

管内を伝播する圧力波における境界層の遷移と発達 の特性に関する研究

原, 耕成
九州大学大学院総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938080>

出版情報 : 九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



平成 29 年 度

修 士 論 文

管内を伝播する圧力波における
境界層の遷移と発達に関する研究

九州大学大学院総合理工学府
環境エネルギー工学専攻
エネルギー流体科学研究室

原 耕成

指導教員 青木 俊之 教授

提出年月日 平成 30 年 2 月 7 日

目次

目次	i
第 1 章 序論	
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的	2
1.3 本論文の構成	3
第 2 章 従来の研究	
2.1 Mirels による非定常境界層理論	4
2.1.1 層流境界層	5
2.1.2 乱流境界層	7
2.1.3 層流および乱流境界層の発達の様子	8
2.2 非定常境界層の乱流遷移に関するこれまでの研究	10
2.2.1 非定常平板境界層の遷移	10
2.2.2 衝撃波管内に発達する準定常境界層の遷移	11
第 3 章 実験装置および方法	
3.1 レーザ差動干渉計の原理	17
3.2 実験装置	21
3.2.1 波動シミュレータ	21
3.2.2 急速開口弁	21
3.2.3 レーザ差動干渉計	22
3.3 実験方法	22
3.4 予備実験	23
3.5 測定された圧力波の解析方法とその定義	24
3.6 実験条件	24

第4章 実験結果および考察.....	
4.1 長い管路内を伝播する圧力波の波形.....	34
4.2 レーザ差動干渉計による伝播圧力波背後の密度測定.....	34
4.3 圧力波背後の非定常境界層の遷移.....	35
4.3.1 圧力波形と密度変動の関係.....	35
4.3.2 Mirels の非定常境界層理論と密度変動の比較.....	36
4.3.3 遷移レイノルズ数による考察.....	36
4.4 非定常境界層の発達と完全発達流れ.....	37
第5章 結論.....	
5.1 長距離伝播の波面の変形について.....	70
5.2 レーザ差動干渉計による伝播圧力波背後の密度測定について.....	70
5.3 非定常境界層の遷移について.....	70
5.4 非定常境界層の発達について.....	70
5.5 今後の課題.....	71
参考文献.....	72
謝辞.....	76

記号

本論文で用いた記号は以下の通りである．他の記号については文章中にて説明する．

記号

a	: 音速
c_v	: 定積比熱
c_p	: 定圧比熱
D	: 管の等価直径
k	: フォトダイオードの特性及び回路特性により決まる常数
λ	: レーザ光の波長
n	: 媒質の屈折率
K	: 無次元 Gladstone-Dale 定数
p	: 圧力
Re	: レイノルズ数
Re_{tr}	: 遷移レイノルズ数
t	: 時間
u	: 流速
x	: 距離
Δp	: ゲージ圧力
Δp_c	: 圧縮波の強さ
Δp_s	: 衝撃波の強さ
Δp_s	: 衝撃波の強さ
$\Delta p_{h,i}$: 高圧部初期充填圧
Δt_{tr1}	: 波頭から遷移開始までの時間
Δt_{tr2}	: 波頭から遷移終了までの時間
μ	: 粘性係数
ν	: 動粘性係数
ρ	: 密度

添字

s : 衝擊波

c : 壓縮波

e : 主流

w : 壁面

max : 最大值

第1章 序論

1.1 本研究の背景

管内における圧縮性流体の波動の伝達現象は、工業界において数多く見受けられる。例えば、貨車に設置されている空気ブレーキ装置におけるブレーキ作動の際⁽¹⁾、あるいは、ガス輸送管における弁の急開閉または管の破断の際⁽²⁾、いずれも管内は圧縮波や膨張波をともなう非定常流れとなる。このような圧縮波や膨張波の特性については、1948年に Bannister ら⁽³⁾、1955年に Mucklow ら⁽⁴⁾が管内を伝播する圧縮波の減衰と反射波の問題について、管長 27.4m の実験を含めて理論的検討を行った。また 1970 年代には Hall ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾により、管内における膨張波の伝播特性について詳細な理論的研究が行われている。一方わが国では、Watanabe⁽⁸⁾が 1.95m の四角ダクトを用いて膨張波の伝播に及ぼす境界層の影響を検討している。

近年、管内を伝播する圧力波が工業的に問題となっている。その例として、現在特に注目されているものを以下に挙げる。まず、高出力な自動車用エンジンの高速回転運転時に排気管開放端より発生する排気音がある。この排気音は金属板が振動する時に発生するような“ビー”あるいは“バリバリ”という非常に耳障りな音色を有する。この排気音の低減対策を講じるには、エンジンの排気口で発生した圧力波が排気管出口まで伝播するメカニズムを知る必要がある⁽⁹⁾。また、側壁付着系素子のようなスイッチング素子の動的切替用装置として用いられる空気圧伝送回路では、信号伝送に電気系ではなく空気圧系が用いられるため、管路内の空気圧信号の減衰や、波形の歪みが大きい。したがって、空気圧制御回路を設計するには、空気圧信号の減衰割合、圧力波形の歪みなどを正確に予測することがきわめて重要になる⁽¹⁰⁾。

ところで、圧力波には、衝撃波、圧縮波、膨張波など様々なものが存在するが、本研究では、工業上の問題例として多くみられる圧縮波に焦点を当てる。

工業的に管内を伝播する圧縮波が問題となっている例として、高速列車がトンネルに突入する際にトンネル出口から放出される衝撃音が挙げられる。高速列車がトンネルに突入すると、列車のピストン効果により列車前方にある空気を圧縮し、圧縮波が形成される⁽¹¹⁾。形成された圧縮波はトンネル内をトンネル出口へ向かって伝播し、出口に達する。圧縮波がトンネル出口に到達すると、衝撃音を伴うパルス状の圧力波である微気圧波⁽¹²⁾となってトンネル出口から放出される。この衝撃音を低減するためには、トンネル内を伝播する圧縮波の出口に達するまでの距離減衰特性や伝播する間の圧縮波の波面変形についての解析⁽¹³⁾が重要となる。当初から問題解決のために研究を行ってきた鉄道総合技術研究所（JR 総研）によれば、この衝撃音の強さは列車のトンネルへの突入速度のほぼ二乗に比例すると考えられる。現在 JR 総研および東海旅客鉄道（JR 東海）が 500km/h オーバーの磁気浮上式リニアモーターカーの開発を行っているが、走行する列車が超高速運転を行うことが予想される。そのため、現存

の対策では不十分になる可能性があり、トンネル出口から放出される衝撃音の強さをより正確に見積るといった、更なるトンネル騒音低減対策を講じる必要がある。

管内を伝播する圧縮波や非常に弱い衝撃波によって誘起される流れの測定法の一つとして、密度干渉計がある。従来から用いられてきた光学干渉法では、テストビームと基準ビームとの間の光路差を干渉縞として可視化して観測してきた。しかしながら、両ビームが通る媒質の密度差による光路差が、両ビームの波長と同じオーダー程度であるような微少な密度変化に対しては、従来の密度干渉法の使用は困難になる。近年、微少な密度変化が検出できる干渉計としてウォラストンプリズムを用いたものが開発されており、マッハ・ツェンダー干渉計やシュリーレン干渉計への適用⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、境界層の光学的遷移点検出⁽¹⁶⁾、二次流れ場の可視化法⁽¹⁷⁾等がある。Smetsにより開発されたレーザ差動干渉法(LDI)は、密度差を電氣的に直接測定する計測する方法の一つ⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾で、この干渉法によれば、光路差変化が光の波長の 1/100 程度までは十分分解でき、圧縮波背後の微少な密度変化を伴う非定常流れの定量的測定には最適である。

一般に、管路内を伝播する圧縮波は、衝撃波のようなステップ状の圧力波ではなく比較的緩やかな圧力勾配を持つ圧力波であり、なおかつ圧縮波は非常に強さが弱い（圧縮波の波面の圧力上昇を伝播衝撃波マッハ数に換算すると、1.02 程度となる）ために、これまでに数多くの実験的及び理論的な研究が行われてきた⁽²⁰⁾⁽²¹⁾⁽²²⁾衝撃波に比べ、圧縮波波面の減衰や変形に関してあまり研究されていない。また、それらの研究は、圧縮波波面前面に焦点を当て伝播特性を考察したものが多く、しかし、圧縮波の伝播特性を論じるには、波面後方の波形の減衰や変形も考慮する必要がある。一例として、圧縮波背後に発達する非定常境界層が挙げられる。

1.2 本研究の目的

本研究では、急速開口弁を持つ波動シミュレータを用いて、波形の異なる初期圧縮波を作り出し、長い管路内を伝播させる。そして、圧力計を長距離において設置し長い距離を伝播した圧力波の伝播特性を明らかにするとともに、圧力波背後の流れ場をレーザ差動干渉計により主流との密度差を測定することで、圧力波背後に発達する非定常境界層の発達と遷移の特性および層流から乱流への遷移が流れ場と圧力波に与える影響について明らかにすることを目的とする。

1.3 本論文の構成

本論文は全 5 章より構成されている。

第 1 章では、本研究の背景および目的、本論文の構成について述べている。

第 2 章では、衝撃波背後の非定常境界層についての従来の研究について述べている。

第 3 章では、本研究に用いた実験方法と測定方法について述べている。

第 4 章では、実験から得られた結果とその考察について述べている。

第 5 章では、第 4 章の結果および考察から得られた本論文の結論を述べている。

第2章 従来の研究

有限の幅をもつ波動により誘起される非定常境界層については、膨張波背後のそれに関して、わずかに理論的な報告⁽²³⁾⁽²⁴⁾がなされているだけで、圧縮波背後の非定常境界層に関しては過去にあまり行われていない。それは、圧縮波波面内の非定常な加速流れ領域における境界層の発達過程が無視できず、さらに波動の非線形効果や、流体の持つ粘性により生じる散逸効果等、考慮すべきパラメータが複雑に絡んできて、解析的取扱いが極めて面倒になるからである。それに対して、衝撃波の背後に発達する非定常境界層の研究については、衝撃波管の研究が世界的に盛んに行われていた1950年、60年代を中心に数多くの理論的および実験的な論文が報告されており、その種の境界層に関してはほぼ研究し尽くされたと考えてよい。衝撃波も圧縮波と同様、非定常な圧力上昇を伴う波動であるので、これらの理論計算手法や実験データは、圧縮波背後に誘起される非定常境界層の特性を調べる際、かなり有意義な比較が行えると考えられる。

そこで、本章では衝撃波背後の非定常境界層について、特に Mirels による理論計算手法や、境界層の乱流遷移の問題に関するこれまでの実験結果について紹介する。

2.1 Mirels による非定常境界層理論⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾

衝撃波管内においては、図 2.1(a)に示すように、衝撃波背後および膨張波背後で管壁に沿って境界層が発達する。膨張波は $x-t$ 線図上では扇状に広がるが、Mirels は問題を簡素化するために、図 2.1(b)(c)に点線で示すように膨張波前面にこれらの波を集中させ、いわゆる負の衝撃波に置き換えて問題を取り扱っている。膨張波が弱い場合は有心膨張波の幅が非常に狭く、このような取り扱いも許されると考えられる。しかし、膨張波が弱くない場合でもこの仮想的な負の衝撃波を有心膨張波内の適当な位置に置くことによって膨張波から十分離れた位置での境界層については十分正しい結果が得られると考えられる。この負の衝撃波を想定することによって、膨張波および衝撃波の両背後に発達する非定常境界層を統一的に扱うことが可能になる。

実験室系から見た境界層は図 2.2 に示されているが、それぞれの波面とともに動く座標系から見ることにより、図 2.3(a), (b)のように定常的な境界層に置き換えられる。図 2.3 に示すように座標 x, y をとり、壁および一様流の速度をそれぞれ u_w, u_e とすれば、図 2.2 と図 2.3 との間に次の関係式が成り立つ。

$$\begin{cases} \bar{x} = x - u_w t \\ \bar{y} = y \\ \bar{u} = u - u_w \\ \bar{v} = v \end{cases} \quad (2.1)$$

ここに取り上げた境界層問題を解くにあたって、次のような仮定を設ける。

- (1) 二次元で、定常な層流境界層である。
- (2) 境界層の外側で流れは一様で圧力、速度は一定である。
- (3) 壁面の温度は一定である。この仮定は衝撃波音においては壁の熱容量が十分に大きいので常に成り立つ。

以下、層流境界層および乱流境界層についてそれぞれ説明していく。

2.1.1 層流境界層

定常な x, y 座標系から見た二次元圧縮性境界層方程式は、

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (2.2a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.2b)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (2.2c)$$

$$p = \rho R T \quad (2.2d)$$

$$y = 0 ; u = u_w, v = 0, T = T_w \quad (2.2e)$$

$$y = \infty ; u = u_e, T = T_e$$

ここに(2.2a)式は連続の式、(2.2b)式は運動量の式、(2.2c)はエネルギー式、(2.2d)式は状態方程式、(2.2e)式は $x > 0$ における境界条件を示す。また、粘性係数 μ 、熱伝達率 k は温度 T に比例し、定圧比熱 C_p 、プラントル数 Pr は温度に無関係に一定であるとする。

基礎方程式の変換

連続の式を満足するよう流れ関数 ψ を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} \frac{\rho u}{\rho_w} &= \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ \frac{\rho v}{\rho_w} &= -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで、相似変数を次式のように定義する。

$$\eta = \sqrt{\frac{u_e}{2x\nu_w}} \int_a^y \frac{T_w}{T} dy \quad (2.4)$$

この相似変数は Howorth(1948)により導入された式で、境界層内で圧力勾配がない場合に、 (x,y) 座標における圧縮性流れの方程式が、 (x,η) 座標における非圧縮性流れの方程式に帰着されるという意味を持つ。この相似変数を用い、無次元流れ関数 ψ

$$\psi = \sqrt{2u_e x \nu_w} \cdot f(\eta) \quad (2.5)$$

を導入することにより運動量の式は自動的に満足され、運動量の式は、

$$f''' + f \cdot f'' = 0 \quad (2.6)$$

このとき $u/u_e = f'$ であり、ここでの境界条件は、

$$\begin{aligned} f(0) &= 0 \\ f'(0) &= u_w/u_e \\ f'(\infty) &= 1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

またエネルギー式は、

$$\left(\frac{T}{T_e}\right)'' + Pr \cdot f \cdot \left(\frac{T}{T_e}\right)' = -\frac{Pr u_e^2}{c_p T_e} (f'')^2 \quad (2.8)$$

(2.8)式は線形微分方程式なので、 T に関する一般解は熱伝達を無視した解と熱伝達の効果との重ね合わせとして表現することができる。すなわち、次式で示される。

$$\frac{T}{T_e} = 1 + \frac{\kappa-1}{2} \left\{ \left(\frac{u_w}{u_e} - 1 \right) M_e \right\}^2 r(\eta) + \left[\left(\frac{T_w}{T_e} - 1 \right) - \frac{\kappa-1}{2} \left\{ \left(\frac{u_w}{u_e} - 1 \right) M_e \right\}^2 r(0) \right] s(\eta) \quad (2.9)$$

関数 $r(\eta)$ と $s(\eta)$ は、次式の常微分方程式の解である。

$$r'' + Pr f r' = -\frac{2Pr}{\left(\frac{u_w}{u_e} - 1\right)^2} (f'')^2 \quad (2.10)$$

$$r(\infty) = r'(0) = 0$$

$$\begin{aligned} s'' + Pr f s' &= 0 \\ s(0) &= 1 ; s(\infty) = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

(2.6)式、(2.10)式、(2.11)式の微分方程式は壁面上と境界層端での境界条件を満足するように、ルンゲ=クッタ法を用いて数値計算を行い、解を求めた。 $Pr = 0.72$ (空気)に対する実験室系での速度分布、 $r(\eta), s(\eta)$ と η との関係を、 u_w/u_e をパラメータとして図2.4(a),(b),(c)にそれぞれ示す。図2.4(a)は $u/u_e = f'$ の関係式から求めた。ここで、 $u_w/u_e > 1$ が衝撃波、 $u_w/u_e < 1$ が膨張波に対応する。

このように、相似変数 η を導入することで境界層内の速度分布、温度分布が全ての任意の断面 x で相似であると考えることにより、上述のように境界層方程式は常微分方程式に変換され、相似解を得ることができる。

2.1.2 乱流境界層

境界層が層流の場合は、流体粒子は壁面に沿って層状に流れ、剪断応力はニュートンの粘性法則に従うので、非定常境界層の厳密な計算も容易であるが、実際の衝撃波管内の境界層は層流より乱流の場合の方がはるかに多い。しかし、乱流境界層においては、流れが層流の場合のように単純ではなく計算は非常に面倒になる。そのため、Mirels は簡単のため無次元速度分布を u/U を y/δ の指数関数で与える、いわゆる指数則を用いて計算を行っている。すなわち、

$0 \leq \zeta_T \leq 1$ では、

$$\left| \frac{u - u_w}{u_e - u_w} \right| = \zeta_T^{1/7} \quad (2.12)$$

$1 < \zeta_T$ では、

$$\left| \frac{u - u_w}{u_e - u_w} \right| = 1 \quad (2.13)$$

ここで、 $\zeta_T = y/\tilde{\delta}$ ($\tilde{\delta}$ は速度境界層の 99% 厚さ) とする。

境界層の 1/7 乗則は古くから使われてきた法則であり、もとは円管の管摩擦係数に対する Blasius の実験式から出発したもので、理論的根拠は少ないが、境界層の簡易計算に便利で、しかも実際の速度分布をかなりよく近似できる⁽²⁸⁾。さらには、高マッハ数の流れにおいても 1/7 乗則は実験データとよく一致することが確認されている⁽²⁹⁾。

$T/T_e = (\rho_e/\rho)$ と ζ_T との関係式は、Crocco(1935)の方程式を使って次式で示される。

$0 \leq \zeta_T \leq 1$ では、

$$\frac{T}{T_e} = \frac{\rho_e}{\rho} = \frac{T_w}{T_e} (1 + b\zeta_T^{1/7} - c\zeta_T^{2/7}) \quad (2.14)$$

$1 < \zeta_T$ では、

$$\frac{T}{T_e} = \frac{\rho_e}{\rho} = 1 \quad (2.15)$$

ここで、

$$b = \frac{T_r}{T_w} - 1$$

$$c = \left(\frac{T_r}{T_e} - 1 \right) \frac{T_e}{T_w} \quad (2.16)$$

T_r は回復温度であり、半無限平板上の高速乱流境界層の場合は、

$$\frac{T_r}{T_e} = 1 + \left(\frac{u_w}{u_e} - 1 \right)^2 \frac{u_e^2 r(0)}{2T_e c_p} \quad (2.17)$$

また, $r(0)$ は温度回復係数であり, 乱流の場合

$$r(0) = \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (2.18)$$

Crocco の方程式はもともとプラントル数が1という条件で立てられた式であるが, 係数 b, c が回復温度の項で示されることで, プラントル数が1からそれほど離れていない範囲で Crocco の式は妥当であるとしている.

