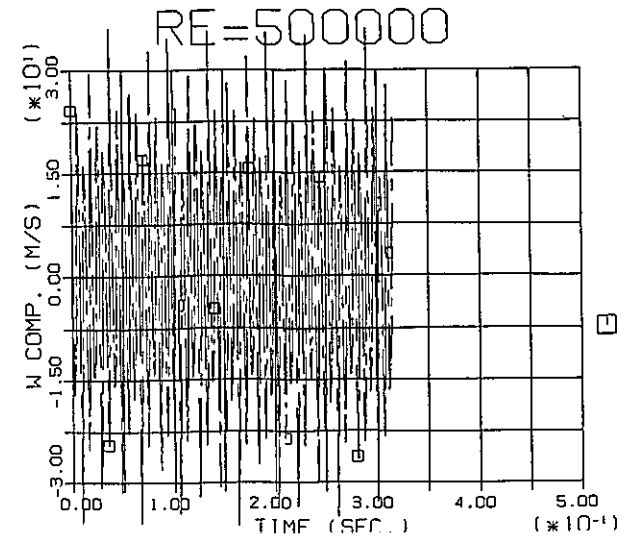
Fig. 3. 8 Continued



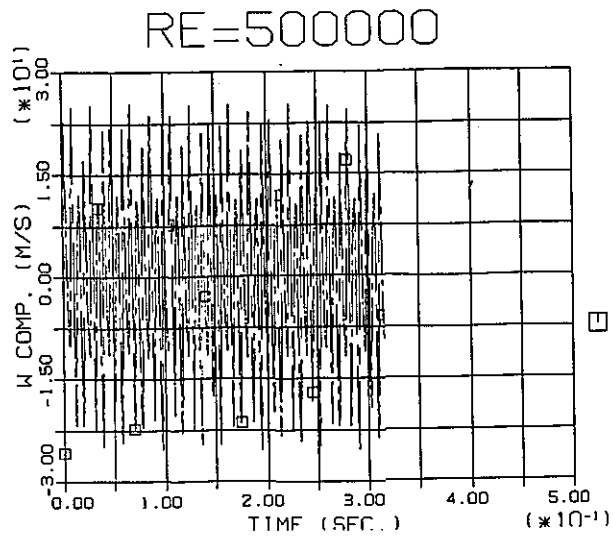
(a) $x/H = 1.0$



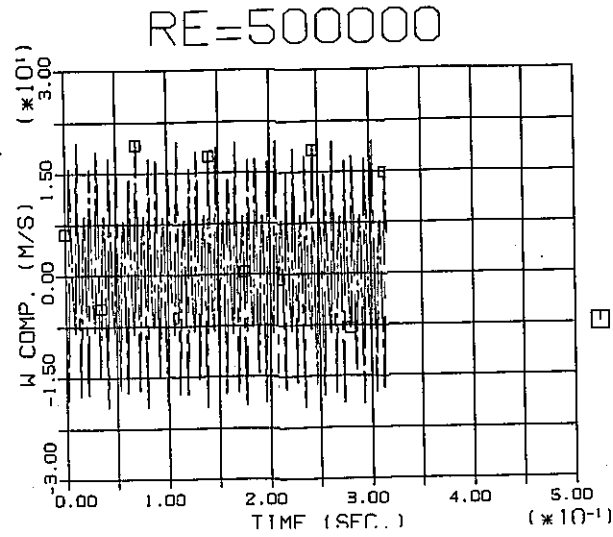
(b) $x/H = 2.0$



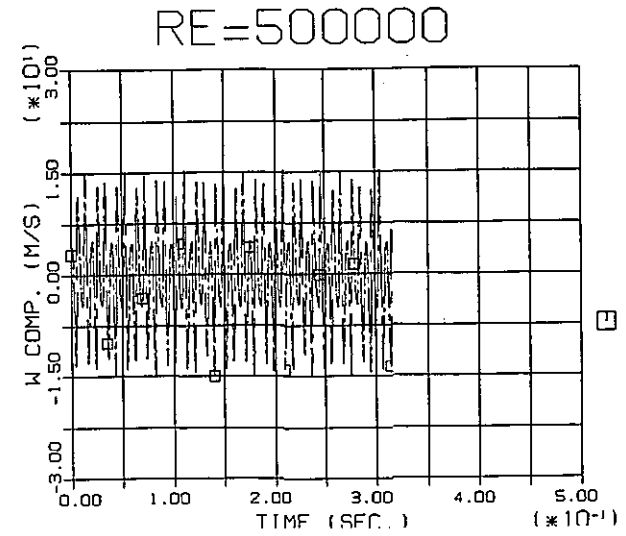
(c) $x/H = 3.0$



(d) $x/H = 4.0$



(e) $x/H = 5.0$



(f) $x/H = 6.0$

Fig. 3.9 Calculated Velocity Transients at Various Downstream Locations for $Re = 500000$ Condition

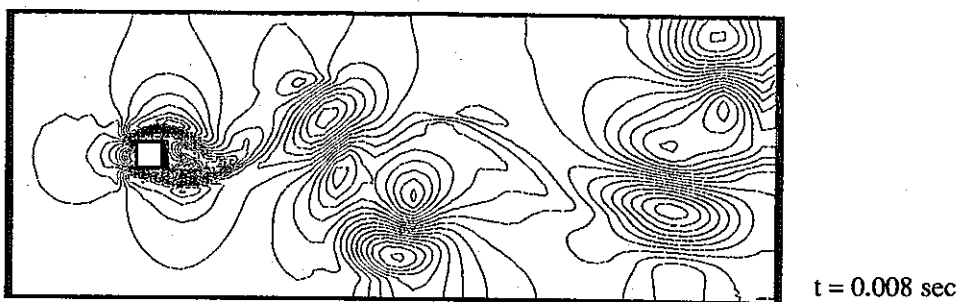
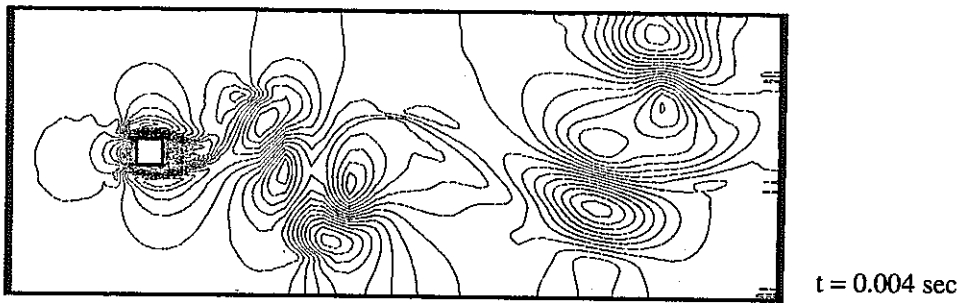
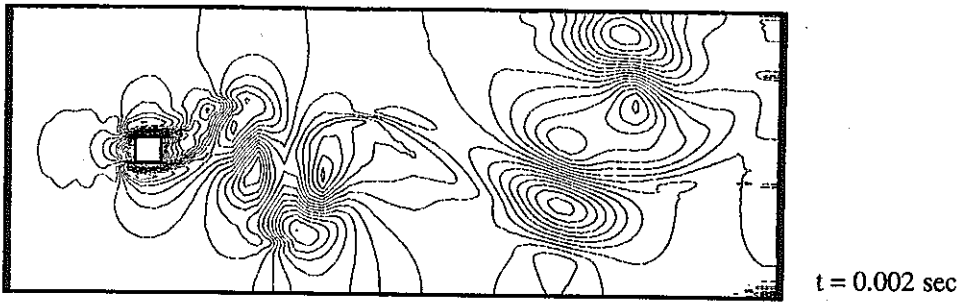
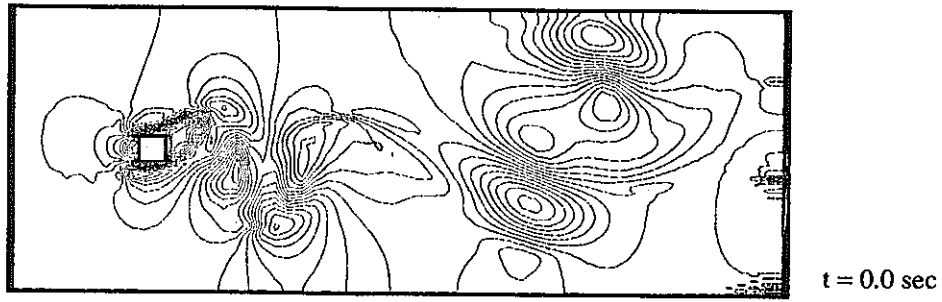
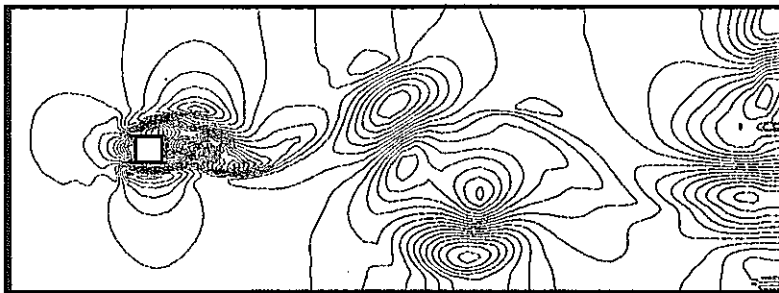


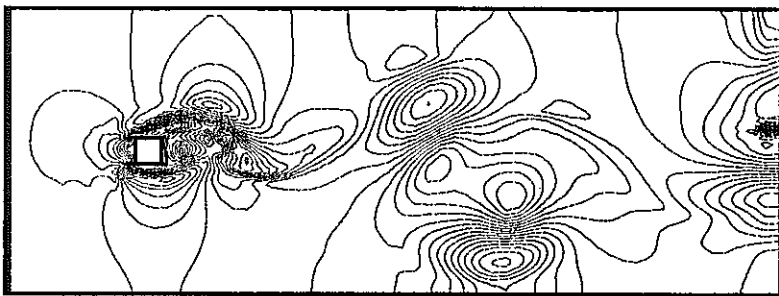
Fig. 3.10 Calculated Pressure Field Transients for Re=500000 Condition