(2.12)式と(2.14)式から境界層の運動量厚さ θ および排除厚さ δ^* は次式で示される.

$$\frac{\theta}{\tilde{\delta}} = 7 \frac{T_e}{T_w} \left(1 - \frac{u_w}{u_e} \right) \left[\frac{u_w}{u_e} I_6 + \left(1 - 2 \frac{u_w}{u_e} \right) I_7 - \left(1 - \frac{u_w}{u_e} \right) I_8 \right] \quad (2.19)$$

$$\frac{\delta^*}{\tilde{\delta}} = 1 - 7 \frac{T_e}{T_w} \left[\frac{u_w}{u_e} I_6 + \left(1 - \frac{u_w}{u_e} \right) I_7 \right] \quad (2.20)$$

ここで, I_6, I_7, I_8 は b, c の関数であり次式で定義される.

$$I_N = \int_0^1 \frac{z^N}{1 + bz - cz^2} dz \quad (N = 6, 7, 8) \quad (2.21)$$

従って, 速度境界層の 99%境界層厚さ $\tilde{\delta}$ は, 次式で示される.

$$\tilde{\delta} = 0.0574 \left(\varphi \frac{1 - \frac{u_w}{u_e}}{\frac{\theta}{\tilde{\delta}}} \right)^{4/5} \left| 1 - \frac{u_w}{u_e} \right|^{3/5} \left(\frac{v_e}{u_e x} \right)^{1/5} x \quad (2.22)$$

ここで,

$$\varphi = \left(\frac{\mu_m}{\mu_e} \right)^{1/4} \left(\frac{T_e}{T_m} \right)^{3/4} \quad (2.23)$$

T_m は高速気流中における規準温度であり, Eckert によると次式で示される.

$$T_m = 0.5(T_w + T_e) + 0.22(T_r - T_e) \quad (2.24)$$

2.1.3 層流および乱流境界層の発達の様子

次に, 層流および乱流の両境界層について, 上述の計算結果の比較を行う. この場合, まず層流境界層において η を壁面からの高さ y に変換する必要がある. (2.4)式より η と y との関係は, 次式で示される.

$$y \sqrt{\frac{1}{2} \frac{u_e}{x v_w}} = \int_0^\eta \frac{T}{T_w} d\eta \quad (2.25)$$

この式より層流の場合の高さを y に変換し, 実際に両境界層内のプロファイルを計算した一例を図 2.5 に示す. ここでの条件は, 温度 T_l が 7°C の時の, 衝撃波強さが $\Delta P = 15.92 \text{ kPa}$ の場

合の例である．図 2.5(a),(b),(c)はそれぞれ，壁面よりの無次元高さ y/δ に対応する絶対座標形での境界層内の速度分布，温度分布，密度分布を示している．図 2.5 より，両境界層とも速度分布は定常境界層の場合と同様の分布を示している．また，温度分布に関しては，壁面温度が衝撃波通過後も常に一定であるために高さ y の増加と共に壁面温度 T_w から主流の温度 T_e まで境界層内で滑らかに上昇していくという傾向になる．また，乱流境界層の方が壁面近傍での温度の回復がすばやく行われており境界層内の温度分布も層流，乱流とかなり異なっていることがわかる．これに対して密度分布は境界層断面で圧力勾配がないという仮定のもとでは温度分布の逆数をとった形と等しく，図 2.5(c)に示されるように壁面上で最も密度が大きく，壁面から遠ざかるにつれて密度は減少していくという傾向になる．

次に，衝撃波背後での非定常境界層の発達様子を図示したのが図 2.6 である．実際の境界層は衝撃波のすぐ後方では層流で，その後乱流に遷移するのが普通であるが，ここでは簡単のため衝撃波背後の境界層は完全に層流あるいは乱流という仮定のもとで計算する．境界層排除厚さ δ^* ，運動量厚さ θ は一般に，

$$\begin{cases} \delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy \\ \theta = \int_0^\infty \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \end{cases} \quad (2.26)$$

で示され，層流境界層の計算ではこの式から厚さを直接求め，乱流では(2.19)および(2.20)式を使って排除，運動量厚さを求めることができる．図 2.6 では，層流，乱流とも境界層の 99%速度境界層厚さを δ で示している．また，乱流境界層では $Pr=1$ という条件での発展式を用いている．図 2.6 は，(a)が層流境界層，(b)が乱流境界層を示しており，圧力条件は図 2.5 の場合と同じで，縦軸が壁面からの高さ y ，横軸が衝撃波固定座標系からみた波面背後の距離 x_s である．図 2.6 より，99%厚さは乱流境界層の方が層流に比べ発達がかなり早く，衝撃波の 30m 後方では厚さに 10 倍程度の開きがある．また，排除厚さおよび運動量厚さは共に負になるのだが，これは境界層が主流を排除するのではなく，主流から質量を吸収することを意味するのである．すなわち衝撃波により誘起される非定常境界層は主流から質量を取り除く空気力学的吸い込み(Aerodynamic sink)のような作用があるといえる．このような境界層の吸い込み効果によって膨張波が発生し，これらの膨張波が衝撃波に追いつき干渉すると，衝撃波の強さが弱められ，衝撃波の減衰が起こる．

乱流境界層の計算は多くの仮定のもとで発展したものであり，実際の流れ場とよく一致するのか疑問の余地が残る．しかし，これについては Martin がマッハ・ツェンダー干渉計で非定常境界層の測定を行い，その結果，乱流の場合でも Mirels の式は境界層プロファイルをかなり正確に計算できることが分かっている⁽³⁰⁾．

2.2 非定常境界層の乱流遷移に関するこれまでの研究

伝播する衝撃波の背後に発達する境界層の遷移については、これまでに数多くの実験的研究が行われている⁽³¹⁾⁻⁽³⁹⁾。従来の研究⁽⁴⁰⁾から波面背後に見られる圧力のオーバーシュートは、圧縮波の誘起する非定常流れの層流境界層から乱流境界層への遷移により、壁面の摩擦係数が変化することに影響されると考察できるので、波面背後に発達する非定常境界層の遷移レイノルズ数を導入し検討を行う。Hartunian の研究⁽³¹⁾より、遷移レイノルズ数 Re_{tr} は次式で与えられる。

$$Re_{tr} = \frac{u^2 U_s}{\nu (U_s - u)} \Delta t_{tr} \quad (2.27)$$

ここで、 u は流速、 U_s は衝撃波伝播速度、 Δt_{tr} は衝撃波により誘起された粒子が遷移点へたどり着くまでの時間である。過去の研究⁽⁴⁰⁾の結果を図 2.7 に示す。ここで、過去の研究では u には図 3.13 の(d)点における流速、 Δt_{tr} には Δt_{tr1} 、 Δt_{tr2} を代入し、 Re_{tr} を求めている。図中の横軸は下式で表されるレイノルズ数である。

$$Re = \frac{u_2 D}{\nu} \quad (2.28)$$

また、図中には平板に沿う定常境界層における、層流境界層から乱流境界層への遷移が始まるレイノルズ数 $Re=3.5 \times 10^5$ 、及び遷移が完了するレイノルズ数 1.0×10^7 も示してある⁽⁴¹⁾。同じレイノルズ数でも遷移レイノルズ数の値にばらつきが生じるのは、オーバーシュートの変形が時間の履歴を伴うものであり、圧縮波強さが同じであっても波形が異なることによるものと考えられる。図 2.7 より、円管の遷移現象における遷移レイノルズ数は、平板境界層理論における遷移開始の値と同等のスケールを持つことがわかる。

以下、衝撃波管内に挿入された平板および管壁に沿って発達する非定常ないしは準定常境界層の乱流遷移についてこれまでの研究を概観する。

2.2.1 非定常平板境界層の遷移

衝撃波管内に挿入された平板上を衝撃波が進行するとき、平板上に発達する層流非常境界層(図 2.8)については、理論的にも実験的にもほぼ完成の域に達していると思なしてよい。しかし、この種の境界層の乱流への遷移に関する研究は、未だ不十分で、Davies&Berstein⁽³³⁾, Cook&Luu⁽³⁶⁾の実験的研究があるのみである。Cook らは図 2.9 に示すごとく、 $x-t$ 線図上に遷移点を示して、排除厚さに基づくレイノルズ数 Re_δ^* と対比している。図 2.9 は、 $Ms=3.24$ ($P_l=75$ mmHg) の場合であるが、衝撃波背後の準定常境界層領域では、遷移点のレイノルズ数は $Re_\delta^*=345$ であるのに対し、平板先端側の定常 Blasius 境界層では $Re_\delta^*=690$ と高くなっており、これは Ostrach&Thornton の線形安定性理論⁽⁴¹⁾による予測とは傾向が全く逆

になっている。

2.2.2 衝撃波管内に発達する準定常境界層の遷移

衝撃波の背後，衝撃波管管壁に沿って発達する準定常境界層の乱流への遷移については，Boison⁽³⁵⁾の詳しい解説がある．Ostrach らの線形安定性理論に基づく計算によれば，衝撃波が強くなるほど遷移レイノルズ数が高くなり， $M_s=2.92$ ($\kappa=1.4$) では無条件安定となる。

しかし，これは全く実験とは逆であり，実験では衝撃波が強くなるほど遷移レイノルズ数は低くなっている．なお，上述の線形安定性理論では，速度分布，圧縮性，および壁での冷却の三つの効果が考慮されているが，Matsusita&Akamatsu らの計算によれば，速度分布のみの効果だけを取り出してみても，衝撃波が強いほど遷移レイノルズ数は高くなっている⁽⁴²⁾。

Boison 自身の実験によれば，

- (1) 遷移レイノルズ数は，壁面での冷却効果の影響を受けて大きく変動し，これは壁面での冷却効果が大きいほど顕著である．
- (2) 遷移レイノルズ数は，衝撃波マッハ数 M_s とユニットレイノルズ数に強く依存している．
- (3) ユニットレイノルズ数が高いほど，流れ場の微小圧力変動が大きく，遷移レイノルズ数が低くなっている（衝撃波管を駆動する圧カレベルが高いほど，圧力変動も大きく，流れ場の外乱が大きくなるものと考えられる）．

膨張波背後の非定常境界層について，Amr&Hall が行った実験についても上と同様に遷移レイノルズ数は線形安定性理論よりも低い値が得られている⁽⁴³⁾。

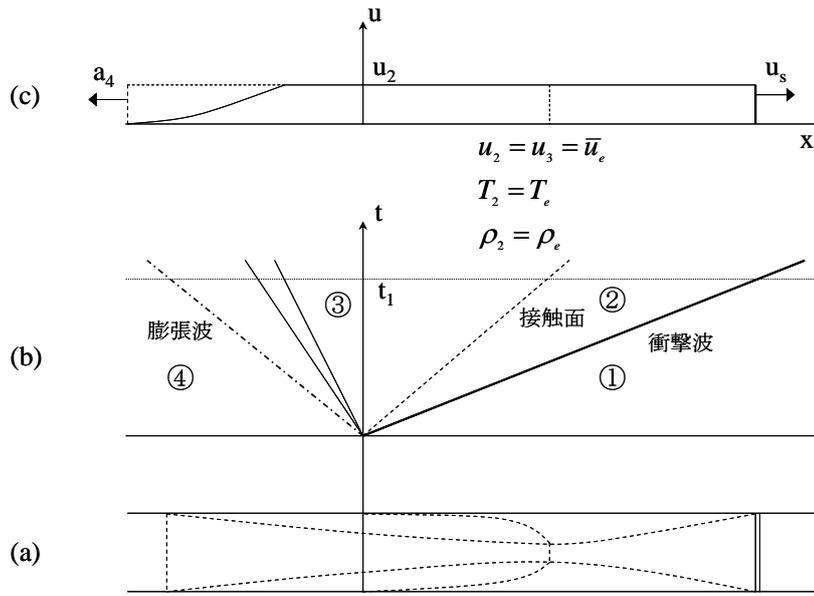


図 2.1 衝撃波管内の気流の状態と境界層

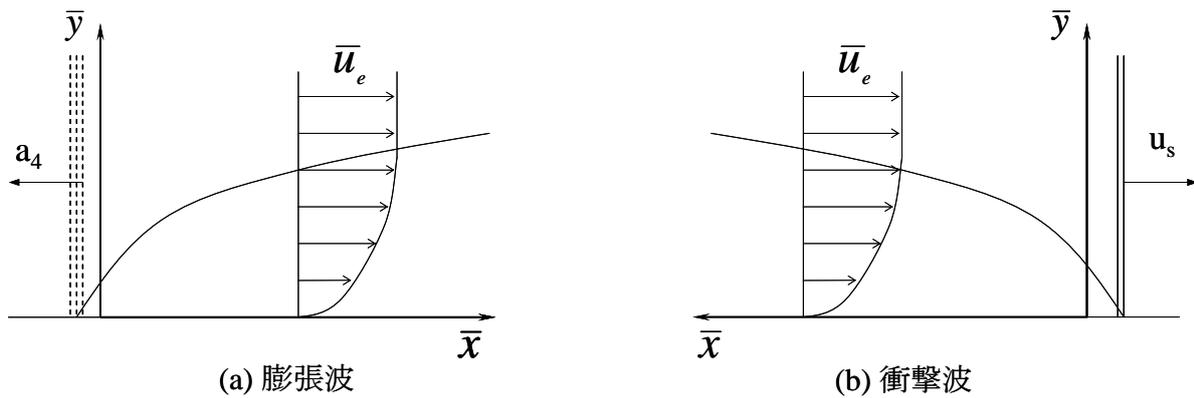


図 2.2 実験室系から見た境界層

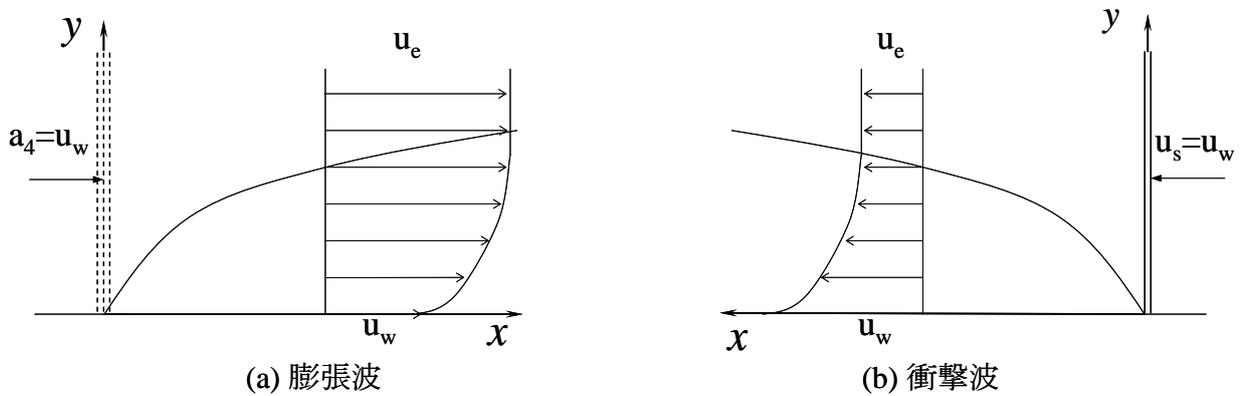
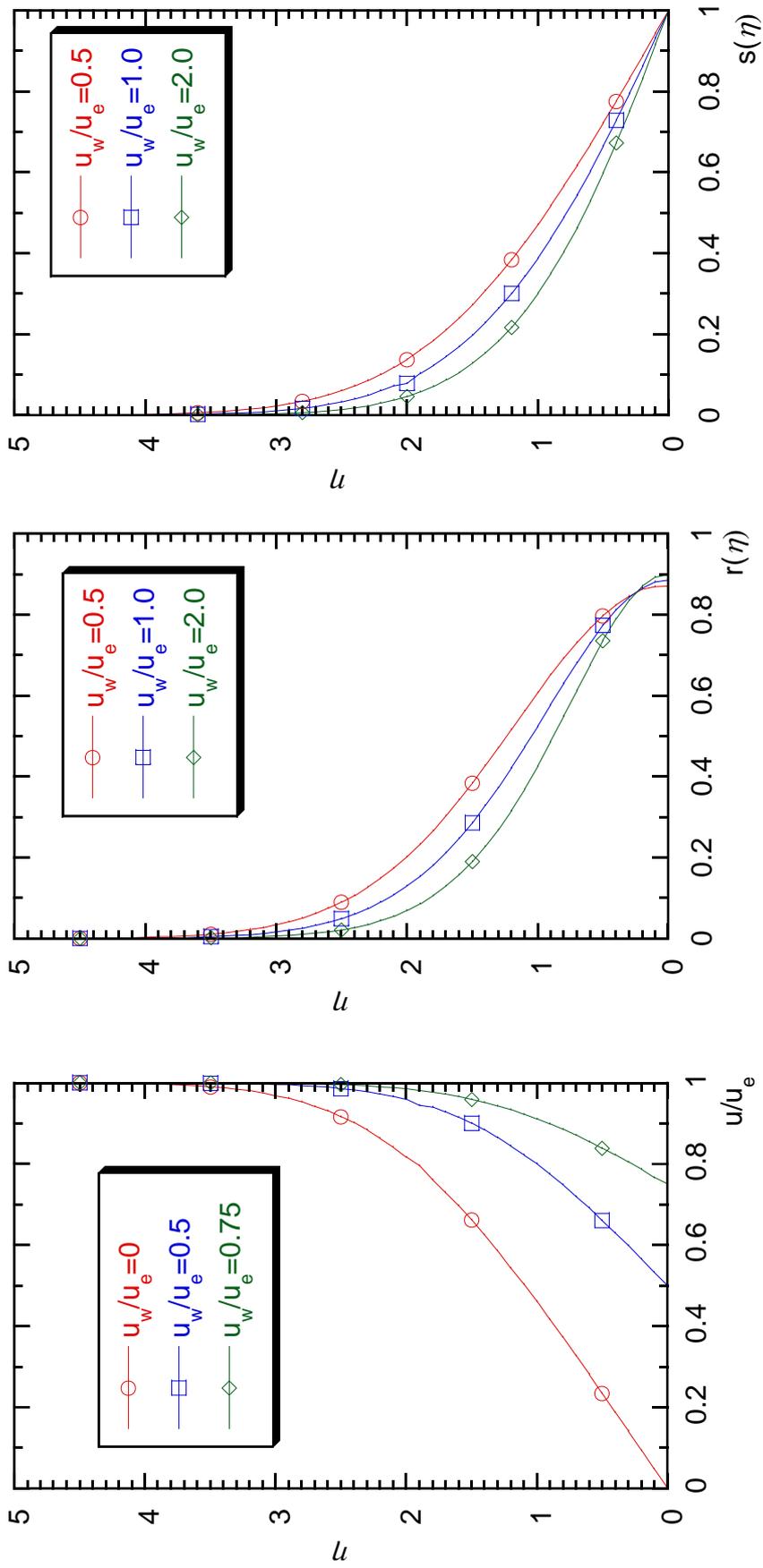


図 2.3 波動固定座標系から見た境界層



(a)

(b)

(c)

図 2.4 層流境界層無次元プロファイル(R.K.G.法にて求めた数値解)

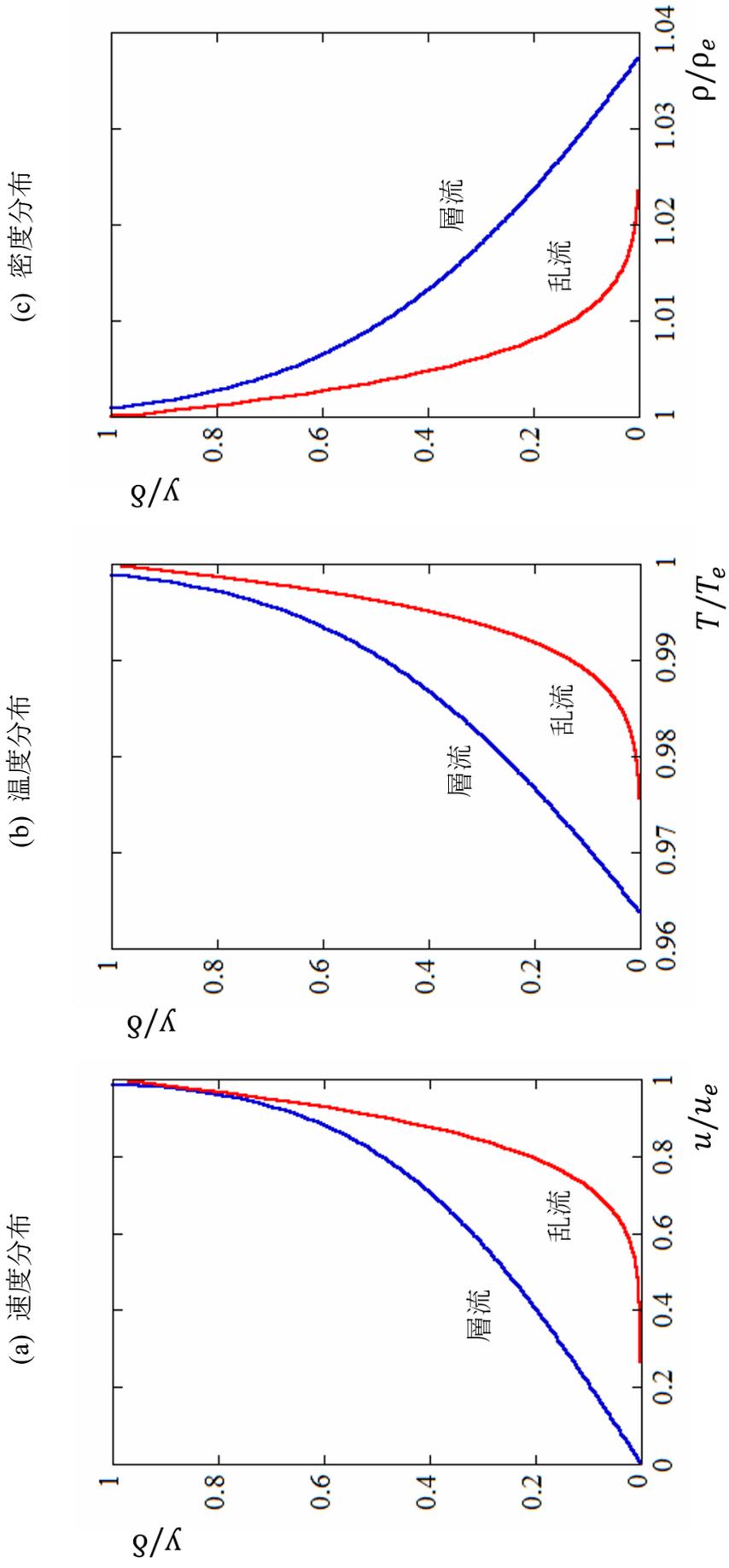
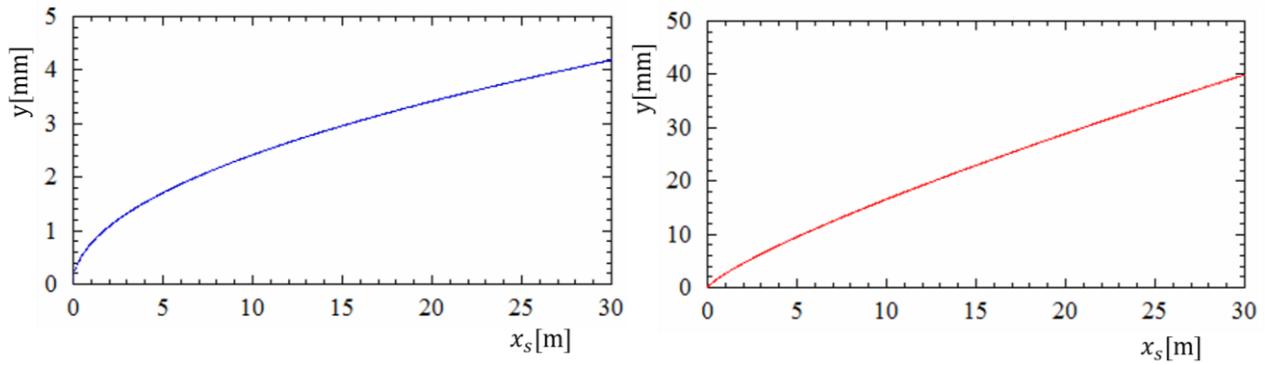


図 2.5 非定常境界層内の分布の一例($\Delta P=15.92$ kPa)



(a) 層流境界層厚さ

(b) 乱流境界層厚さ

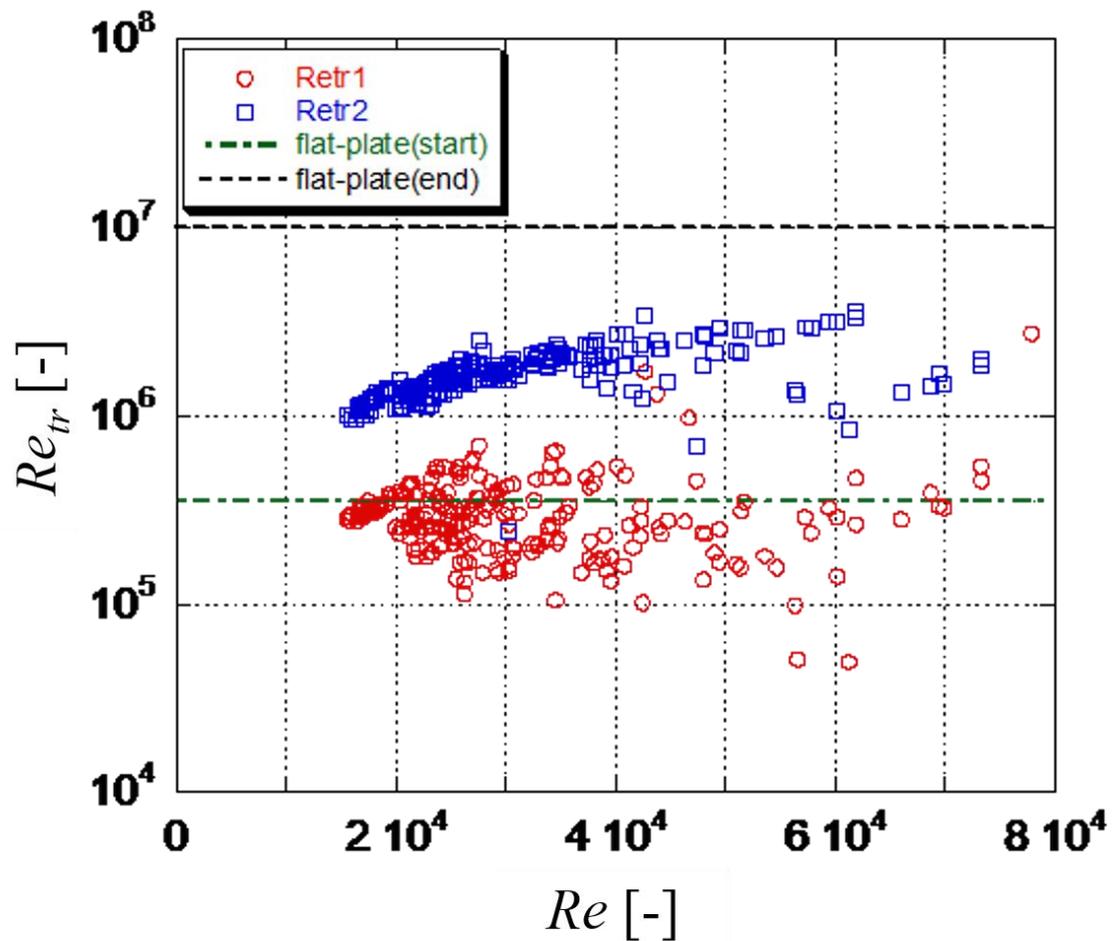
図 2.6 非定常境界層厚さの距離による変化 ($\Delta P=15.92$ kPa)

図 2.7 非定常境界層の遷移レイノルズ数

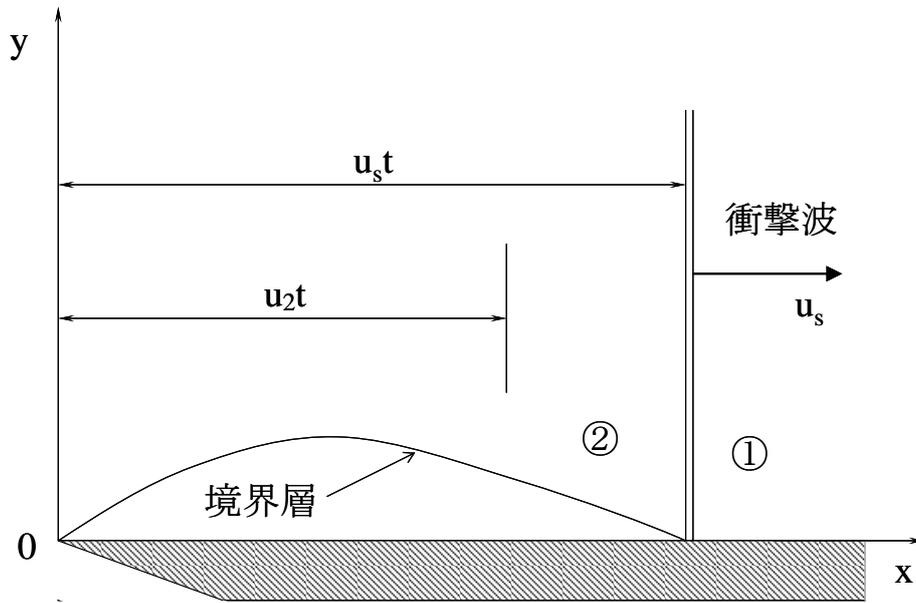


図 2.8 平板上に発達する層流非定常境界層

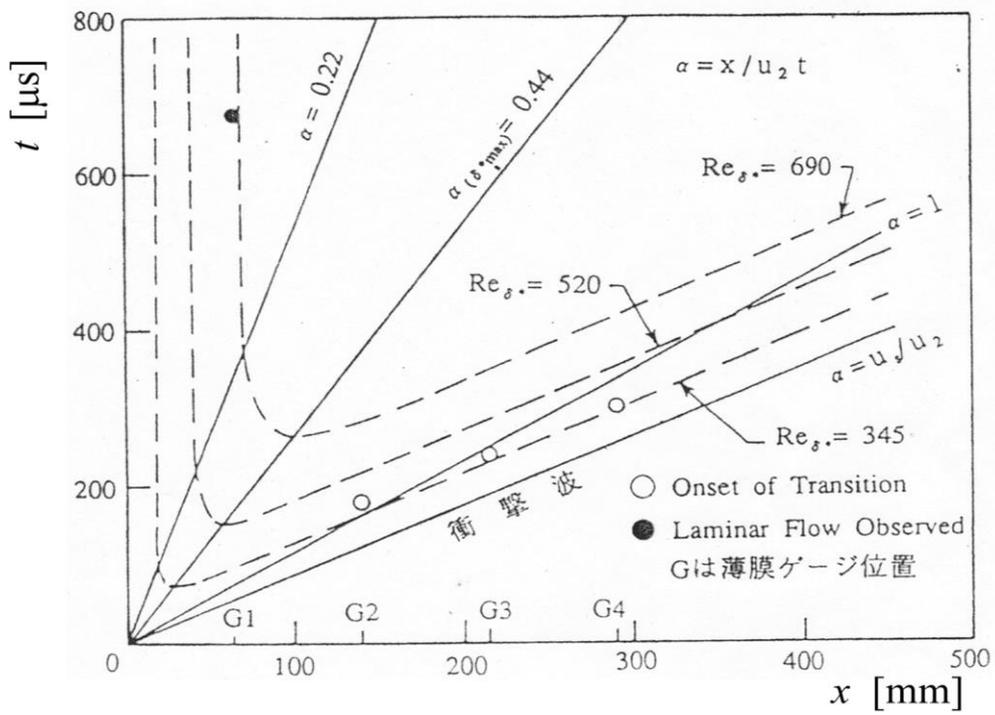


図 2.9 非定常境界層の $x-t$ 線図
 ($M_s = 3.24$, $P_1 = 75 \text{ mmHg}$)

第3章 実験装置および方法

3.1 レーザ差動干渉計の原理

図 3.1 にレーザ差動干渉法(Laser Differential Interferometry ; 略称 LDI)の概略を示す. 詳細については, **3.2.3 レーザ差動干渉計**にて詳しく述べる. レーザから出た直線偏光のビームは, 1/4 波長板により円偏光に変えられ, 第 1 のウォラストンプリズムにより互いに垂直な偏光面を持つ 2 本のビームに分離される. このウォラストンプリズムから焦点距離だけ離して設置したレンズによりビームは平行な 2 本のビームとなり, それぞれのビームは基準ビーム及び測定ビームとして用いられる. そして, 2 本のビームは第 2 のレンズ及びウォラストンプリズムにより再結合するが, 偏光面は互いに垂直なため干渉は生じない. ビームの位相は, 直後に設置してあるバビネ・ソレイユ補償器により調節することができる. 第 3 のウォラストンプリズムへ入射するビームの偏光方向が, 図 3.2 に示すように y 及び z 方向であるとする, 光ベクトル E_y 及び E_z は次式で示される.