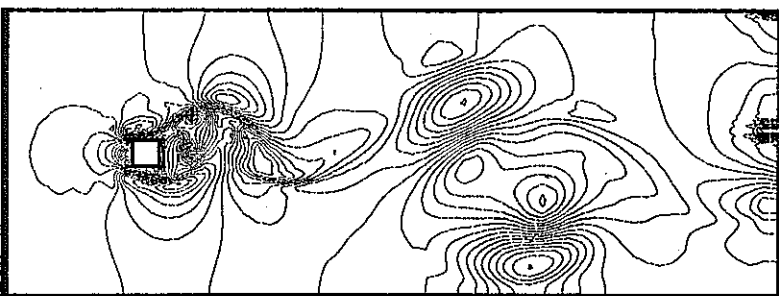
t = 0.010 sec



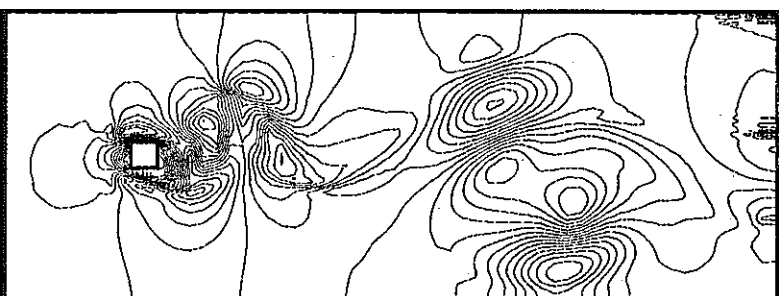
t = 0.012 sec



t = 0.014 sec



t = 0.016 sec



t = 0.018 sec

Fig. 3.10 Continued

Relationship Between Reynolds and Strouhal Numbers for B/H=1 Condition

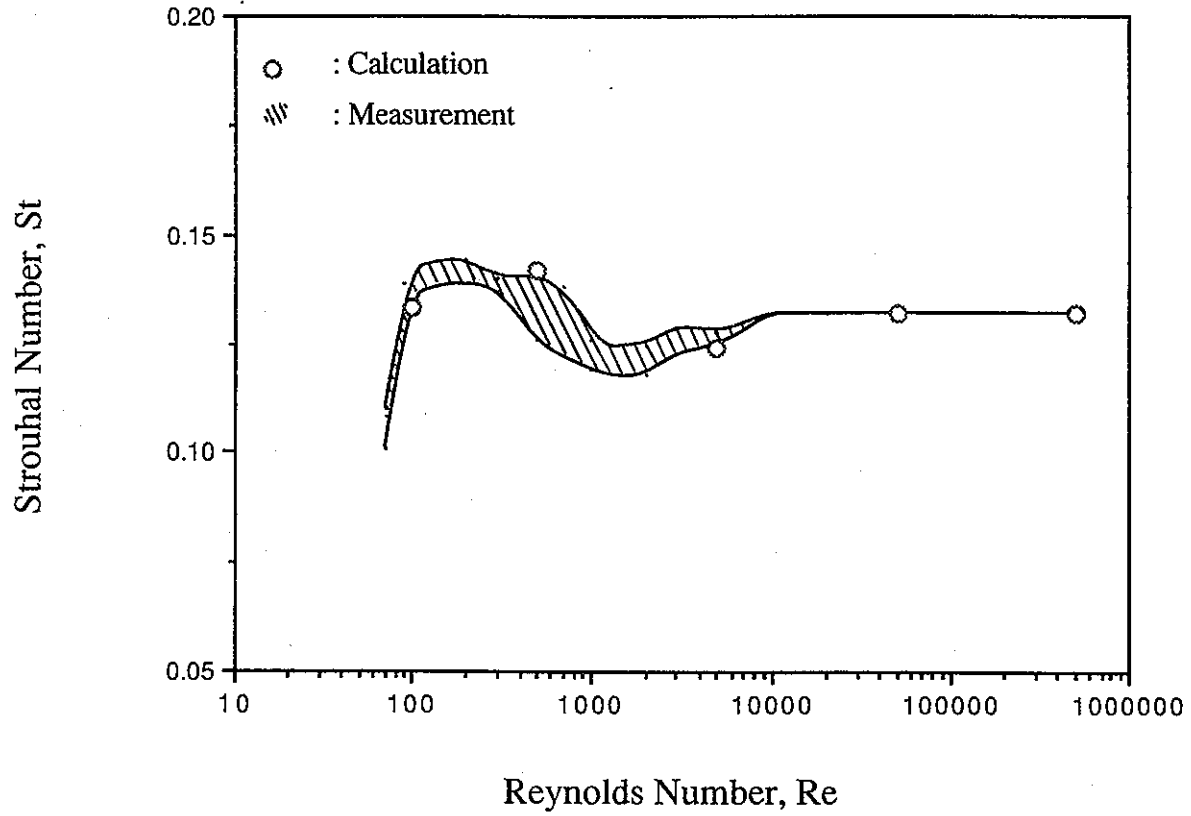


Fig. 3.11 Relationship Between Reynolds and Strouhal Numbers

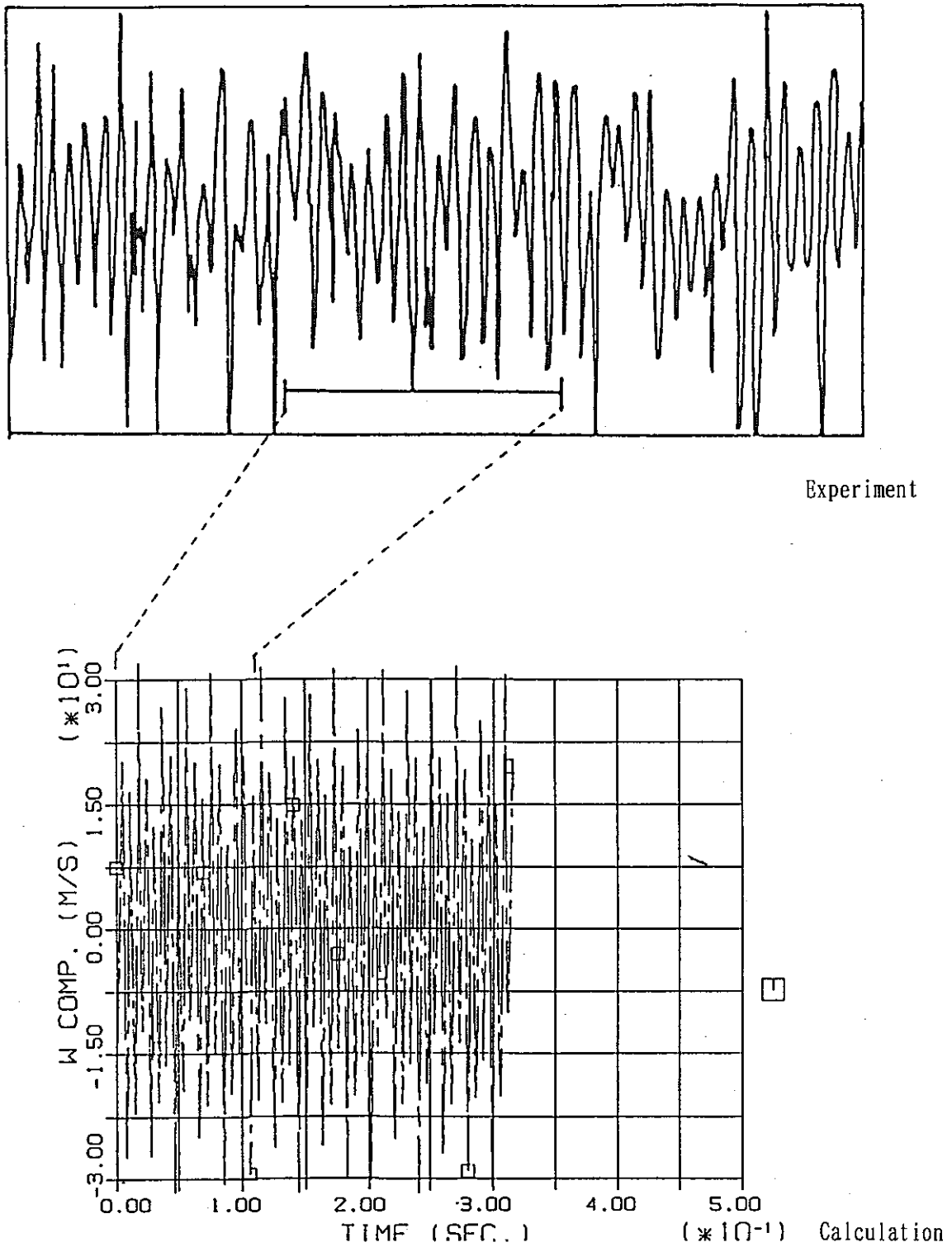


Fig. 3.12 Comparison of Velocity Transient at $x/H=2.0$ Between Experiment and Calculation ($Re=500000$)