$$\begin{aligned} E_y &= P_y \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \\ E_z &= P_z \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda} (x + \Delta\phi)\right] \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで x はビームの進行方向の距離, λ はレーザビームの波長, $\Delta\phi$ は 2 本のビームの間の光路差, P_x および P_y はそれぞれ定数である. 第 3 のウォラストンプリズムによってビームは混合され, 2 本の干渉したビームに分割される. 分割されたビームの偏光方向をそれぞれ I および II とする. (図 3.2 参照) 光ベクトルは, それぞれ E_y および E_x の I 軸および II 軸方向への合成となり, E_I は次のようになる.

$$\begin{aligned} E_I &= E_y \cos\theta + E_z \sin\theta \\ &= (A^2 + B^2)^{1/2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x - \tan^{-1} \frac{B}{A}\right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

ただし,

$$\begin{aligned} A &= P_y \cos\theta + P_z \sin\theta \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) \\ B &= -P_z \sin\theta \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) \end{aligned}$$

また, E_{II} は次のようになる.

$$\begin{aligned}
E_{\text{II}} &= -E_y \sin\theta + E_z \cos\theta \\
&= (C^2 + D^2)^{1/2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

ただし,

$$\begin{aligned}
C &= -P_y \sin\theta + P_z \cos\theta \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) \\
D &= -P_z \cos\theta \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right)
\end{aligned}$$

2本のビームの強度 I_{I} , I_{II} は振幅の二乗であるので, 式(3.2)および(3.3)より,

$$\begin{aligned}
I_{\text{I}} &= A^2 + B^2 \\
&= 2P_y P_z \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) + P_y^2 \cos^2\theta + P_z^2 \sin^2\theta \\
I_{\text{II}} &= C^2 + D^2 \\
&= -2P_y P_z \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) + P_y^2 \sin^2\theta + P_z^2 \cos^2\theta
\end{aligned} \tag{3.4}$$

したがって, 光路差 $\Delta\phi$ が変化することにより, 2個のフォトダイオードに導かれるビームの強度が変化する. フォトダイオードでビームの強度を電圧に変換し, 差動回路により, その差をとることを考える. フォトダイオードは, 入射する光の強度に対して広い範囲にわたって直線的応答を示すので, 出力電圧 U は, それぞれのビーム強度を受けるフォトダイオードの出力電力の差となる.

$$\begin{aligned}
U &= k_{\text{I}} I_{\text{I}} - k_{\text{II}} I_{\text{II}} \\
&= U \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta\phi\right) + U_{\text{I}}
\end{aligned} \tag{3.5}$$

ただし,

$$\begin{aligned}
U_0 &= 2(k_{\text{I}} + k_{\text{II}}) P_y P_x \sin 2\theta \\
U_{\text{I}} &= k_{\text{I}} (P_y \cos\theta - P_z \sin\theta)^2 - k_{\text{II}} (P_y \sin\theta + P_z \cos\theta)^2
\end{aligned} \tag{3.6}$$

ここで, k_{I} , k_{II} はフォトダイオードの特性およびその回路により決まる定数である.

フォトダイオードの出力電圧変化により密度変化を求めるには, 次の計算を行う. L をビームが透過する媒質の長さ, n を媒質の屈折率とし, 添字 1, 2 をそれぞれ基準ビーム及び測定ビームを表すとすると, 次式が成り立つ.

$$\frac{\Delta\phi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \left[\int_0^{L_2} n_2(x) dx - \int_0^{L_1} n_1(x) dx \right] \quad (3.7)$$

密度 ρ と屈折率 n との関係は次式で示す Gladstone-Dale の公式で与えられる.

$$n - 1 = K \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3.8)$$

ここで, ρ_0 は標準状態 (273 K, 1 気圧) における媒質の密度, K は標準状態における無次元 Gladstone-Dale 定数である. (3.8)式を(3.7)式に用い, その結果を(3.5)式に用いると, 基準ビーム及び測定ビームが通る媒質の密度差 $\Delta(\rho_2 - \rho_1)$ の変化に対応して得られるダイオードの出力変化 ΔU は,

$$\Delta U = U_0 \cos^2 \left[\frac{\pi K}{\lambda \rho_0} \int_0^L (\rho_2 - \rho_1) dx \right] \quad (3.9)$$

となる. $\Delta\phi/\lambda$ の変化に対する U の変化は, 図 3.3 に示すような曲線になるので, 測定をこの曲線の中央付近で行うのであれば, (3.9)式より,

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{\pi K}{\lambda \rho_0} \int_0^L \Delta\rho dx \quad (3.10)$$

となる. K, λ, ρ_0, U_0 が既知であれば, 測定した ΔU より密度差 $\Delta(\rho_2 - \rho_1)$ が求められる. U_0 以外の量は容易に求められるが, U_0 はバビネ・ソレイユ補償器により図 3.3 で示すような $\Delta\phi/\lambda$ に対する U の変化を求めることで決定する. また, 初期の U の設定もバビネ・ソレイユ補償器により行う. なお, LDI の原理の詳細については, 文献(44)を参照されたい.

ところで従来, 密度測定法としては種々の方法が提案されており, 低密度領域では電子線法が, また高密度領域ではシュリーレン法や光学干渉法が用いられてきた. また, 波長可変レーザーの発達に伴い, 分子気体の測定法として, レーザ誘起蛍光法(LIF)が近年注目されている. これらの密度測定法のうち, 光学干渉法がしばしば用いられてきたが, これは既知の密度を規準にして干渉縞の明暗より密度を計算するものであり, 従って, 光の波長と同程度の密度変化に対してはこの方法はもはや使用できなくなる.

本研究で用いた LDI は, 干渉縞をフォトダイオードで観測することにより光路差変化が光の波長の 1/100 程度までは十分分解できる. この LDI により衝撃波背後の境界層内における密度分布の時間変化の測定⁽⁴⁵⁾, 極低温衝撃波管を用いた衝撃波背後の水素および重水素の回転緩和の測定⁽⁴⁶⁾, 衝撃波管内の流れの診断⁽⁴⁷⁾, 軸対称自由噴流の三次元密度測定⁽⁴⁸⁾がこれまで行われてきた.

本研究での LDI の流れ場への適用を考える. 実験では, 後に述べるように矩形断面のテストセクションを組み, レーザビームはテストセクションに対して垂直に入射させる. 管内の空気がレーザービーム方向に一様であると仮定すると, 式(3.9)は,

$$U = U_0 \cos^2 \left[\frac{\pi K}{\lambda \rho_0} \int_0^L (\rho_2 - \rho_1) dx \right] + U_1 \quad (3.11)$$

(本研究の場合 $K=2.92 \times 10^4$, $\rho_0=1.292 \text{ kg/m}^3$, $L=56 \text{ mm}$, $\lambda=632.8 \text{ nm}$)

となる. 式(3.11)では $\rho_1=\rho_2$ のとき出力電圧 U が最大になる. 式(3.11)を ρ_2 に関する式に書き直すと, 次式のようになる.

$$\rho_2 = \frac{\lambda \rho_0}{\pi K L} \cos^{-1} \left(\pm \sqrt{\frac{\Delta U}{U_0}} \right) + \rho_1 \quad (3.12)$$

式(3.12)の符号のうち, $+$ は $\Delta\phi=0 \sim \lambda/2$ の範囲に, $-$ は $\Delta\phi=\lambda/2 \sim \lambda$ の範囲に対応する.

図 3.4 に, 密度差が時間 t とともに単調に大きくなっていったときの出力電圧の例を示す. $t=0$ で密度差はなく, そのときの電圧は U_2 である. 図 3.4 のような場合, 時間とともに干渉光の明暗がいくつもある. このような場合の一般式は

$$\rho_2 = \frac{\lambda \rho_0}{\pi K L} \left[\cos^{-1} \left\{ (-1)^{n+1} \sqrt{\frac{\Delta U}{U_0}} \right\} + (m-1)\pi + \phi \right] + \rho_1 \quad (3.13)$$

ここで, ϕ は初期位相差による位相遅れである.

$$\phi = \pi - \cos^{-1} \left(- \sqrt{\frac{U_2 - U_1}{U_0}} \right)$$

ΔU と U_0 は

$$\begin{aligned} \Delta U &= U - U_1 \\ U_0 &= U_3 - U_4 \end{aligned} \quad \text{但し, } U_1 = U_3 - U_0 = U_4 \text{ である.}$$

図 3.4 のような場合の干渉光を時間的に記録すると干渉縞ができる. 式(3.13)中の係数 $(m-1)$ は, 最初のピーク電圧の時点を基準にしたときの干渉縞の個数を示したものである. また, 式(3.13)中の指数 $(n+1)$ は, 干渉縞の明るい部分から暗い部分に移行するときは偶数になり, 暗い部分から明るい部分に移行するときは奇数になる. しかし, 密度差が小さくなっていく場合は, 上記と逆に指数 $(n+1)$ は干渉縞の明るい部分から暗い部分に移行するときは奇数になり, 暗い部分から明るい部分に移行するときは偶数となる. これにより式(3.13)の複合と同じ役目を果たす. 図 3.4 の中に, いくつかの m および n の値の範囲を載せている.

以上のことにより, 管内の空気が圧縮を伴って流れている場合の密度計測は, 式(3.13)を用いて行うことが出来る.

3.2 実験装置

3.2.1 波動シミュレータ

本研究で使用した波動シミュレータの概要を図 3.5 に示す。この実験装置は通常のショックチューブの破膜装置を急速開口弁に置き換えたもので、波動駆動部(高圧室)、急速開口弁、波動伝播管(低圧室、テストセクション)により構成される。通常の破膜装置を持つショックチューブでは、高圧室と低圧室との圧力差は比較的高く、隔膜による開口時間が短いため適切な圧力波を形成するのが困難である。そこで本実験では、破膜装置の代わりに急速開口弁を用いて実験を行った。高圧室は内径 76 mm、長さ 24 m の塩化ビニール製の円管で、ここに駆動気体として空気を封入する。また、高圧室と低圧室の気密を保つため仕切り板の両側には Oリングを設置してある。低圧室は図 3.6 に示すように、直管 5 本、曲率半径 $R=5000$ mm で曲げられた矩形管 5 本、曲率半径 $R=4800$ mm で曲げられた矩形管 2 本の合計 12 本で構成されており、全長が 60 m となっている。低圧室に使用した管はすべて断面 56 mm×56 mm のステンレス製の矩形管である。管端は大気に開放されている。そして、この低圧部には開口部の仕切り板から 0.75 m、9.66 m、25.27 m、40.87 m、46.63 m の場所に、圧力測定のための圧力センサーが取り付けられている。以下の論議では、仕切り板から 0.75 m の位置を距離 x の原点とする。そして $x=0$ での圧縮波を初期圧力波形とし、 $x=8.91$ m、24.52 m、40.12 m、45.88 m において管内伝播によって変形した圧縮波の波形を測定する。また、 $x=45.88$ m においてテストセクションを設置してある。テストセクションの側面には光学ガラスが取り付けられており、この光学ガラスを介してレーザビームを低圧室管内に貫通させる。

3.2.2 急速開口弁

圧縮波を発生させるために本実験で使用した急速開口弁を図 3.7 に示す。従来の隔膜方式ではなく、本実験では急速開口弁を用いた。その理由として、従来の破膜装置に比べ安定した圧縮波が作りやすいこと、また比較的開口時間が長いので波面が緩やかな圧縮波を発生させることが挙げられる。急速開口弁の作動圧室内を真空ポンプで負圧にすることでピストンを図の上方(衝撃波管の波動駆動部を閉じる向き)に、逆に加圧ポンプで加圧することでピストンを図の下方(衝撃波管の波動駆動部を開く向き)に移動させることができる。作動に際し、まず、ピストンを上方に移動させ、弁板が波動駆動部と波動伝播管を仕切る位置に移動させる。続いて、電磁石に直流電流を流してピストンを固定し、急速開口弁の作動圧室内に任意の高圧の空気を封入する。作動室圧力 ΔP_v [kPa] (以下、弁圧と呼ぶ) を封気後、電磁石の電流を遮断することで、ピストン前後の圧力差でピストンが急激に下方へ移動する。ピストンと弁板の間には遊びが設けてあり、ピストンがその遊び分だけ下方へ動いた後、ピストンと仕切り板は一体となって動き出すようになっている。その結果、注入された波動駆動部内の駆動気体 ΔP_h [kPa] が波動伝播管内に流入し、その波動伝播管内の空気を圧縮することで圧縮波は形

成される。また、ピストンは終端のゴム製の緩衝材で停止するようになっている。急速開口弁の作動圧室に封入する弁圧や、波動駆動部に封入する空気の圧力などを調整することで、様々な強さ ΔP_c や、最大圧力勾配 $(d(\Delta p)/dt)_{\max}$ の圧縮波を高い再現性で生成することができる。

3.2.3 レーザ差動干渉計

圧縮波背後の流れを測定するために本実験で用いたレーザ差動干渉法(LDI)の光学系の概略を図 3.8 に示す。光源のヘリウム・ネオンレーザ (He-Ne laser; uniphase 社製, Model:1136P, 波:632.8 nm, 出力:20 mW) から出た直線偏光のレーザビームは、波長板(retardation plate; Melles Griot 社製, 02WRM005)により円偏光に変えられる。これにより初期の偏光面の方向性が消えることとなる。次に円偏光のレーザビームは、第 1 のウォラストンプリズム(Wollaston prisms; シグマ光機社製, WPPC-10-05AN)により、偏光面が互いに直交する 2 つの直線偏光のレーザビームに分割される。このウォラストンプリズムから焦点距離だけ離して置いたレンズにより、2 本の平行なレーザビームとなり、それぞれのビームは基準ビーム及び測定ビームとして用いられる。測定ビームは測定対象物を透過し、基準ビームとの間に密度差による光路差が生じている。そして、2 本のビームは第 2 のレンズ及び第 2 のウォラストンプリズムにより再結合する。ここで、再結合したビームは 1 本のビームであるように見えるが、まだ互いに垂直に偏光したままであるため干渉は生じてない。2 本のビームの光路差 $\Delta\phi$ と LDI の出力 U は \cos^2 の関係があるので、実験に際しては振幅の中央部分で測定を行うほうが精度の良いデータを取得することができる。そこで、2 本のビームの光路差を調節するために、バビネ・ソレイユ補償器(Babinet-soleil compensator; Melles Griot 社製, 04SBC001)を用いる。これにより、マイクロメータに連動して 2 本のビームの光路差を調整することが可能となる。その後、第 3 のウォラストンプリズムにより 2 本のビームに分離され、受光器(Photo diode; 浜松ホトニクス社製, S4114-35Q)に照射される。最終的に 2 本の干渉ビームの強度は、受光器の回路で電圧に変換され、直流差動増幅器(Differential amplifier; 岩崎通信機社製, DA-2B)により電圧差がとられる。

3.3 実験方法

実験方法について述べる。最初に急速開口弁を閉じて波動駆動部内に任意の圧力の空気を封入し、次に急速開口弁の作動圧室内に任意の高圧空気を封入する。急速開口弁を開くと、波動駆動部内の空気が波動伝播管内に流入し、その管内の空気を圧縮することで圧縮波が形成される。この測定方法の模式図を図 3.9 に示す。こうして形成された圧縮波による圧力の時間的変化を、低压室内壁に設置した圧力センサーにより測定する。圧力センサーとして、高感度半導体圧力変換器(Kulite 社製, XCS-190-5G)を用いており、共振周波数はカタログ値で 150 kHz である。

弁板から 0.75 m の位置をトリガー源 (S1) とし, 距離 x の原点 ($x=0$) とする. つまり, トリガー源より上流部にある弁板は $x=-0.75$ m となる. S1 の位置から下流側にそれぞれ $x=8.91$ m の位置に S2, $x=24.52$ m の位置に S3, $x=40.12$ m の位置に S4, $x=45.88$ m の位置に S5 の圧力センサーを設置する. S1 がトリガーレベル以上の電圧を感知した時点を実験の原点としてトリガーがかかり, 500ms 間にわたって圧縮波の波形を記録する. また, 圧力測定と同時に, $x=45.88$ m の位置(S5)で LDI による計測も行う.

圧力変換器から出力される電圧はアンプ (DC AMPLIFIER; TEAC 社製, SA-59) により増幅される. また, LDI から出た電圧信号は, 直流差動増幅器 (HIGH GAIN AMPLIFIER; 岩崎通信機社製, DA-2B) により電圧差がとられると同時に増幅される. 増幅された信号はメモリハイコーダ (MEMORY HiCORDER; 日置電機社製, 8861-50) によって測定結果を記録する. また, 測定のサンプリング周波数は 1 MHz であり, データ点数は 50 万点まで取得する.

テストセクション内でのレーザビームの配置を図 3.10 に示す. 本実験は, レーザ差動干渉計の基準ビームと測定ビームを図 3.10 における設定で行った. 図 3.10 に示すように, 基準ビームを主流部分に, 測定ビームを管壁付近に通すことで主流との相対密度を測定した. なお, 2本のビームの間隔は 17.5 mm となっている.