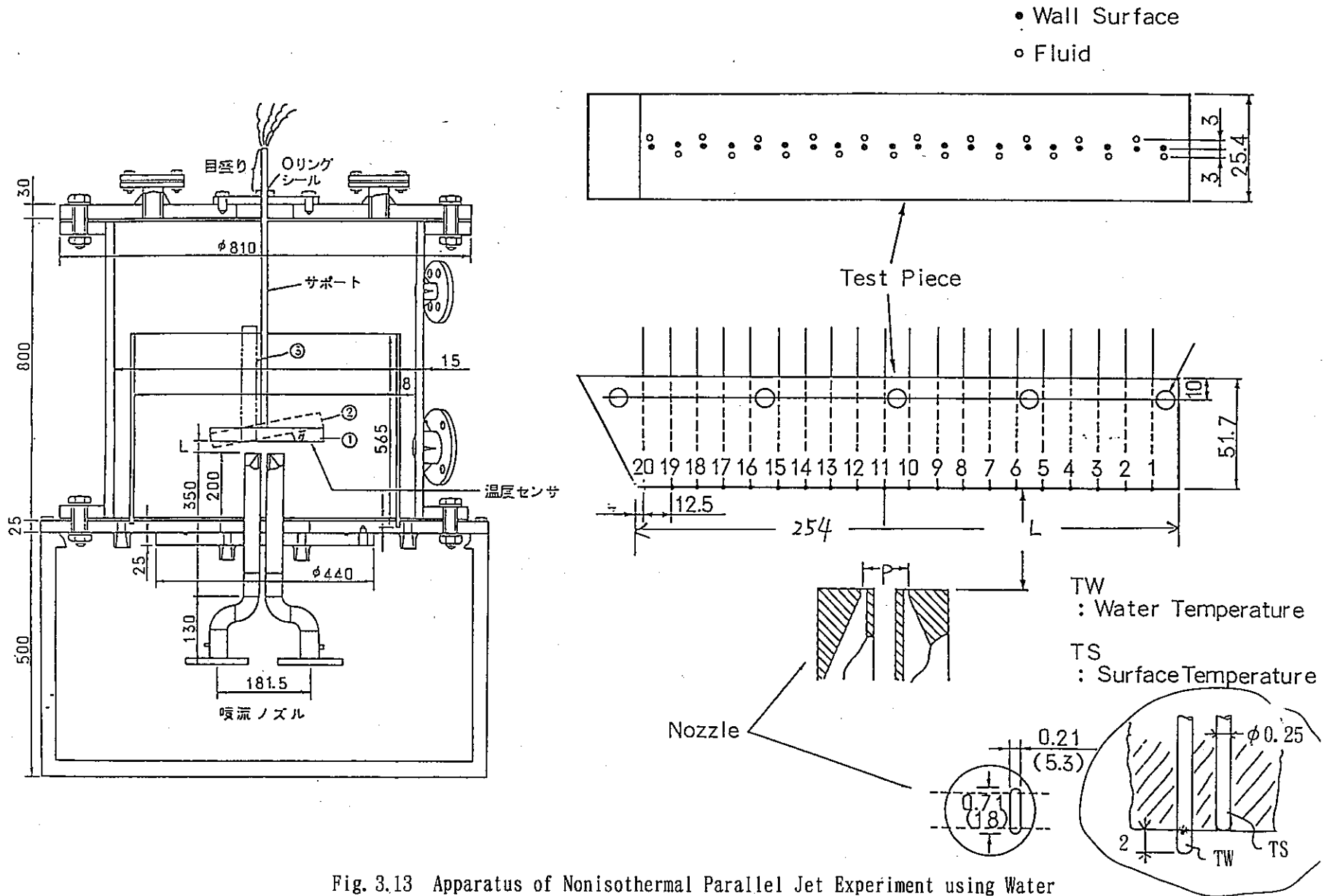


Fig. 3.13 Apparatus of Nonisothermal Parallel Jet Experiment using Water

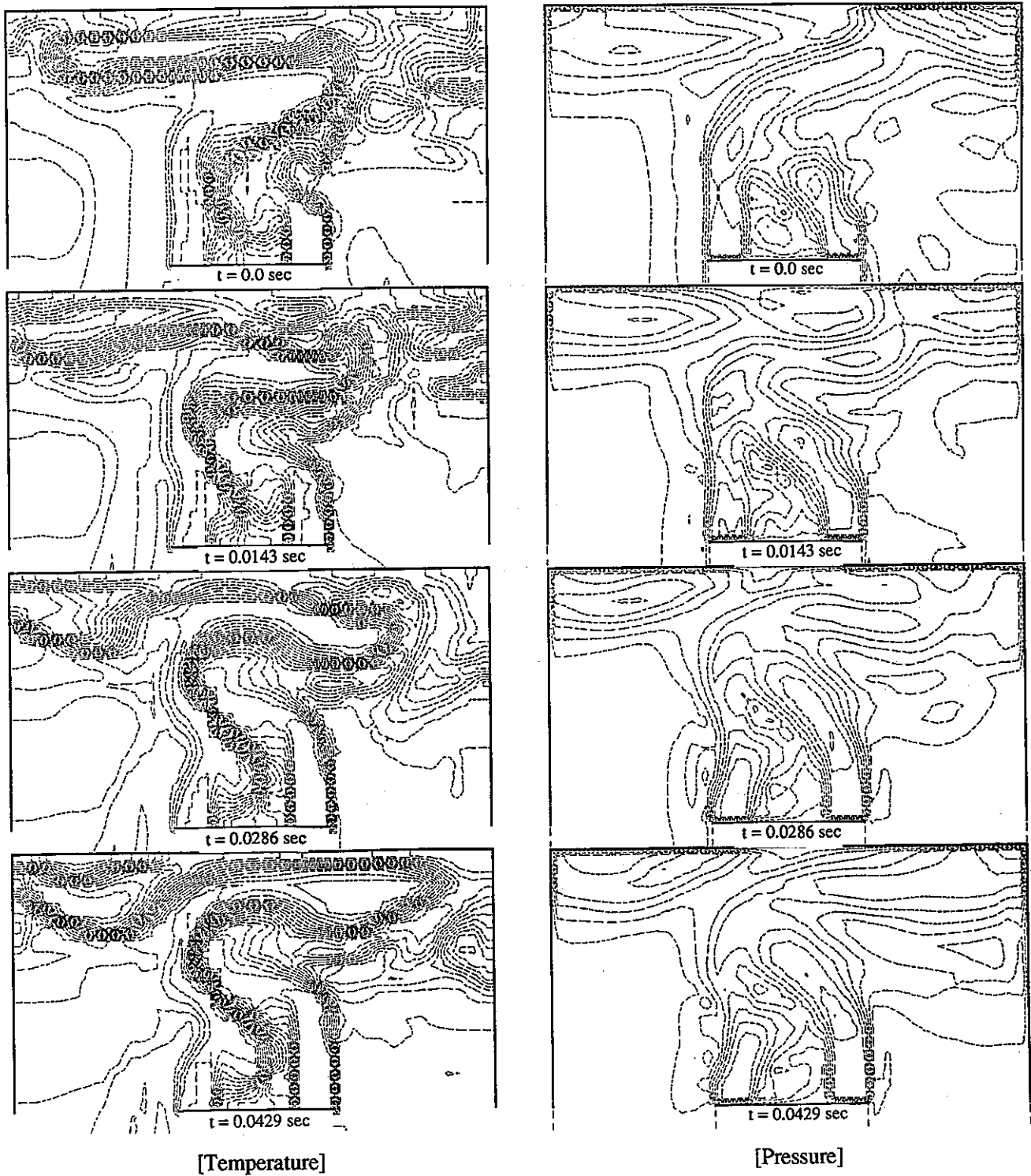


Fig. 3.14 Calculated Temperature and Pressure Fields Transients

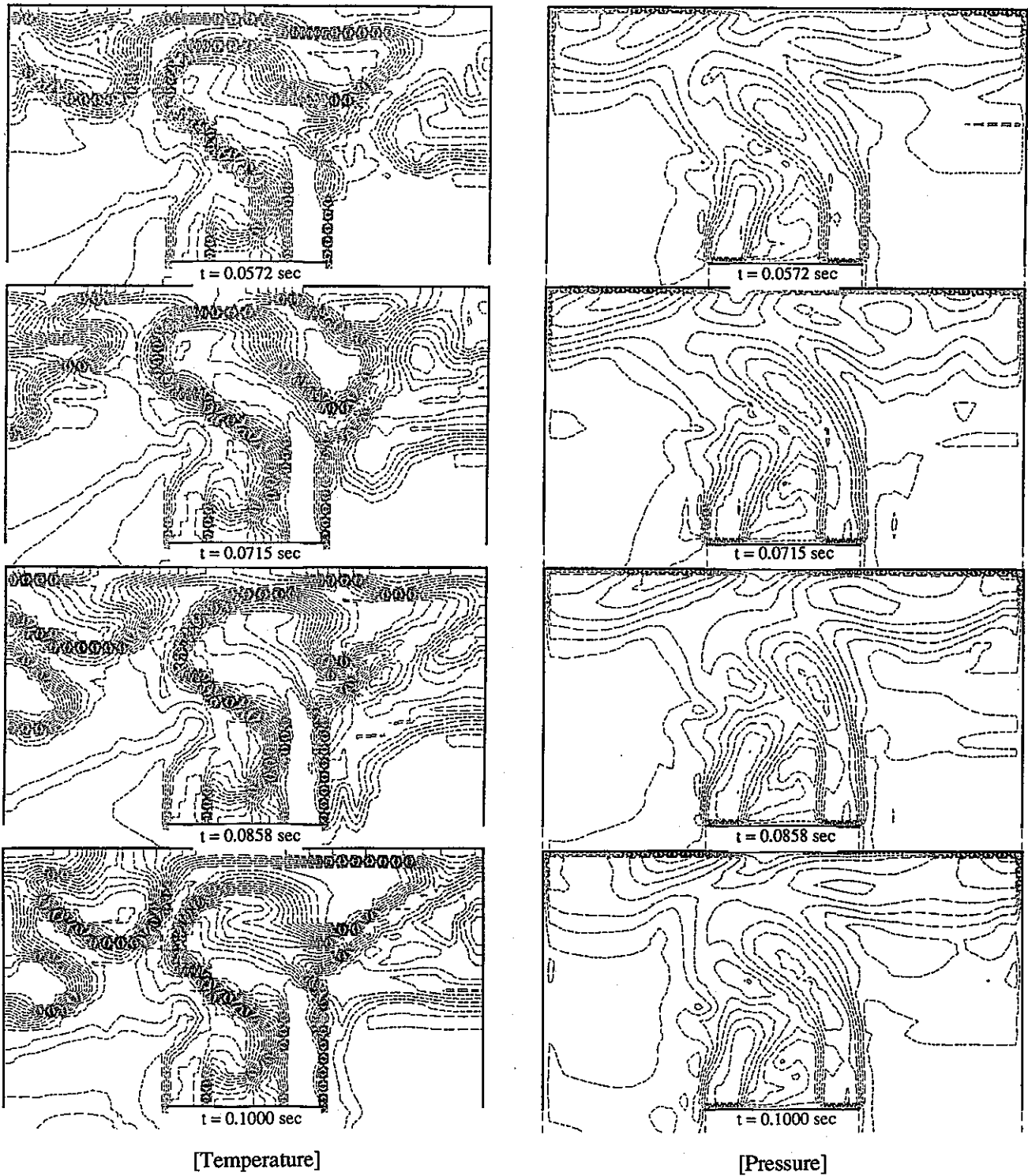
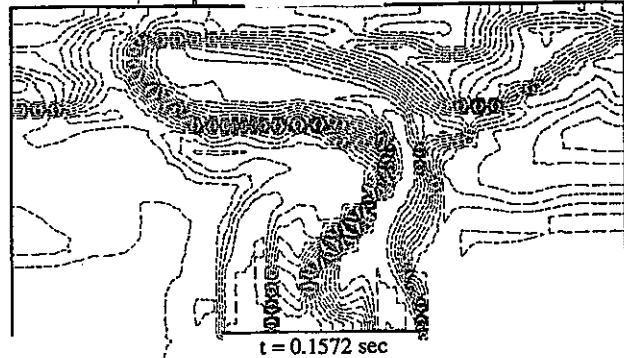
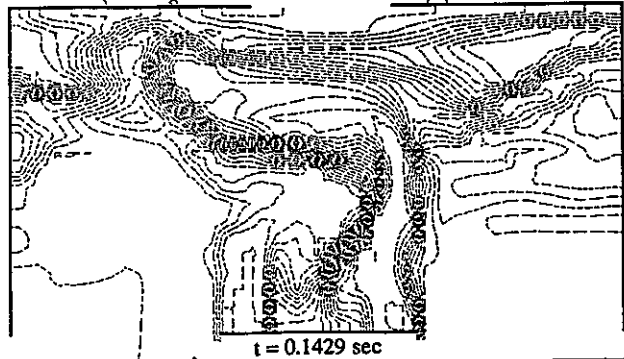
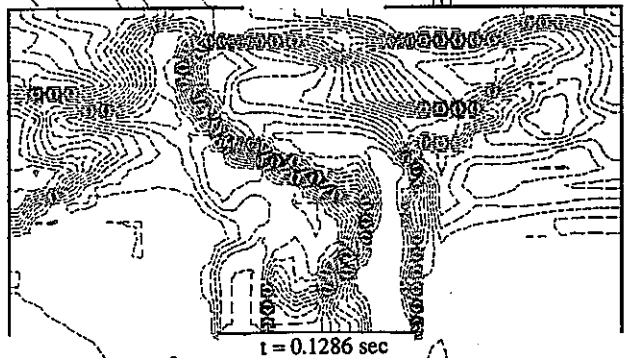
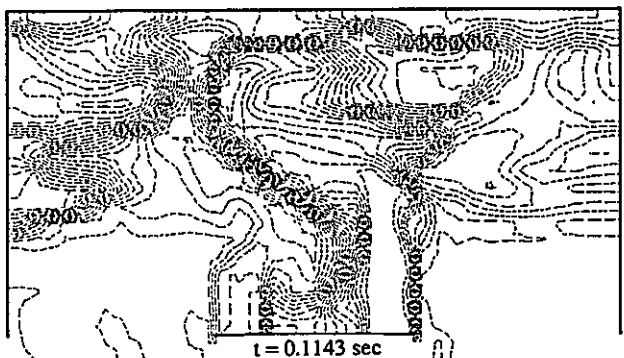
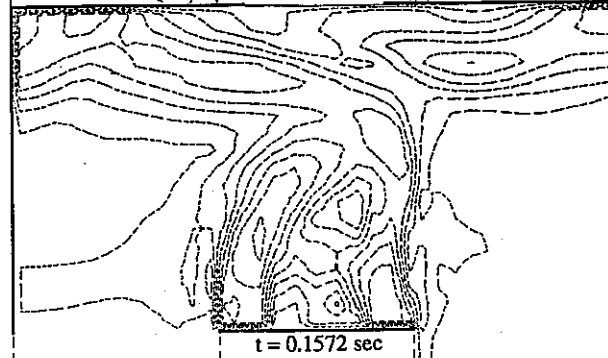
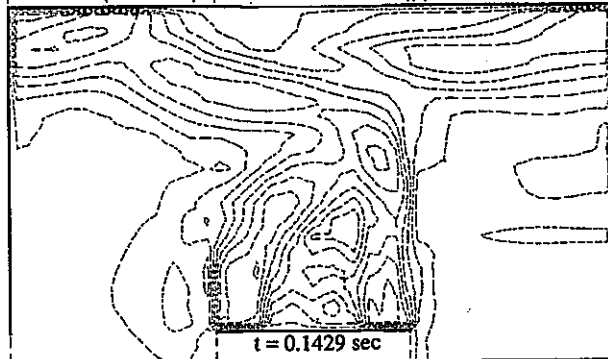
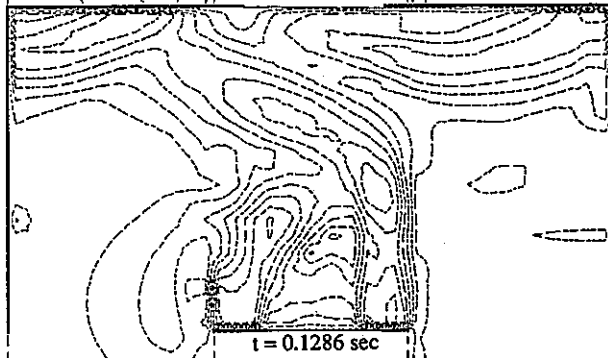
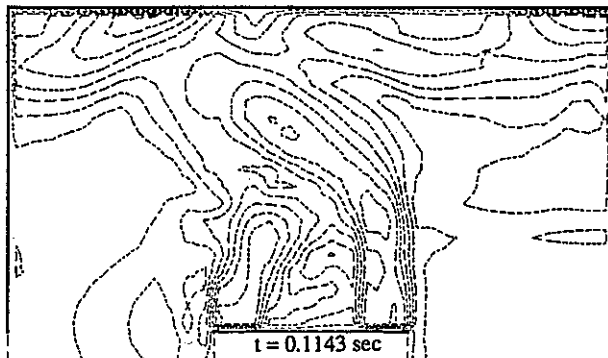


Fig. 3.14 Continued



[Temperature]



[Pressure]