3.4 予備実験

テストセクションにおけるビーム径を測定した結果を以下に示す. 光源側テストセクションの光学ガラスから 130 mm の位置において, ナイフエッジをつけたハイトゲージを用いてテストビームのビーム径を測定した. 測定方法として, ハイトゲージを 5/100 mm 毎下げることでビームの強さを弱め, 差動回路による出力電圧を測定することでビーム径を測定した. 図 3.11 は, フォトダイオードの出力電圧とハイトゲージの移動量を示している. ここで, レーザ強さのエネルギーを断面で見ると正規分布形の強さ I を持っているとして仮定し, レーザ光の太さを I_{\max} の 1/2 となる際の x 軸の幅をレーザ光半値幅とし, レーザ光のビーム径とした. その結果, 本実験におけるビーム径は 446 μm であった.

3.5 測定された圧力波の解析方法とその定義

オーバーシュートが存在しない場合の圧縮波の波形の定義を図 3.12 に示し、オーバーシュートが存在する圧縮波と、圧縮波と衝撃波の混在した圧力波の定義について図 3.13 に示す。本実験では、伝播する圧力波の減衰と変形を調べなければならないが、実験のデータだけでは圧力波の波形の時間変化が見てとれるだけである。これを考察できるデータとするために解析作業を行う必要がある。圧力波の波形で重要なものは、圧縮(圧力)波強さ(つまり最大圧力値)、衝撃波強さ、及び波頭から圧力が極大または極小となるまでの時間である。本研究ではこれらを以下のように定義した。まず、図 3.12 に関しては、各測定位置における圧力が大気圧の状態から上昇し始める点を波頭、圧力の上昇が終了する点を波尾とし、それぞれ点(a), (d)とした。また、点(b)は圧縮波の圧力上昇部での変曲点であり、点(b)の接線と点(d)の接線の交点である点(c)を圧縮波の強さ Δp_c とした。また、図 3.13 に関しては、圧力上昇の開始点を波頭、上昇が終了する点を波尾とし、それぞれ点(a), (f)とした。測定された圧力波においてステップ状の衝撃波部分の圧力波高さ点(b)–(c)間を衝撃波強さ Δp_s 、圧力が最大となり減少へと転じる点(d)における圧力波高さを圧縮波強さ Δp_c とした。点(e)は圧力が極小となる点であり、点(d)–(e)間の圧力波高さを圧力損失 Δp_t とした。また、本研究では衝撃波の図 3.14 のように、伝播する波の最大圧力勾配を測定し、最大圧力勾配が 30 kPa/ms 以上となる位置までを衝撃波とした。

3.6 実験条件

実験を行うに際し、図 3.12 において定義した初期圧縮波の強さ Δp_c 、圧縮波の初期最大圧力勾配 $(\partial(\Delta p) / \partial t)_{\max}$ についての 15 個の初期条件(Case A,B,C,D,E,F,G,H,I,J,K,L,M)を定めた。これらの条件に加え高圧部初期充填圧 $\Delta p_{h,i}$ [kPa]を表 3.1 に示す。

また、圧力センサーの設置位置を、トリガー源 (S1) からの距離 x および伝播距離 (管の長さ) を等価直径 ($D^*=56$ mm) で除した無次元伝播距離 x/D で表したものをそれぞれ表 3.2 に示す。

表 3.1 初期条件

	高圧部初期充填圧 $\Delta p_{h,i}$ [kPa]	初期圧縮波強さ $\Delta p_{c,i}$ [kPa]	初期最大圧力勾配 $(\partial(\Delta p)/\partial t)_{\max}$ [kPa/ms]
case A	70 ± 0.2	36.5 ± 0.1	13.55 ± 0.1
case B	65 ± 0.2	34.1 ± 0.1	12.50 ± 0.1
case C	60 ± 0.2	31.8 ± 0.1	11.67 ± 0.1
case D	55 ± 0.2	29.3 ± 0.1	10.22 ± 0.1
case E	50 ± 0.2	26.6 ± 0.1	7.84 ± 0.1
case F	45 ± 0.2	24.3 ± 0.1	7.41 ± 0.1
case G	40 ± 0.2	20.9 ± 0.1	7.06 ± 0.1
case H	35 ± 0.2	18.4 ± 0.1	6.12 ± 0.1
case I	30 ± 0.2	16.0 ± 0.1	5.01 ± 0.1
case J	25 ± 0.2	12.0 ± 0.1	4.05 ± 0.1
case K	20 ± 0.2	10.9 ± 0.1	3.86 ± 0.1
case L	15 ± 0.2	8.28 ± 0.1	3.06 ± 0.1
case M	12 ± 0.2	6.67 ± 0.1	2.58 ± 0.1

表 3.2 圧力センサーの設置位置

	トリガー源からの距離 x [m]	無次元伝播距離 x/D [-]
S1	0	0
S2	8.91	159.1
S3	24.52	437.9
S4	40.12	716.4
S5	45.88	819.3