Fig. 3.14 Continued

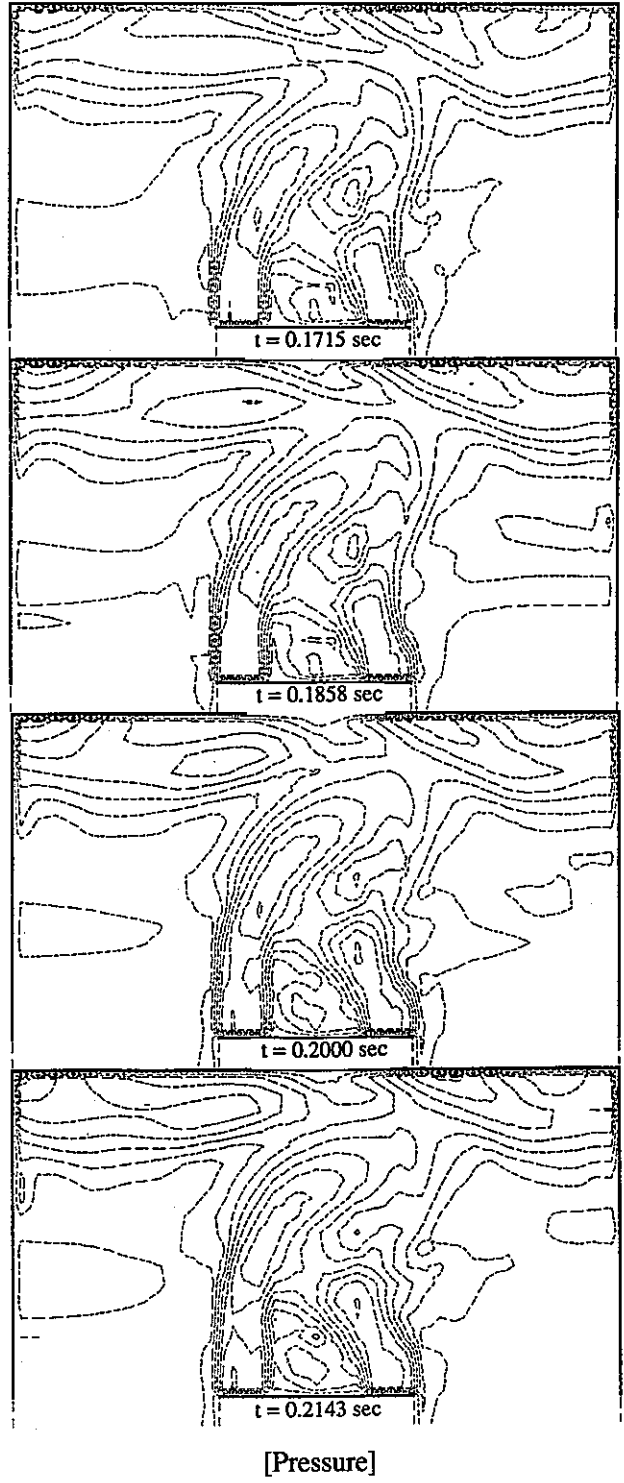
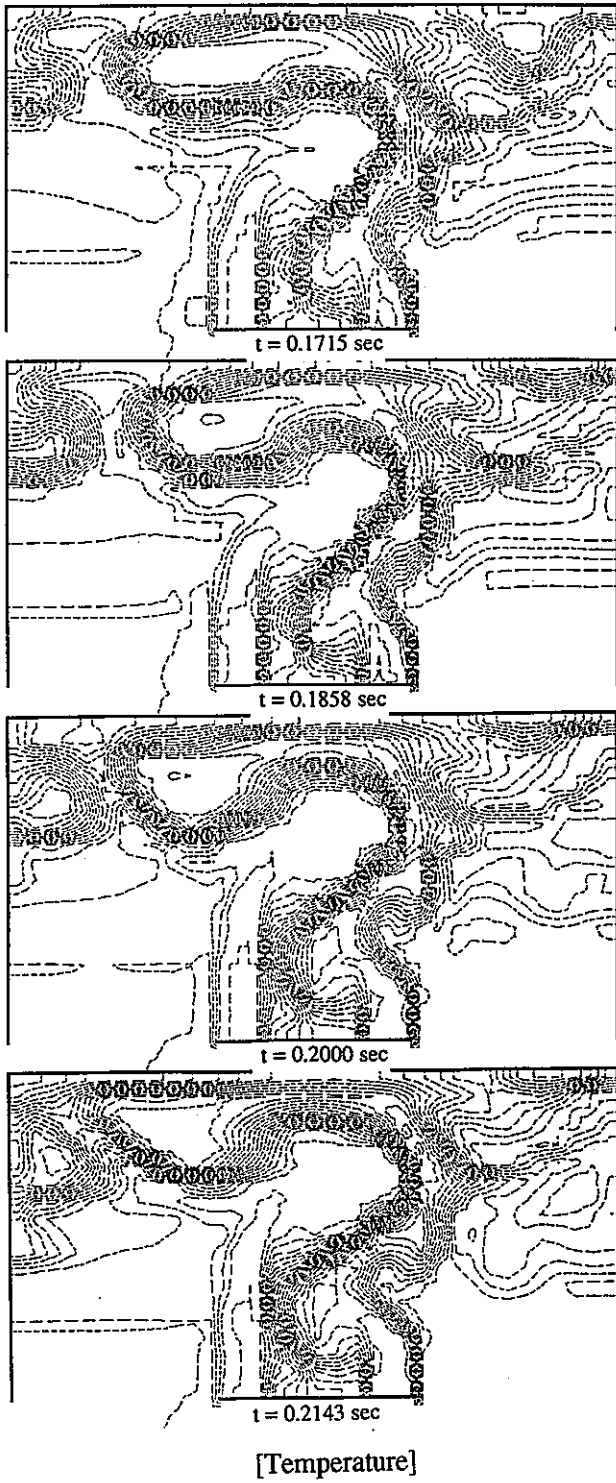
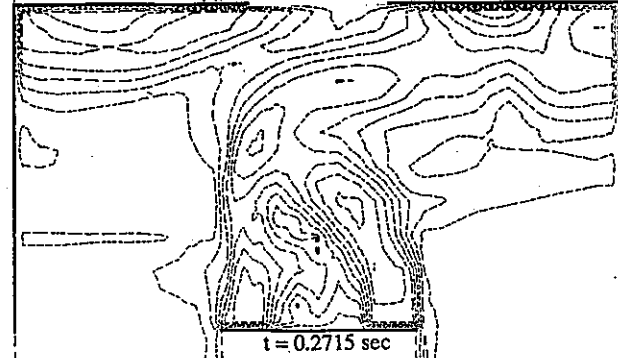
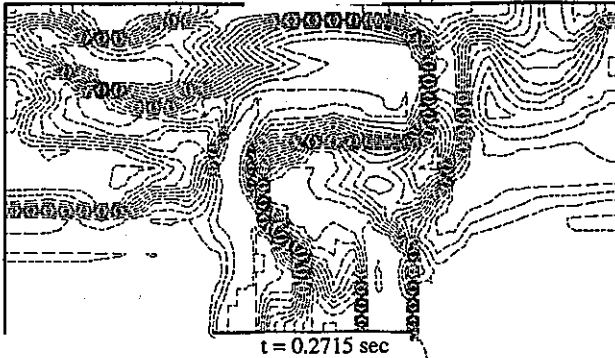
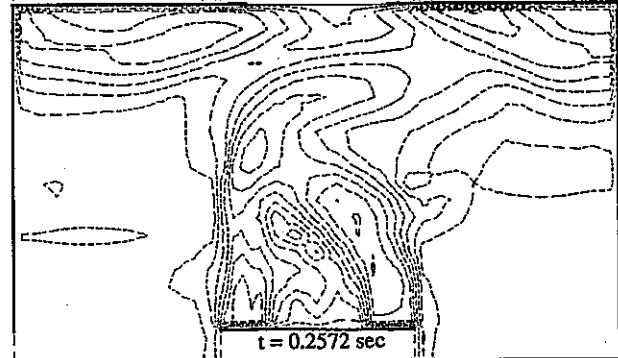
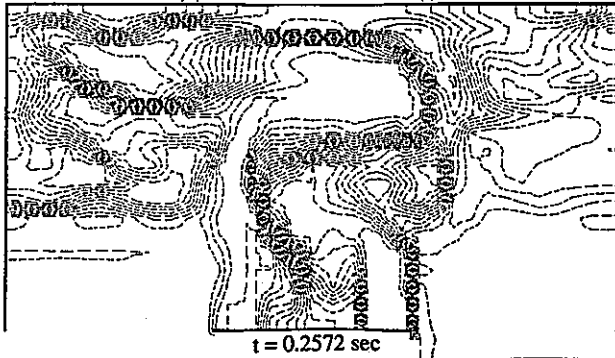
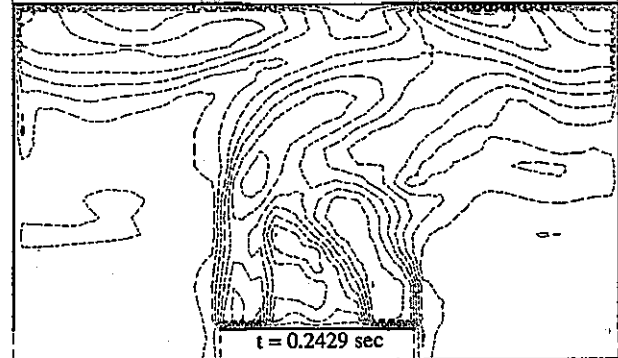
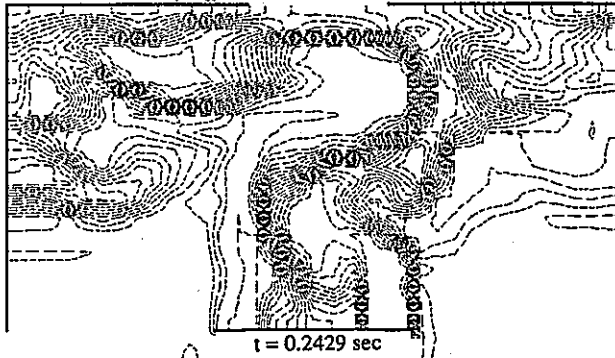
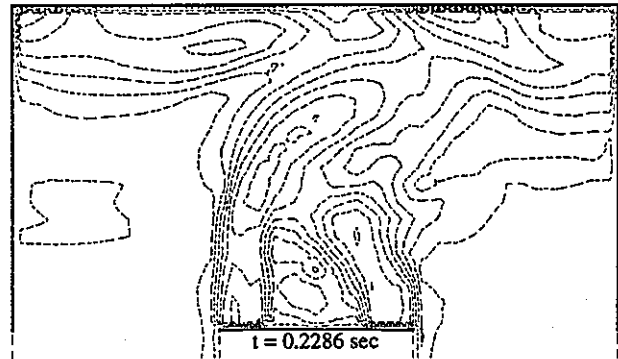
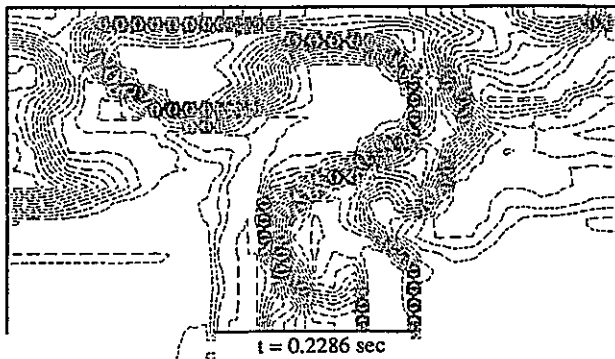


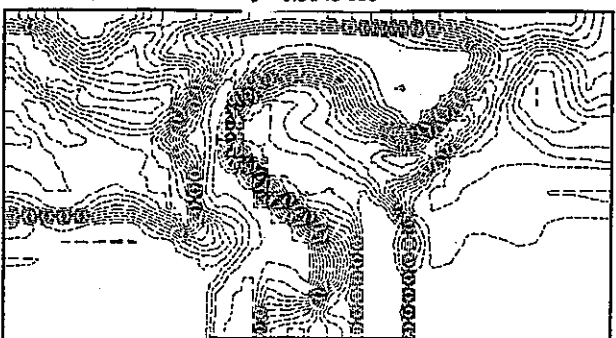
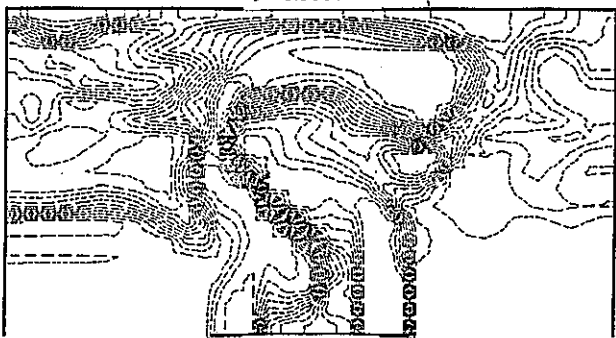
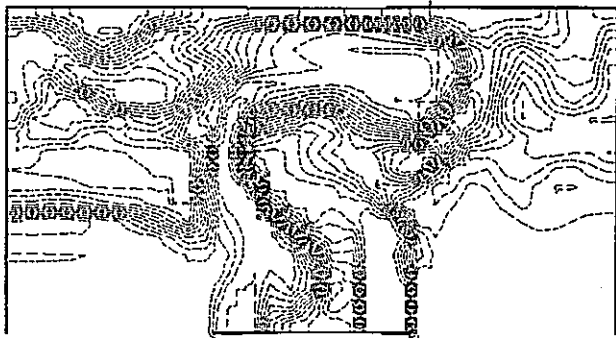
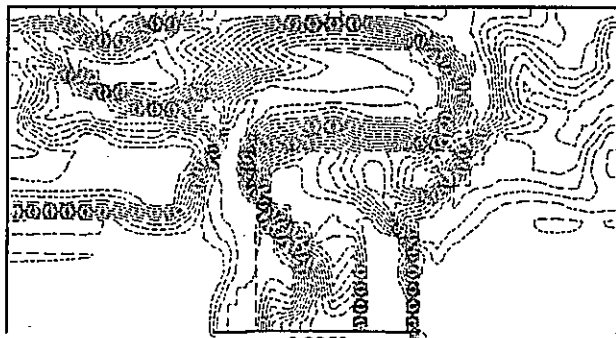
Fig. 3.14 Continued



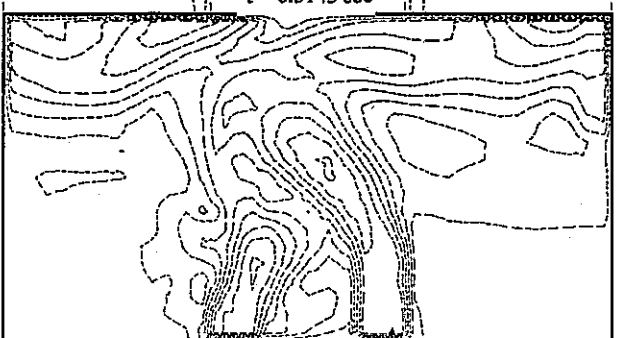
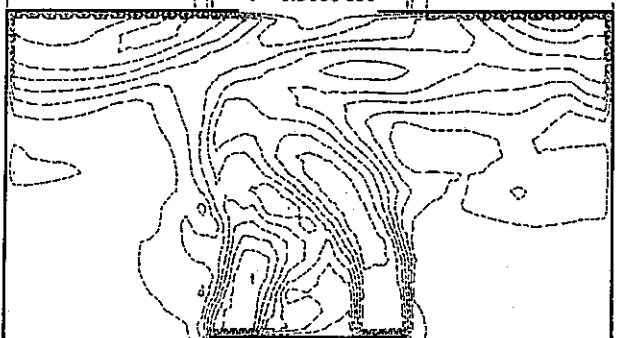
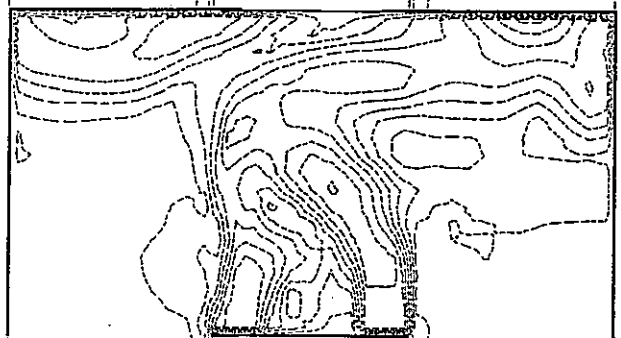
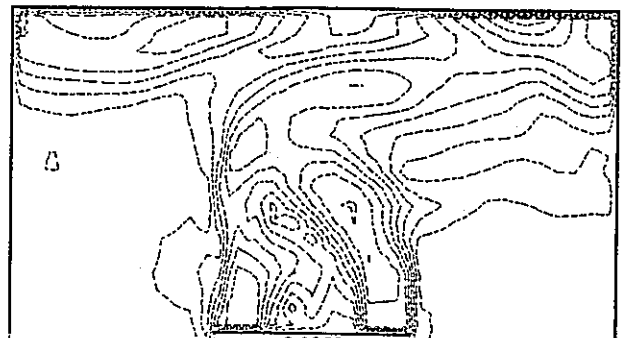
[Temperature]

[Pressure]

Fig. 3.14 Continued

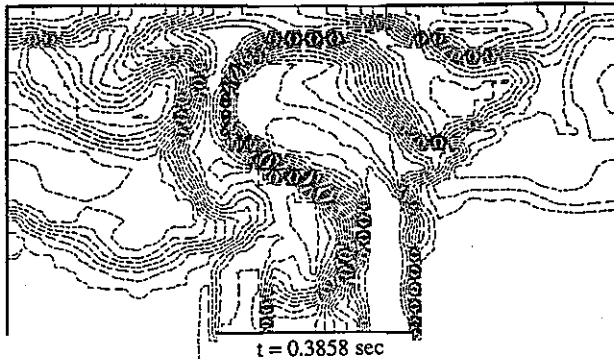
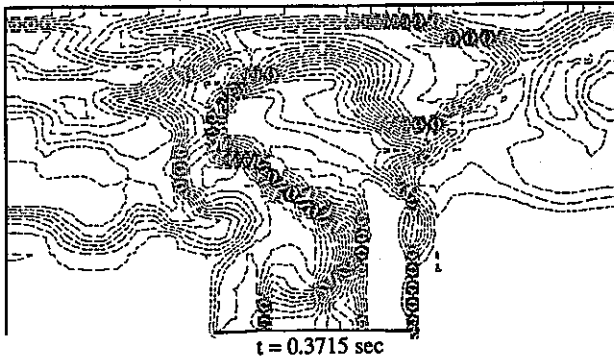
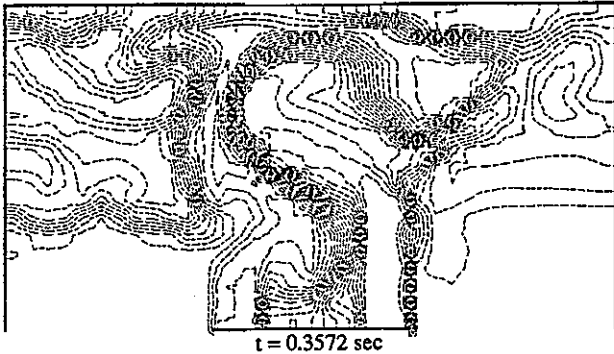
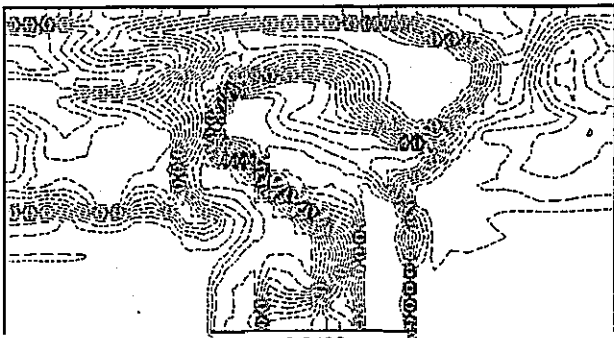


[Temperature]

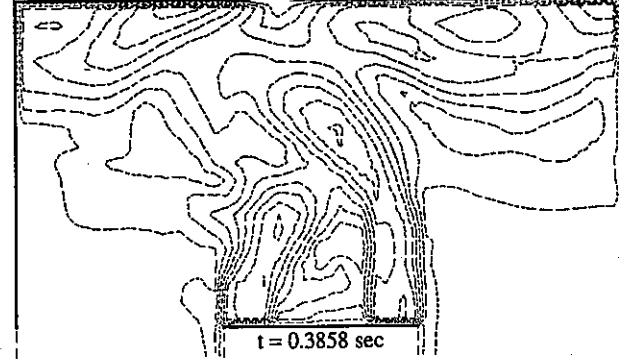
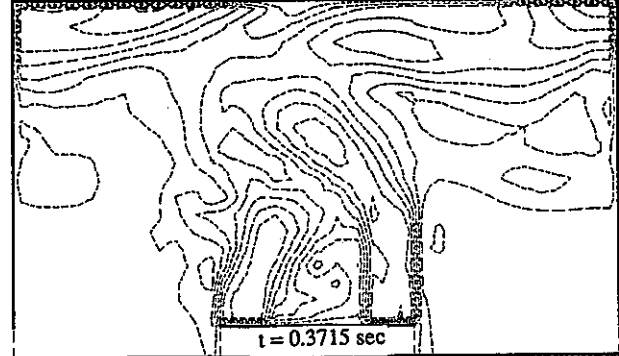
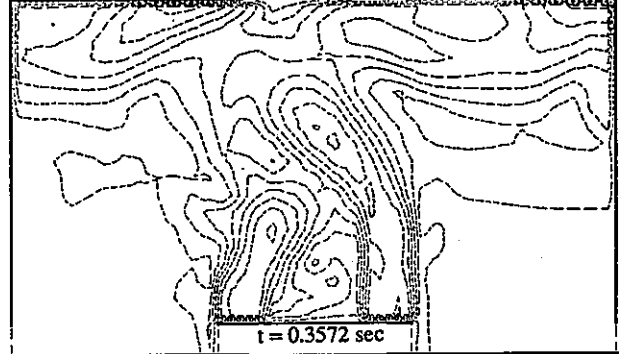
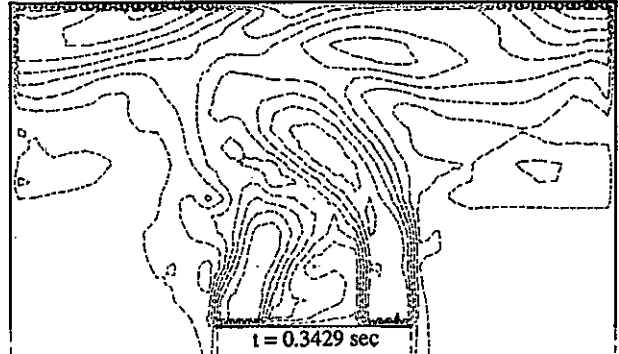


[Pressure]