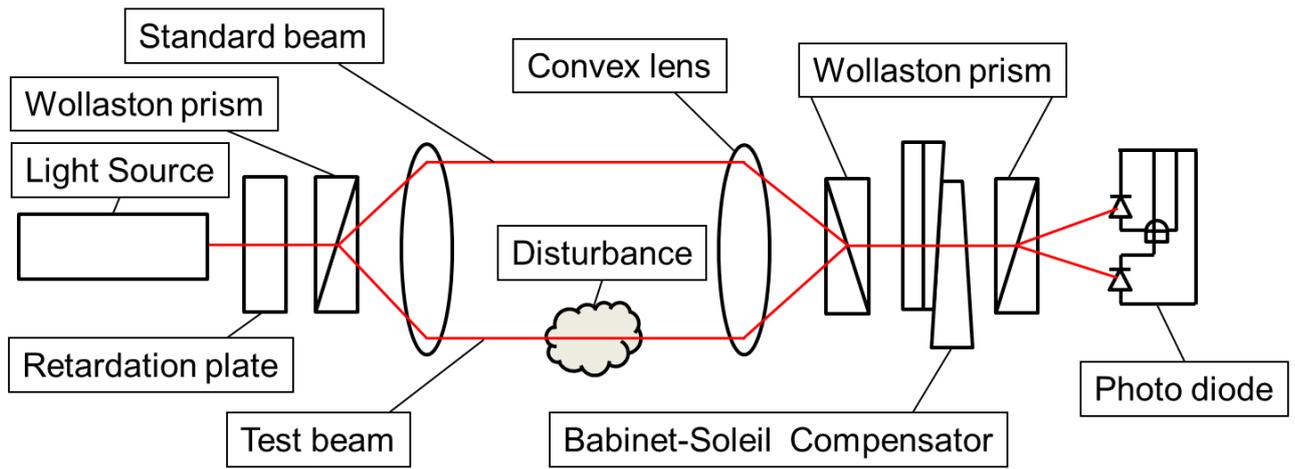


図 3.1 レーザ差動干渉法の光学系

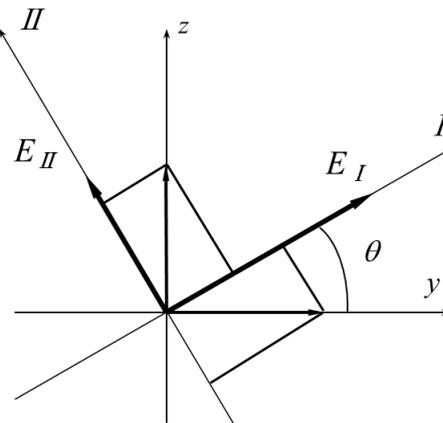


図 3.2 第3 ウォラストンプリズムの傾き

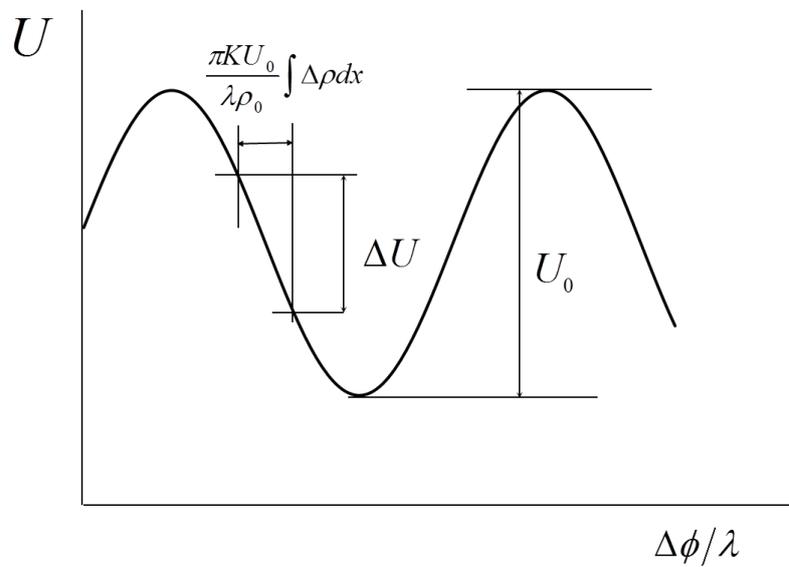


図 3.3 $\Delta\phi/\lambda$ に対する U の変化

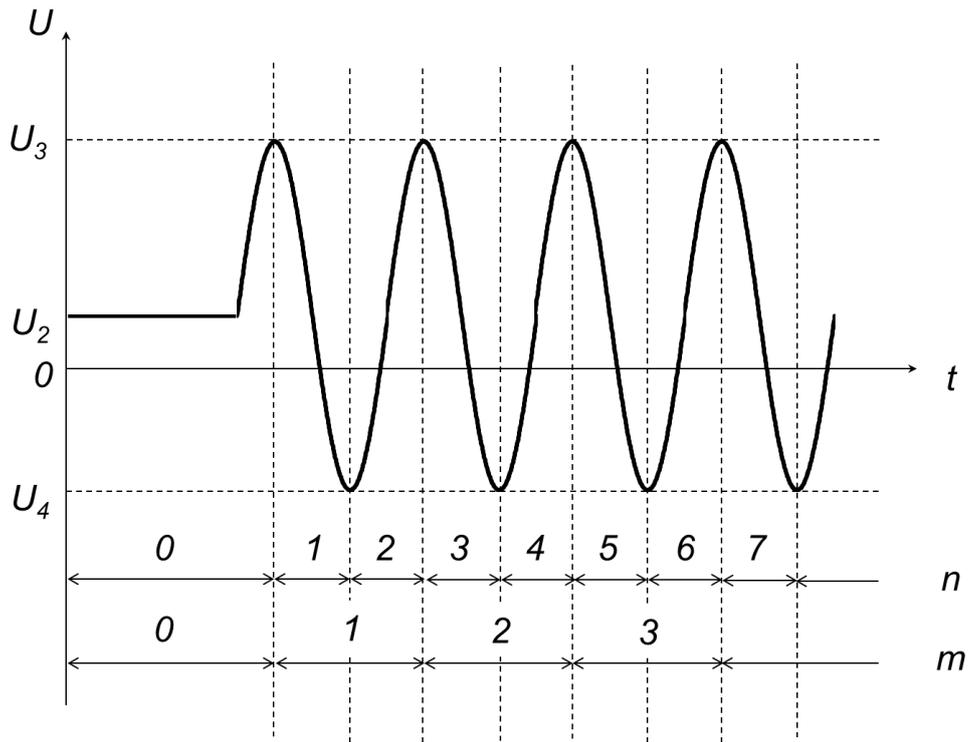


図 3.4 密度差が大きい場合の出力信号

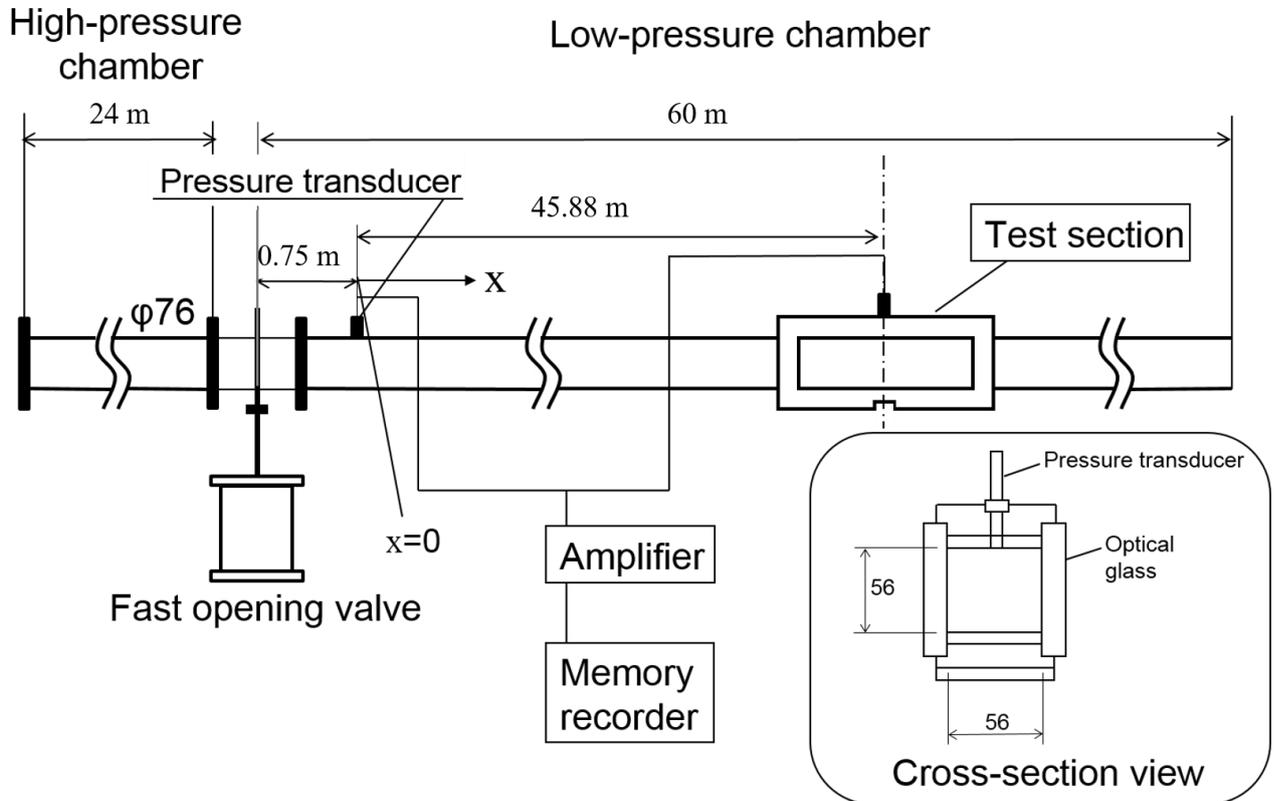


図 3.5 実験装置概略図

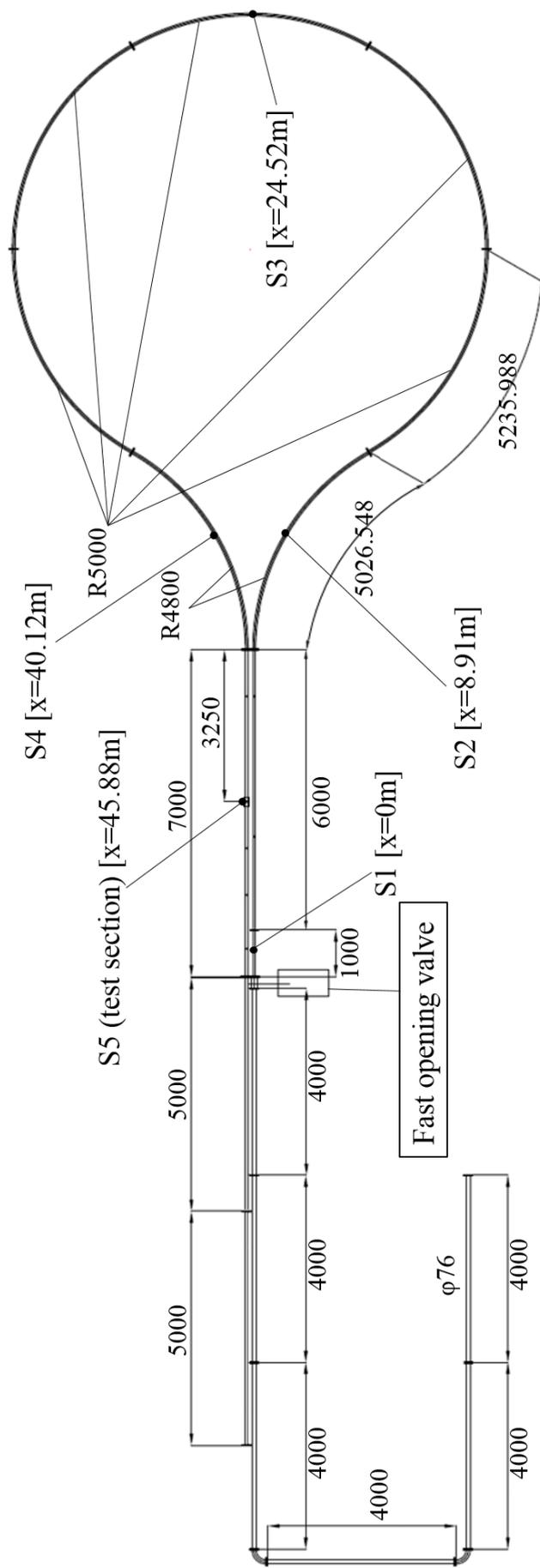


図 3.6 実験装置全体図

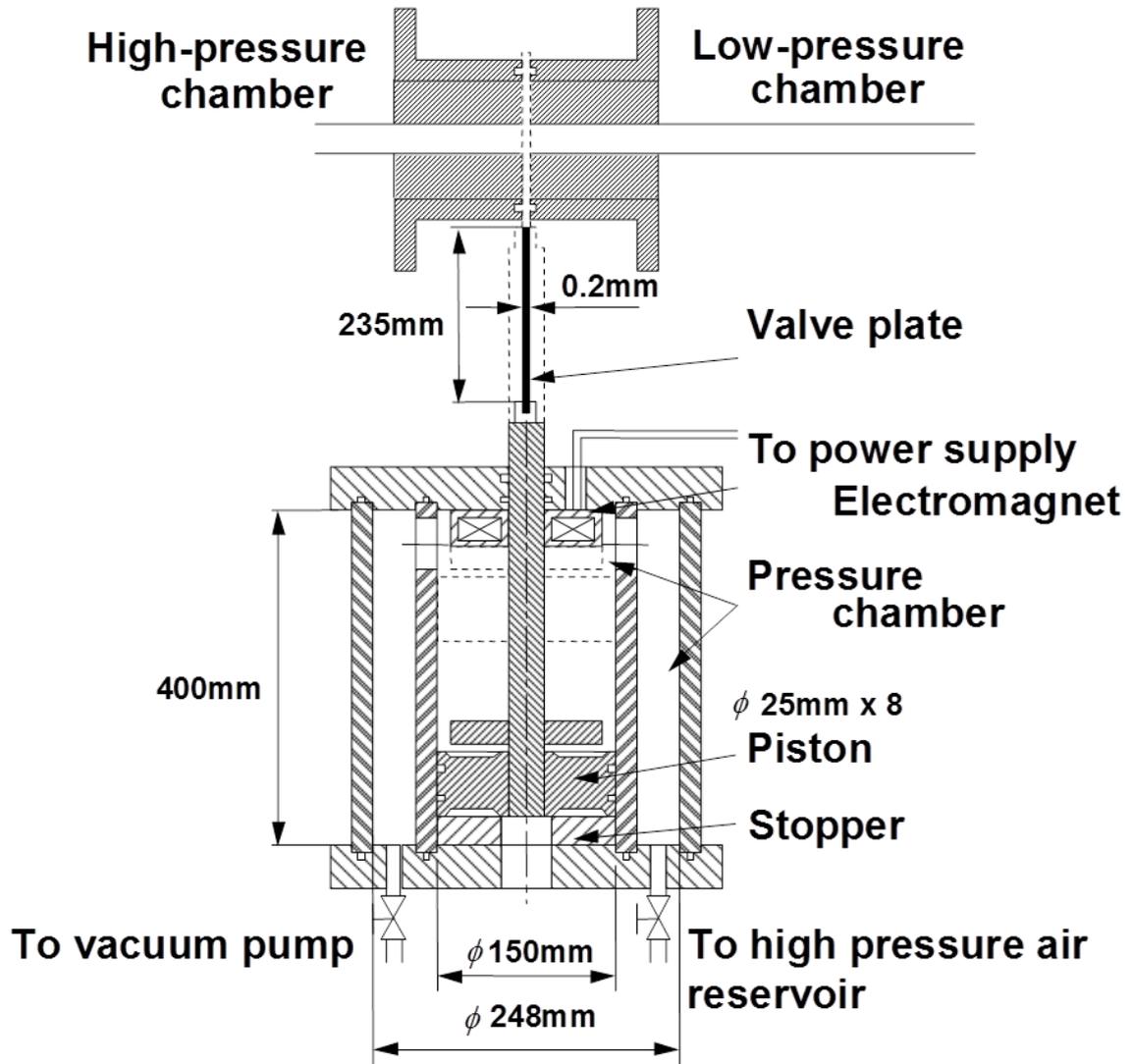


图 3.7 急速開口弁

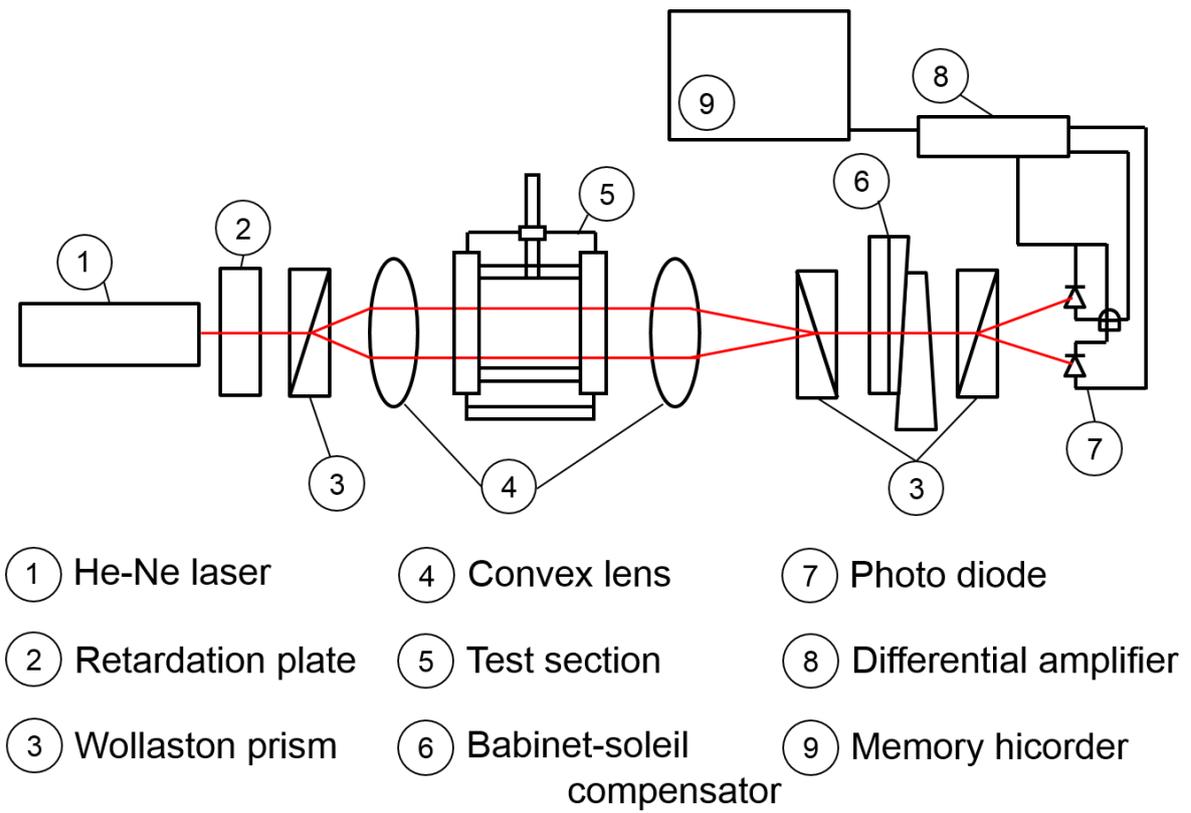


図 3.8 光学系(レーザ差動干渉計)