Fig. 3.14 Continued

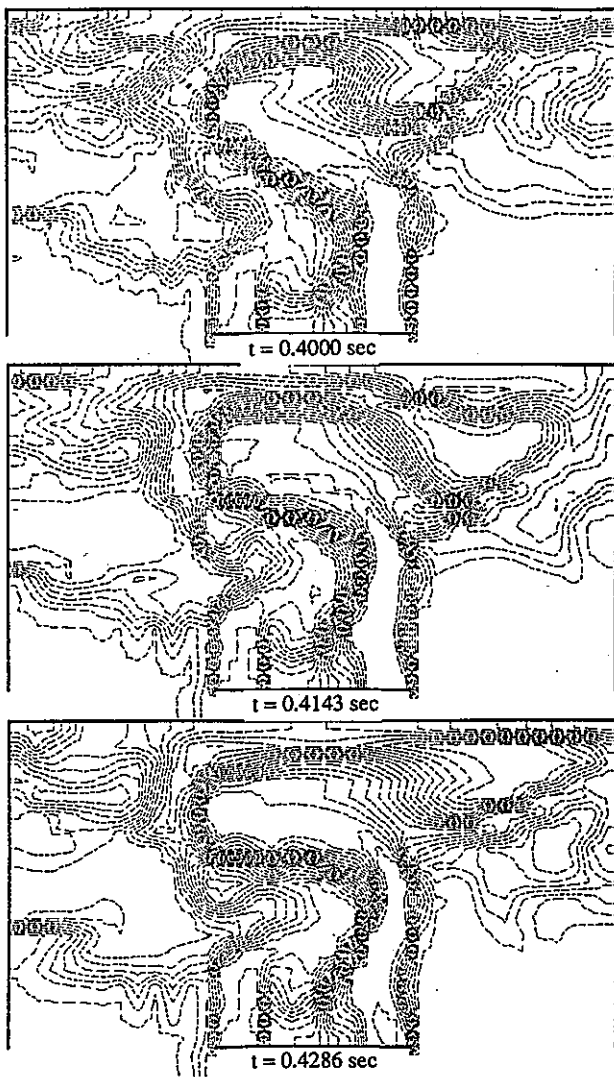


[Temperature]

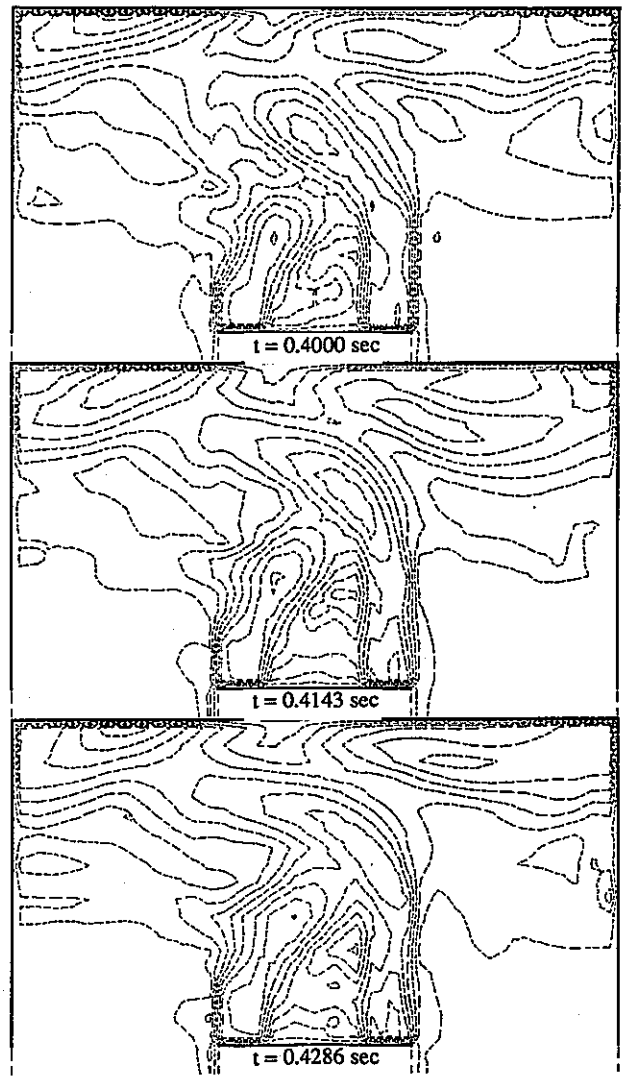


[Pressure]

Fig. 3.14 Continued



[Temperature]



[Pressure]

Fig. 3.14 Continued

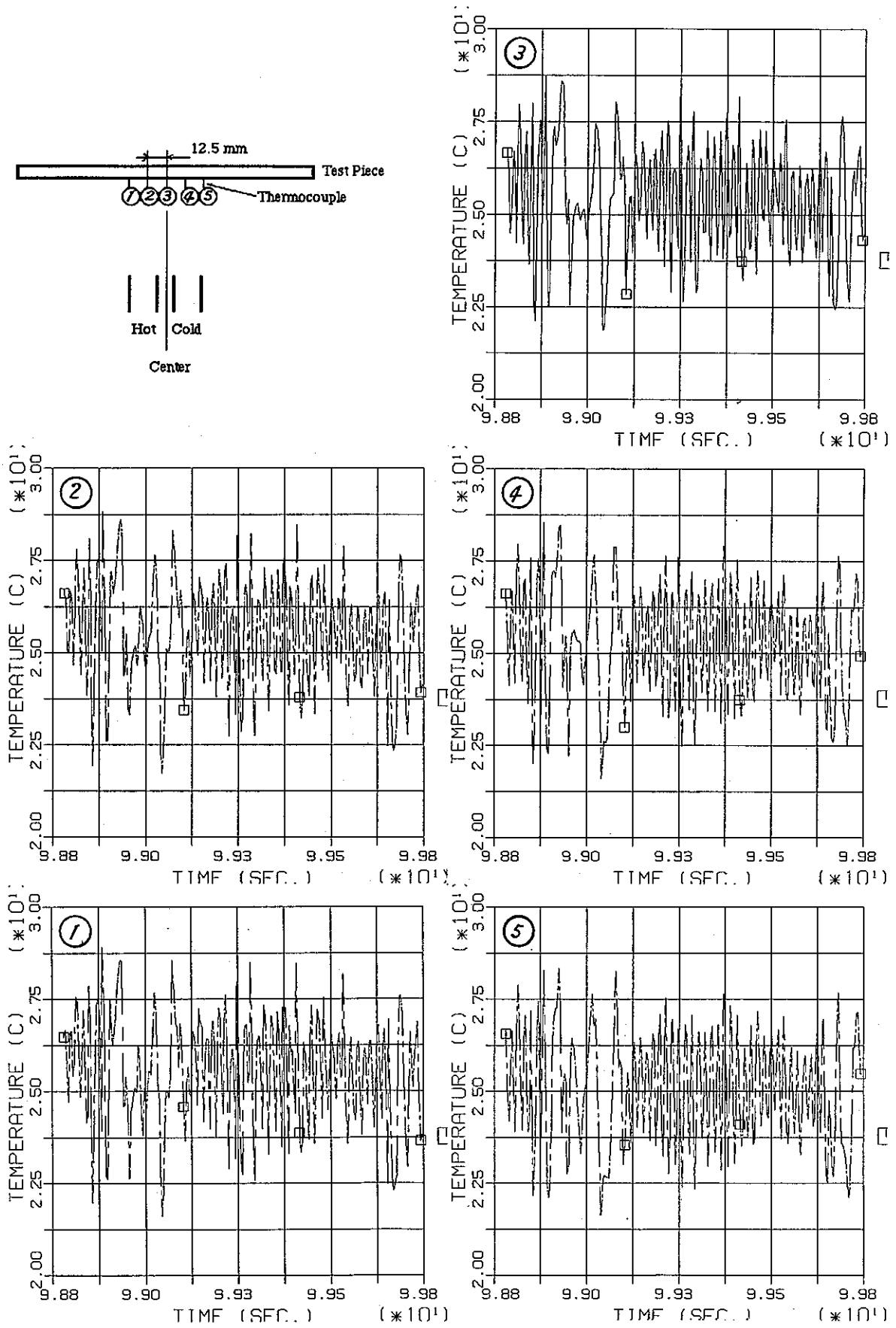


Fig. 3.15 Sample Records of Temperature Transient at the Position of 2mm from the Test Piece Surface