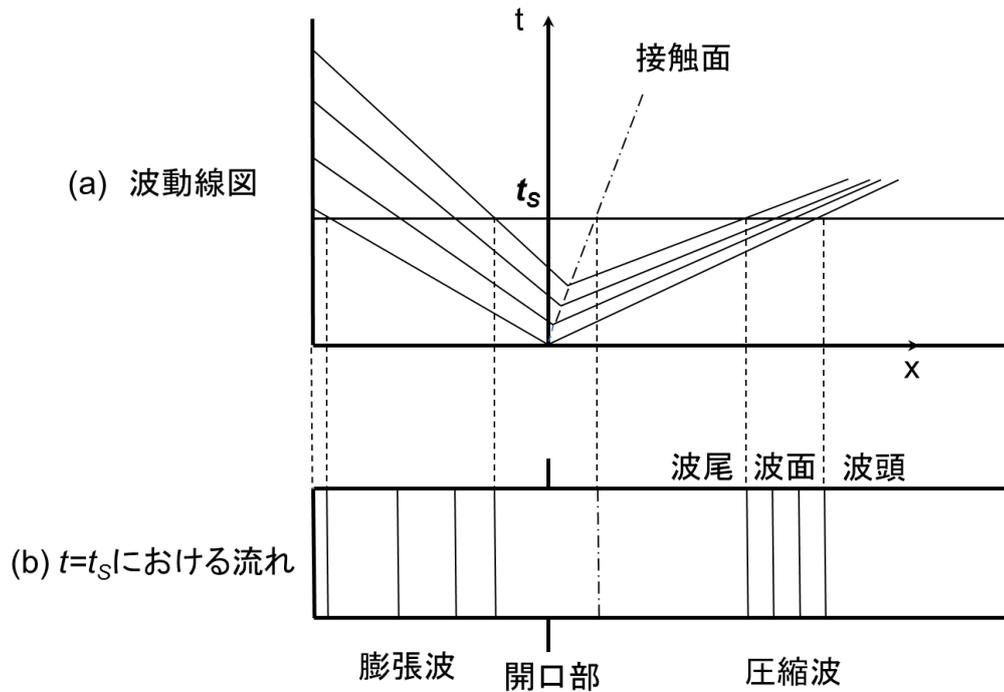


図 3.9 衝撃波管内に形成される圧縮波の模式図

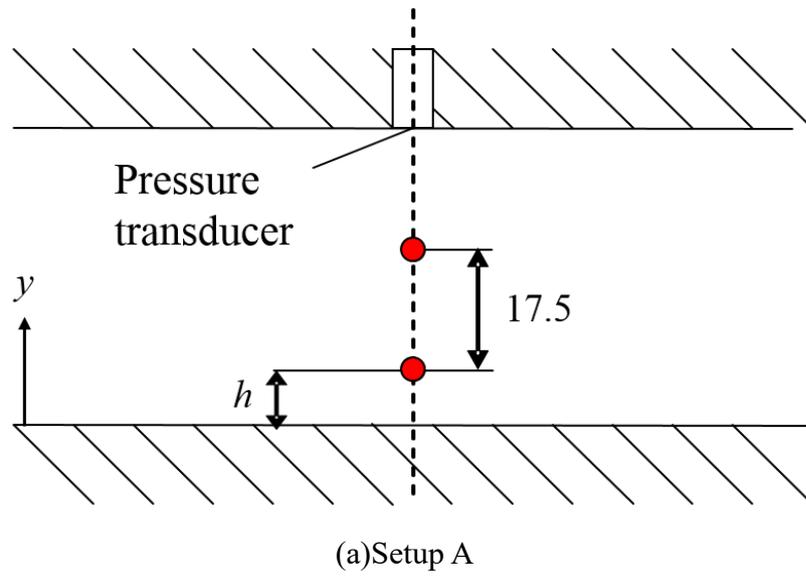


図 3.10 テストセクションにおけるレーザービームの配置

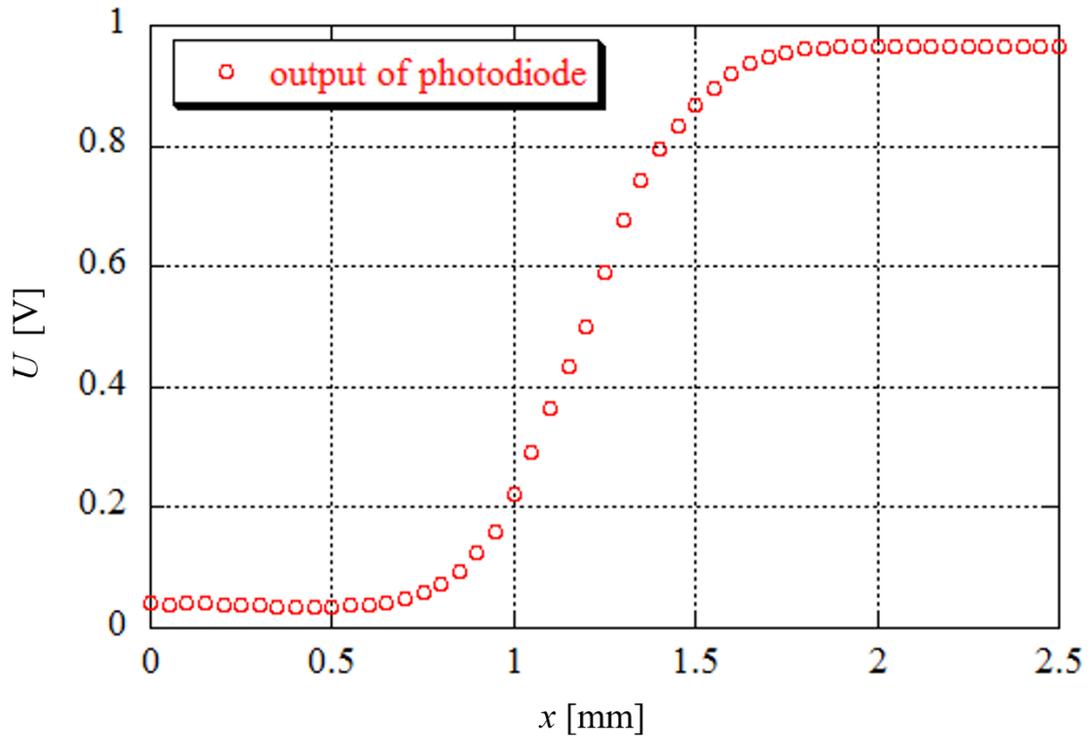


図 3.11 ハイトゲージの刻みに対するフォトダイオードの出力

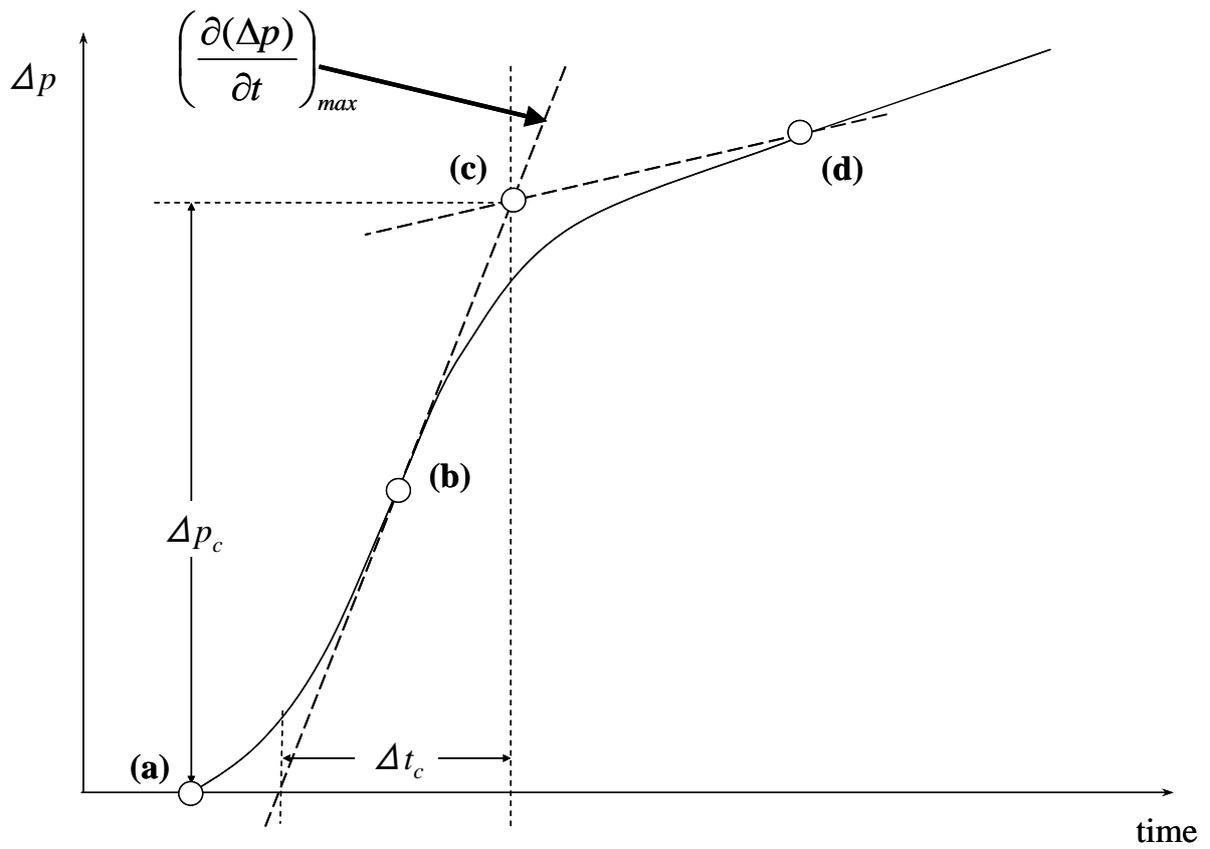


図 3.12 圧力波の定義（オーバーシュートがない場合）

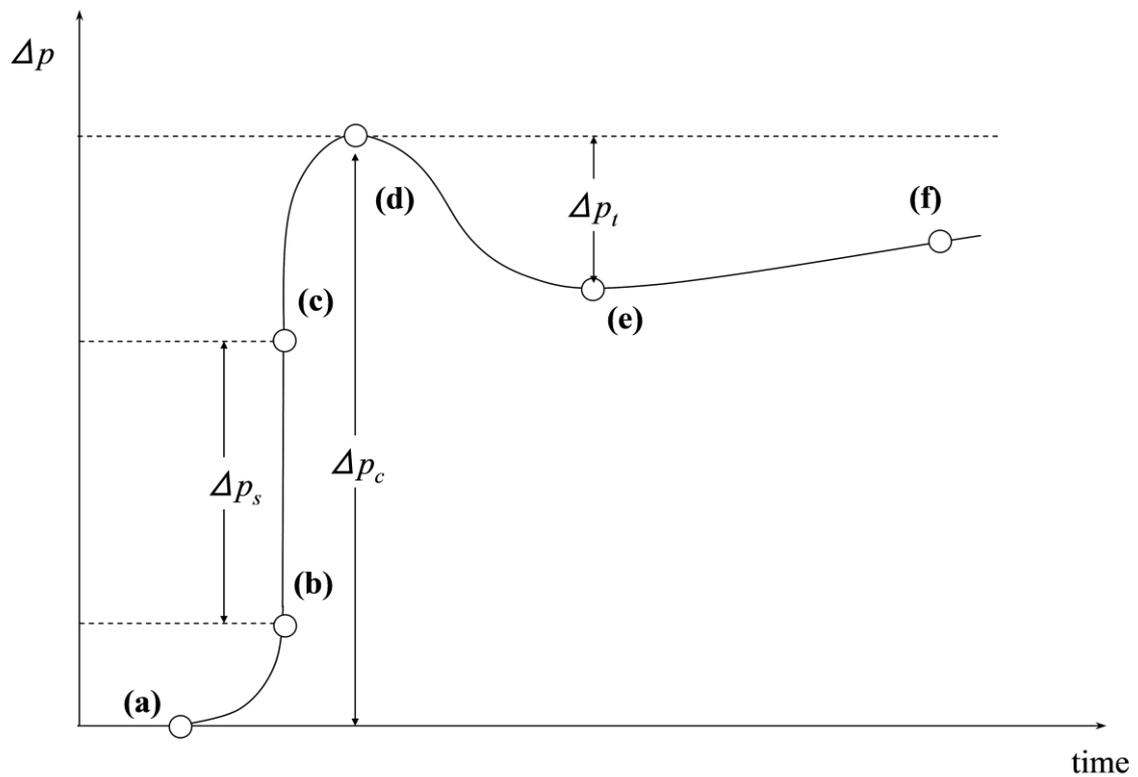


図 3.13 圧力波の定義（オーバーシュートがある場合）

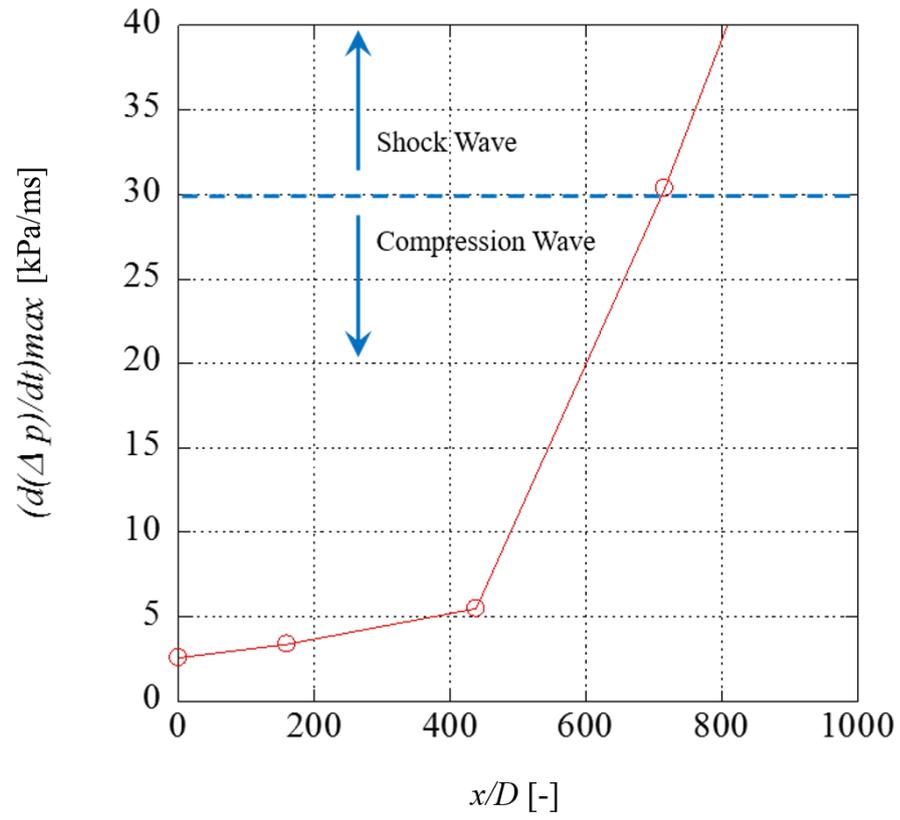


図 3.14 衝撃波の定義

第4章 実験結果および考察

本章では、実験結果について述べる。波動シミュレータを用いて管内に圧縮波を発生させ、管内の圧力を定点測定することにより、圧力波形を取得した。またレーザ差動干渉計により管内の密度を測定し、圧力波背後に発達する非定常境界層の遷移と発達の特性について考察する。

4.1 長い管路内を伝播する圧力波の波形

各条件にて測定された圧力波の波面前面形状を図 4.1~4.5 に示す。初期圧縮波の圧力波形は図 4.1 に示し、伝播圧力波の圧力波形を図 4.2~4.5 に示している。なお、テストセクションにおける圧力波形は図 4.5 に示す。図の横軸は伝播時間、縦軸は大気圧からのゲージ圧である。図 4.1 の波形をみると、本研究で用いた急速開放弁により様々な圧縮波強さおよび最大圧力勾配を持つ圧力波が作り出せていることが分かる。初期の圧縮波波面形状は単調に圧力が増加し、その後の圧力波一定、あるいは緩やかに増加している。図 4.2~4.5 より圧縮波が管内を伝播するにしたがって、非線形効果によって次第に波面が切り立っていき、圧縮波の一部が衝撃波に遷移して衝撃波と圧縮波が繋がった圧力波になっていることが分かる。

case K, case L, case M の場合は、 $x/D=716.4$ ($x=40.12$ m) において衝撃波のステップ状の部分が表れており、case C, case D, case E, case F, case G, case H, case I, case J については、 $x/D=437.9$ ($x=24.52$ m) においてステップ状の圧力上昇が確認できる。また、case A, case B の場合は、 $x/D=159.1$ ($x=8.91$ m) においてステップ状の圧力上昇が確認できる。

なお、 $x/D=819.3$ ($x=45.88$ m)、テストセクション)において圧力波後半の 210 ms 付近で急激に圧力が減少しているが、これは低圧室開口端から反射した膨張波が測定位置に到達したためである。(図 4.6 $x-t$ 線図参照)

伝播するにつれ各条件の圧力強さの差が小さくなっており、圧力強さが大きいほど減衰の度合いが大きくなっている。圧力損失の原因として管摩擦があげられるが、この管摩擦の影響は層流や乱流といった流れの状態や Re 数、管の粗さなどの要素をもつ。本実験では、管の粗さは一定であるため、次節において流れの状態や Re 数について測定した密度から考察を行う。

4.2 レーザ差動干渉計による伝播圧縮波背後の密度測定

図 3.11 に示すようにレーザ差動干渉計 (LDI) の基準ビームを管の中央付近に通し、case A から case M の条件において、テストビームを管下壁より $h=0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0$ mm の 18 点に通し行った。これにより、圧縮波背後の主流と境界層との相対的な密度の時間変化が測定できる。

この実験で得られたレーザ出力信号を、第 3 章で説明した式(3.13)を用いて密度変化に変換

したものを図 4.7 に示す。縦軸は主流との密度差 $\Delta\rho$ [kg/m^3]、横軸は時間 t [ms]となっており測定高さごとに $0.01 \text{ kg}/\text{s}^3$ ずつ差をつけて示している。また明瞭化のため区間を 100 点とする移動平均処理を行っている。

視覚的に密度差 $\Delta\rho$ [kg/m^3]が分かりやすいように図 4.7 より作成したコンターを図 4.8 に示す。縦軸は主流との密度差 $\Delta\rho$ 、横軸は時間 t [ms]となっている。さらに次節において圧力と密度の関係を考察するためテストセクションにおける圧力波形を密度差コンターの下に配置している。

図 4.7 より、全ての条件において、圧縮波の波頭通過後に主流との密度差が上昇していることが読み取れる。これは、テストビームが非定常境界層内を通過し、主流部分と密度差が生じたことを表している。

いずれの条件においても壁面に近くなるにつれ密度が上昇している。また密度の上昇も壁面に近い点から始まっていることが確認できる。さらに壁面から高い位置の密度差では、0 を基準に値が上下しており主流と測定位置の密度差が非常に小さく流れは乱れていると考えられる。

図 4.7 の各々の条件について詳しく見ていくと case A から case J では 140 ms 付近に測定高さ方向のピークが見られる。また case A から case I において 170 ms から 200 ms に波形に谷が存在していることが確認できる。Mirels の境界層理論では、時間変化と共にこのようなピークや谷は発生しないため、測定レーザの 2 点間で遷移などが原因で密度変化に時間差が生じたことが予測される。この谷の部分では壁面近くでは主流と測定部の密度差が確認できるが壁面から離れた部分では、主流との密度差がほぼなくなっていることが確認できる。またコンター図にすると確認できないが谷の領域以降では、乱れが大きくなっており密度の乱れが大きくなっていることが確認できる。この乱れは測定時間全てに一様に乗っていないため、流れの乱れ強さが信号の乱れとなっていると考えられる。

4.3 非定常境界層の遷移

4.3.1 圧力波形と密度変動の関係

図 4.8 より case L, case M 以外の条件では、密度が上昇の特性がおおよそ 3 段階に分かれていることが確認できる。1 段階目を Phase1(遷移開始前)、2 段階目を Phase2(遷移中)、3 段階目を Phase3(遷移終了後)とし、図 4.8 に Phase 間の境界を黒の破線で示す。また case L は Phase1 と 2, case M では Phase1 のみとした。

また Phase の判断は以下のように行った。

- (1) Phase1...密度変化が確認できる高さが瞬間的に 3mm~4mm 程度に増加する点。
- (2) Phase2...密度変化が確認できる高さが瞬間的に 9mm~16mm 程度に増加する点。
- (3) Phase3...密度変化が確認できる高さが最大値から減少する点。

図 4.8 より初期圧力波強さが強いほど波頭から Phase2 と Phase3 が始まる時間が早くなって

いることが分かる。また各条件の圧力波は Phase2 の位置から圧力の減少がみられるが、これは Phase2 の段階で遷移し摩擦係数が増加したことが原因の 1 つと考えられる。この他にも圧力波内の音速の違いによる波形の変化や圧縮波後部に存在する膨張波の影響が考えられるため今後検討が必要である。

次に Phase2 において実際に遷移しているかを確認するために、次節において密度プロファイルの測定値と Mirels の境界層理論における理論値を比較していく。

4.3.2 Mirels の非定常境界層理論と密度変動の比較

境界層内の状態を確認するために、各条件の各 Phase における密度プロファイル境界層厚さ δ と、主流密度と壁面密度の理論値の密度差 $(\rho_w - \rho_e)$ で無次元化したものと、Mirels の境界層理論における層流と乱流の理論プロファイルを図 4.9 に示す。また Phase2 では密度の上昇している領域が高さ方向に急激に上昇していることから遷移を開始していると考え、 ρ_w を層流と乱流の両方の理論値を拡大適用して無次元化を行った。(Phase2 内において緑のプロット点は層流の壁面密度、橙のプロット点は乱流の壁面密度で無次元化)

プロファイル取得点は別途表 4.1 に示す。

Mirels の境界層理論では、乱流の場合壁面近くでは壁面から離れるにつれ急激に密度が減少し、その後緩やかに減少をする特徴を持っている。一方、層流の場合乱流のような壁面近くでの急激な密度変化は見られない特徴がある。この特徴と無次元化された密度を用いて流れの状態を把握していく。

各条件において無次元化した実験値を理論値と比較していくと、Phase1 においては、全て条件で層流の理論値と実験値がよく一致している。Phase2 ではすべての条件で層流と乱流の中間の値をとっており Phase2 が遷移領域であると考えられる。Phase3 では case A から case D においては乱流の値とよく一致しているが、その他の条件では Phase2 と同じく層流と乱流の中間の値をとっている。この原因としては乱流の理論プロファイルでは壁面に近づくほど壁面密度が上昇するため無次元化の分母である $(\rho_w - \rho_e)$ が小さくなったことが考えられる。Phase3 の値は高さ方向の密度変化の乱れが大きく、壁面に近いほど密度が高くなっていない。この原因として、境界層厚さが厚くなり 2 本のレーザ間でほとんど密度差がないうえで、流れが乱れたことが原因と考えられる。

4.3.3 遷移レイノルズ数による考察

密度波形から求めた波頭通過から遷移開始までの時間(Phase2 の開始時間) Δt_{tr1} 、遷移終了までの時間(Phase3 の開始時間) Δt_{tr2} おける Re 数を以下の式で定義する。この式は、圧力による流速と圧力波の伝播速度を考慮し、座標系を波頭に固定するように補正したものである。

$$Re_{tr} = \frac{u^2 U_s}{\nu(U_s - u)} \Delta t_{tr} \quad (4.1)$$

ここで、 u [m/s]は波面背後の ΔP_c [kPa]における流速、 U_s [m/s]は圧縮波を厚さの薄い有限振幅波と見なした時の伝播速度、 ν [mm²/s]は動粘性係数とする。各波形から読み取った Δt_{tr1} と Δt_{tr2} を式(4.1)の Δt_{tr} に代入して求めたレイノルズ数をそれぞれ Re_{tr1} 、 Re_{tr2} とし、図 4.10 に示す。また図 4.10 での横軸のレイノルズ数は以下の式で定義する。

$$Re = \frac{uD}{\nu} \quad (4.2)$$

ここで、 D は管の等価直径である。本実験で用いた一辺 56 mm の矩形管の場合 56 mm となる。図 4.10 には、理論値として乱れ強さ 0.3%の平板定常流における境界層の遷移レイノルズ数⁽⁴⁸⁾（遷移開始 $Re=1.3 \times 10^6$ 、遷移終了 $Re=6.0 \times 10^6$ ）をプロットしている。図 4.10 より、遷移開始時の遷移レイノルズ数 Re_{tr1} は、平板定常流における遷移開始時の遷移レイノルズ数より小さい値をとっているが高い Re 数においては近い値をとっており、遷移していることが考えられる。次に、遷移終了時の遷移レイノルズ数 Re_{tr2} は平板定常流における遷移終了時の理論値とよく一致しているが、 $Re=1.0 \times 10^5$ より小さい条件では小さくなっていることが確認できる。また、遷移終了時の遷移レイノルズ数 Re_{tr2} においても流れ場のレイノルズ数が大きい条件になるにつれて、実験結果から得られた遷移レイノルズ数は大きくなることが確認できた。

レイノルズ数が小さくなるほど理論値を離れた値をとるが、これは、平板定常流における圧力、流速が一定であるが、実験で用いた管路内の圧力や流速が一定でないため、遷移時間がその影響を受け、式(4.1)の Δt_{tr} が変化したことが原因であると考えられる。そのほかの原因として主流の Re 数が増加すると流速が増加するが、本実験では管の粗さなど流れの乱れ強さに影響を与える要素は変更していない。そのため、主流 Re 数が低い条件では流速に対する乱れ強さの影響が相対的に増加したために遷移が早まったのではないかと考える。参考とした平板定常流における遷移 Re 数の理論値も流れ場の乱れ強さの影響を受けるため⁽⁵⁰⁾、今後流れ場の乱れ強さについての検討が必要である。

4.4 非定常境界層の発達と完全発達流れ

これまで圧力波背後の境界層の流れの状態について密度プロファイルや Re 数から検討をおこなった。その中で図 4.8 の密度差コンターの case A から case F の条件において、最大で 30 ms (10.12 m)の区間で高さ方向の密度プロファイルが伝播方向において変化しない領域が確認できた。そのため、伝播方向のいくつかの点で主流との密度差の変化を確認した。この結果を図 4.11 に示す。青いプロットポイントは伝播方向の密度差変化がなくなる点の密度差、その他のプロットポイントは伝播方向の密度変化が無くなったと考えられる点の密度差である。

なお完全発達流れとなった領域の判断は以下の 3 項目でおこなった。

- (1) $h=16.0\text{ mm}$ における波形で密度差が確認できる領域.
- (2) $h=0.5\text{ mm}$ の密度差波形を時間微分した後 10000 点の移動平均をかけ、密度の変化率が $\pm 5.0 \times 10^{-4}\text{ (kg/m}^3\text{)/ms}$ 程度の 1 対の山と谷が終わった後の領域.
- (3) 項目(1), (2)と図 4.7, 図 4.11 と図 4.12 の総合判断.