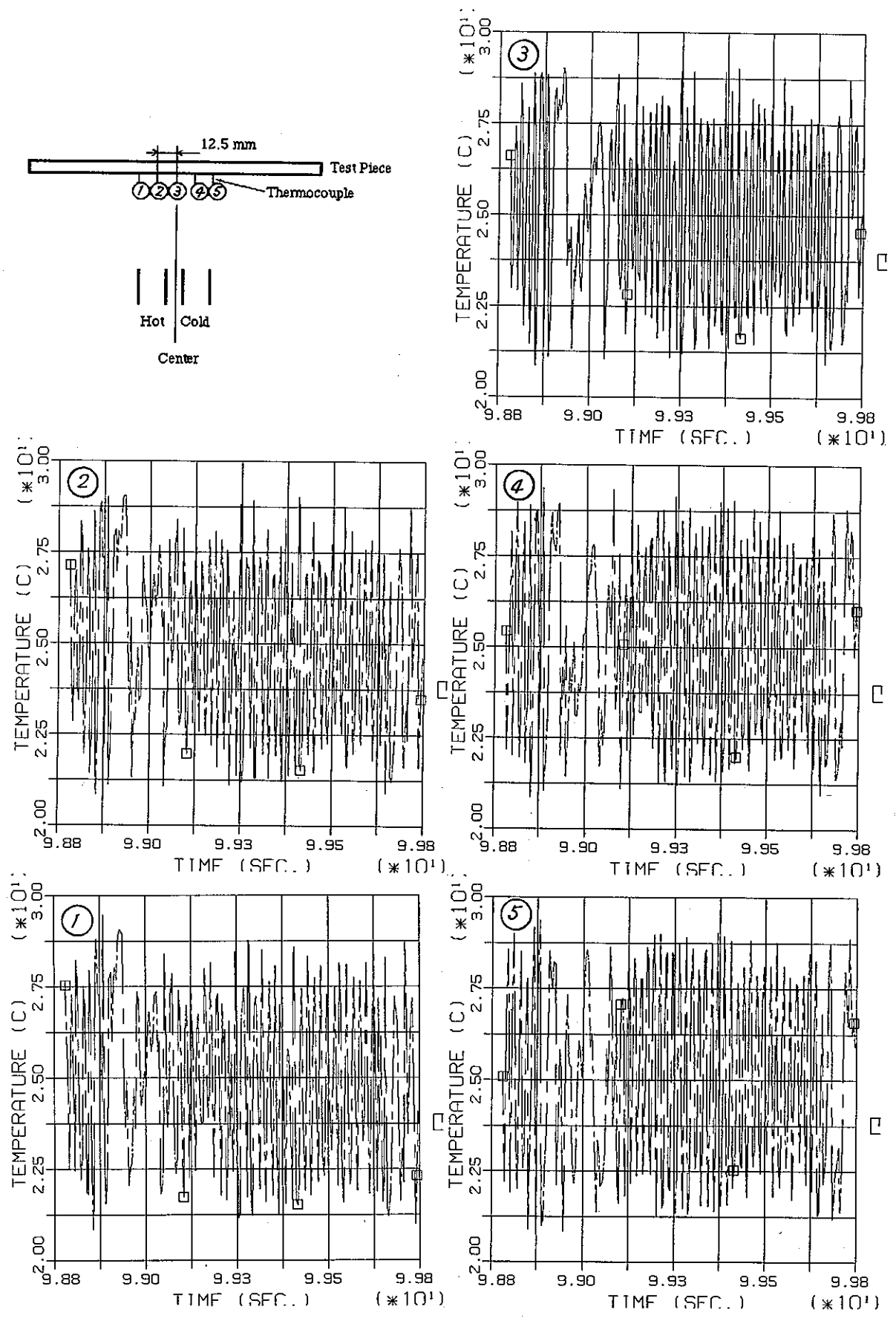


Fig. 3.16 Sample Records of Temperature Transient at the Position of 5mm from the Test Piece Surface

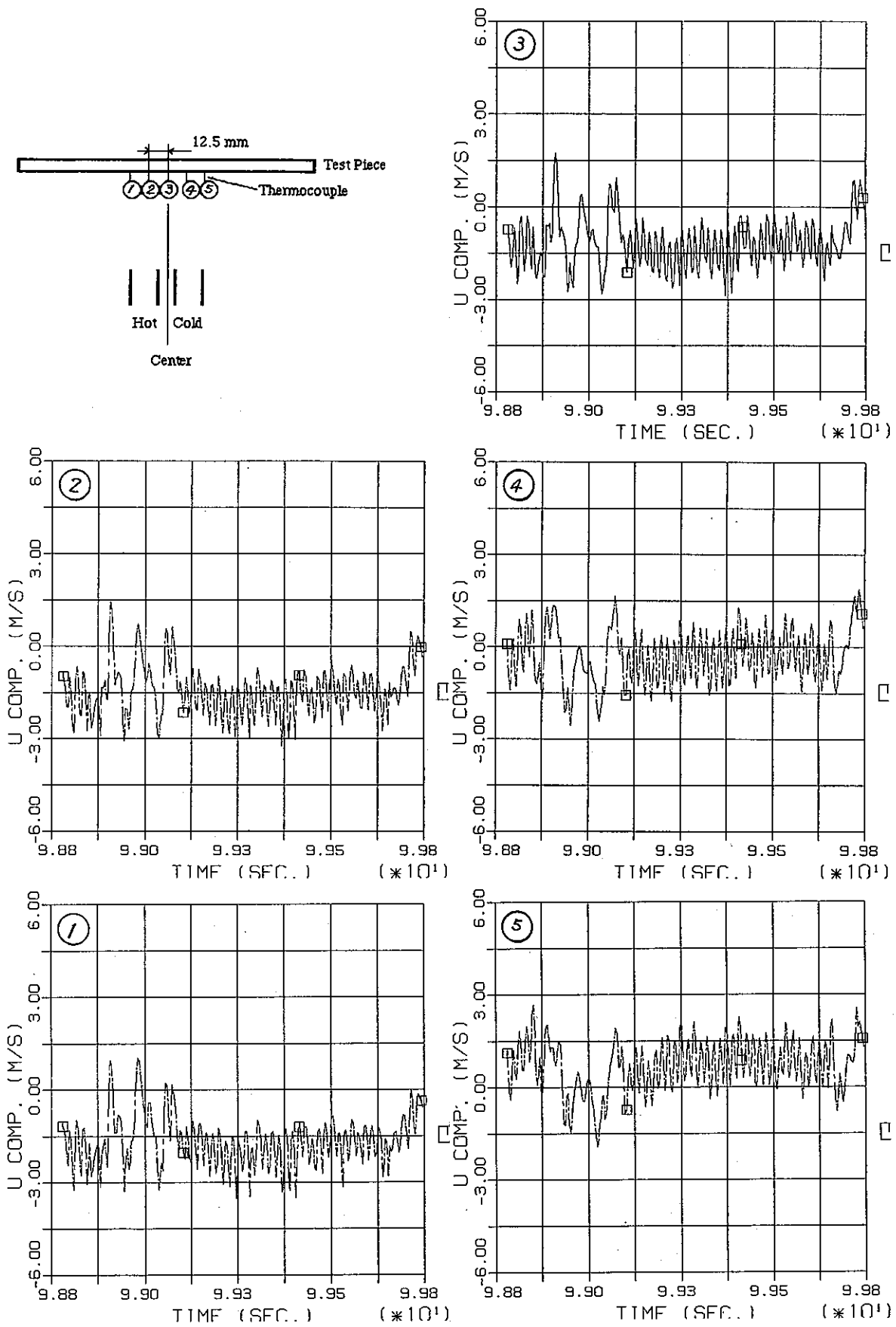


Fig. 3.17 Sample Records of Velocity U Component at the Position of 2mm from the Test Piece Surface

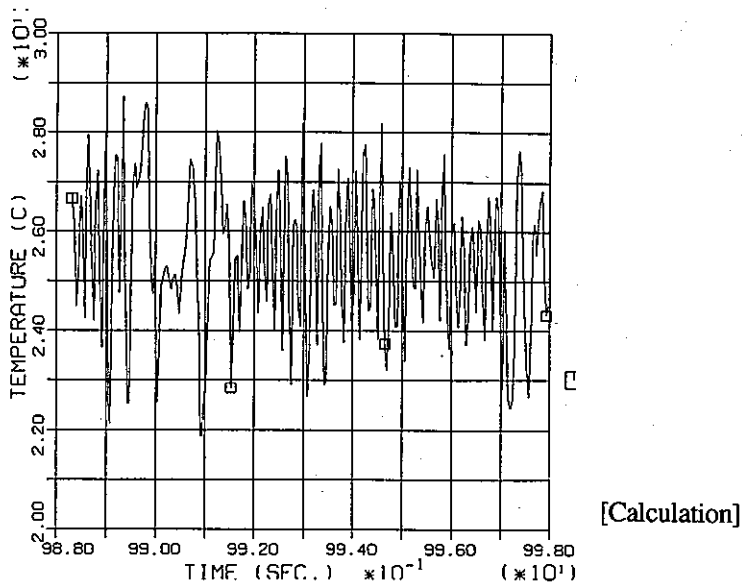
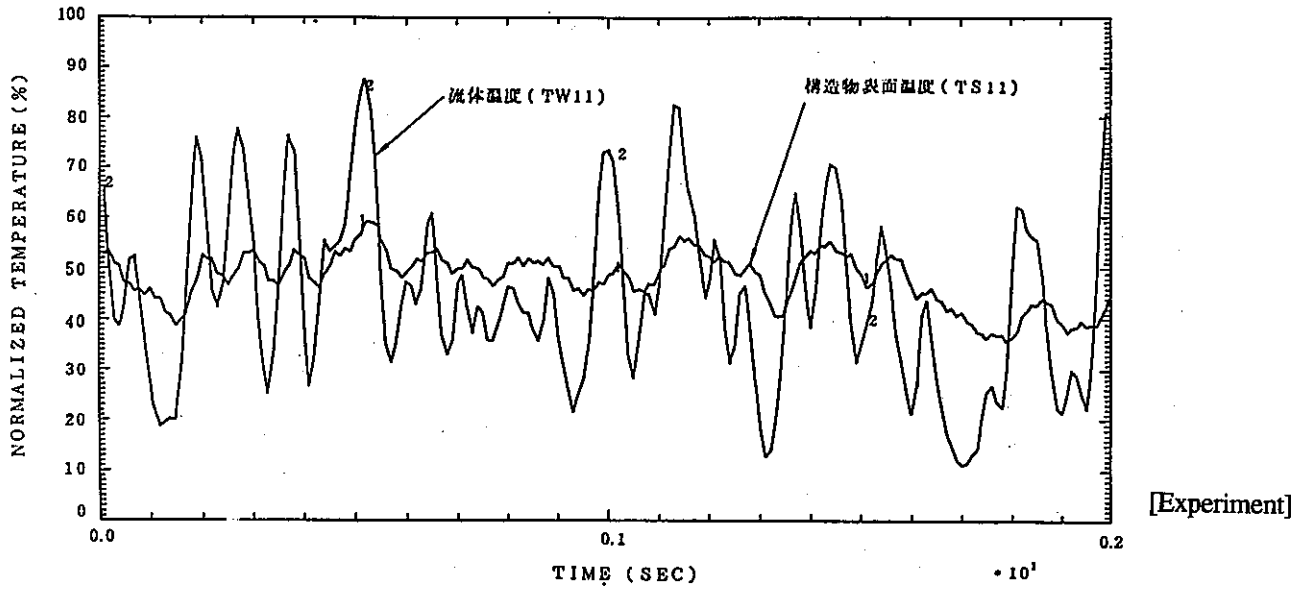


Fig. 3.18 Comparison of Temperature Transient Between Experiment and Calculation