6 つの条件全てで、伝播方向の密度変化が無くなったと考えられる領域(完全に発達したと考えられる領域)の密度差に各位置での大きな差は見られず、特に壁面においてはすべての条件で密度差が伝播方向でよく一致している。壁面から離れた位置では、境界層の発達にともない主流にも乱れが生じたためか、いくつか一致していない点も見られた。

図 4.13 は、完全発達流れとなったと判断した管の無次元長さを示している。また参考として本実験の Re 数とよく一致した条件($Re=4.0 \times 10^4 \sim 1.8 \times 10^5$)で K.Lien らによって報告された無次元長さ $x/D=150^{(51)}$ と遷移終了点からその無次元長さ、Mirels の境界層理論において乱流境界層厚さが管の中心に達した際の管の無次元長さを示している。K.Lien らの行った実験では、助走区間の始点の流れの状態が乱流であるため、本実験で遷移が終了したと確認した領域を始点としている。

実験の結果は、遷移終了点を始点とした K.Lien らが報告した無次元長さと Mirels の境界層理論から算出した値とよく一致している。また Re 数の増加とともに完全発達流れとなる管の無次元長さが短くなる傾向は、K.Lien と Mirels の値ともに確認できた。

本研究で密度波形から見積もった遷移終了点を始点とし、K.Lien によって報告された乱流の完全発達無次元長さが、本研究で行った完全発達無次元長さの実験値とおおよそ一致しているため本研究で密度波形から見積もった遷移終了点がおおよそ信頼に足る値であると考えられる。

表 4.1 プロファイル取得時間(単位は ms)

条件	Case A	Case B	Case C	Case D	Case E	Case F	Case G
層流	131	133	133	135	135	135	138
遷移	145	145	150	150	150	150	160
乱流	160	160	165	165	170	180	180
条件	Case H	Case I	Case J	Case K	Case L	Case M	
層流	138	140	140	145	150,180	150,180	
遷移	160	165	160	160	210		
乱流	180	180	200	200			

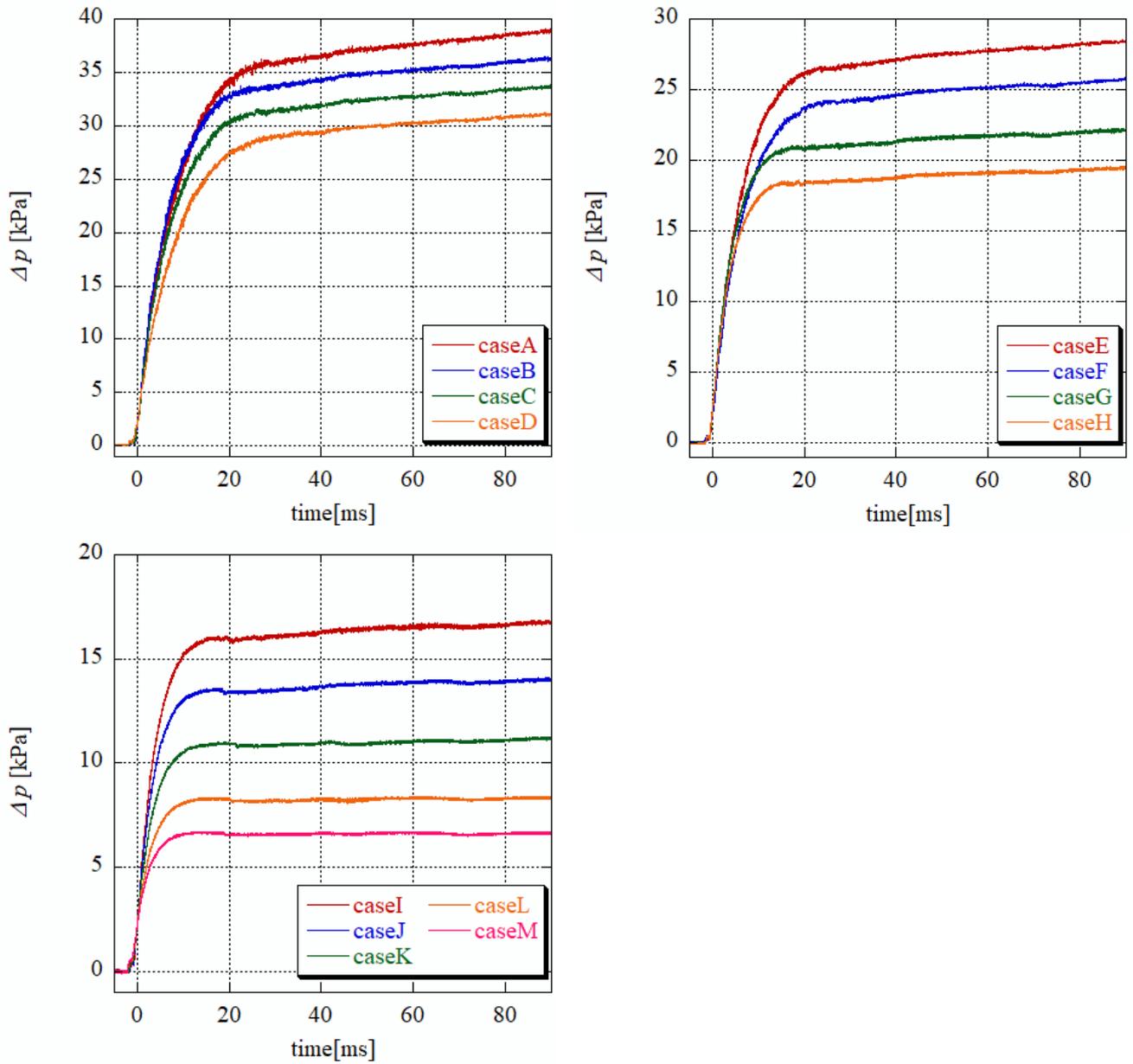


図 4.1 初期圧縮波の圧力波形, $x/D=0$ ($x=0, S1$)

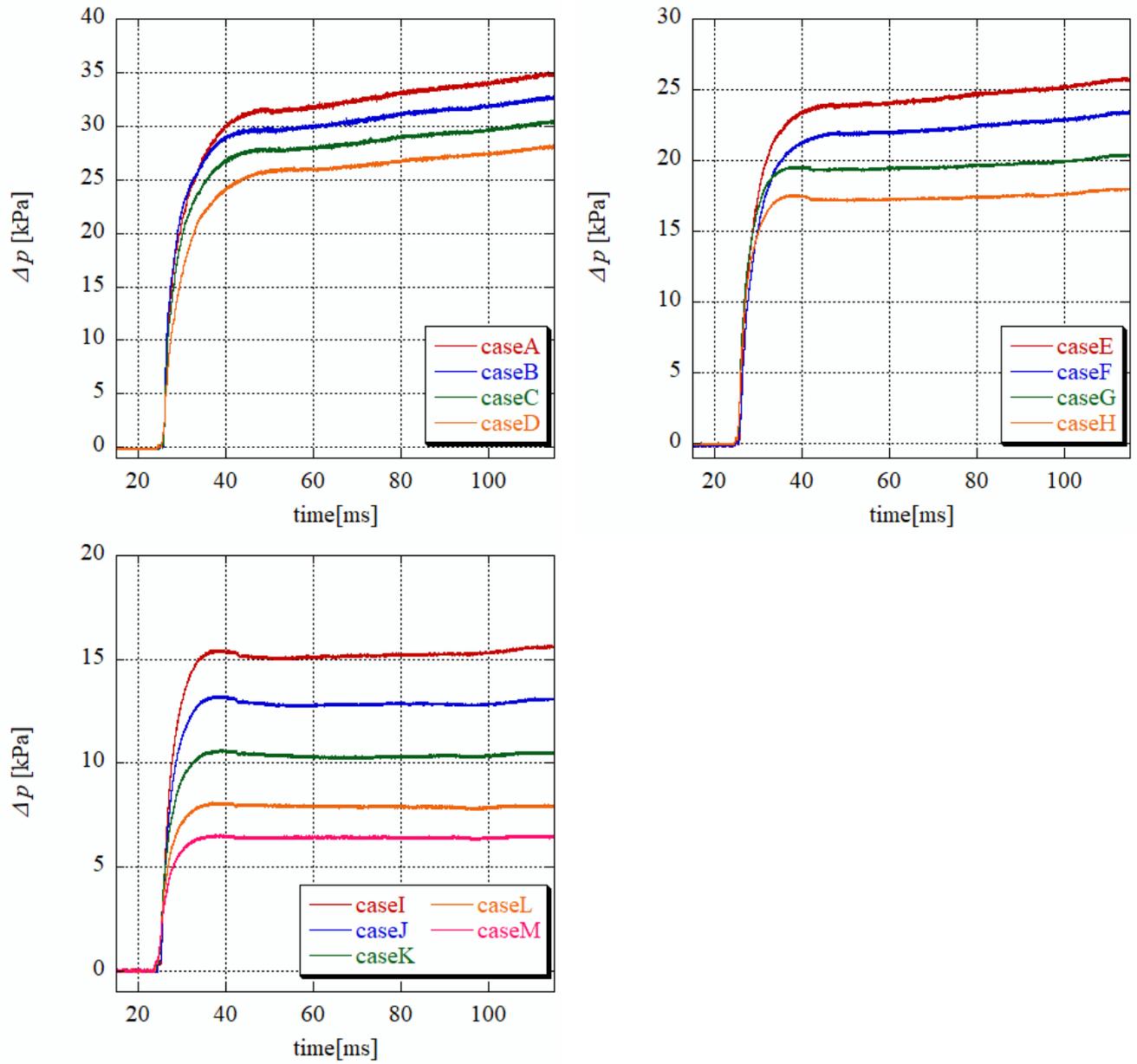


図 4.2 伝播圧力波の圧力波形, $x/D=159.1$ ($x=8.91$ m, S2)

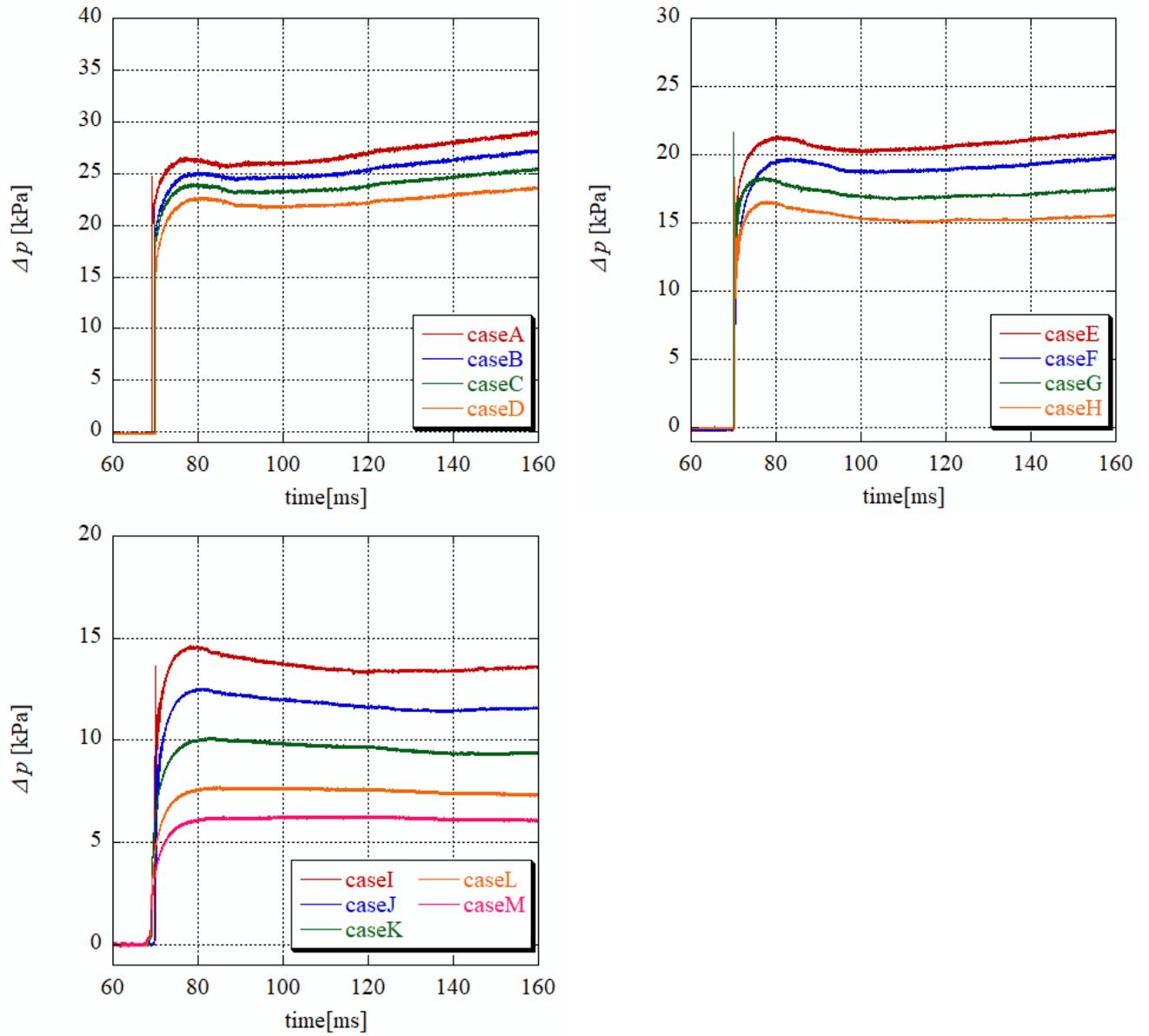


図 4.3 伝播圧力波の圧力波形, $x/D=437.9$ ($x=24.52$ m, S3)

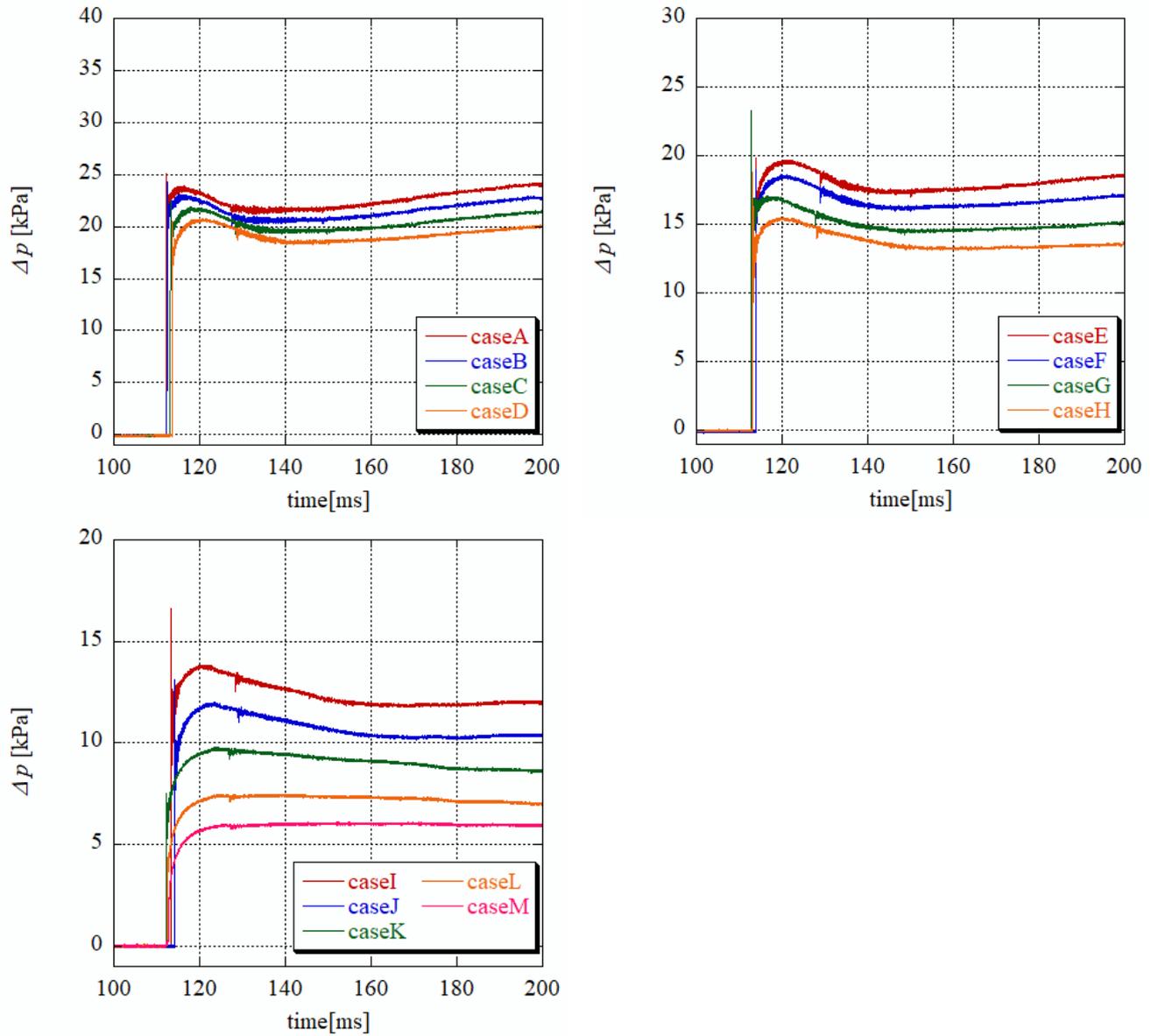


図 4.4 伝播圧縮波の圧力波形, $x/D=624.8$ ($x=34.89$ m, S4)

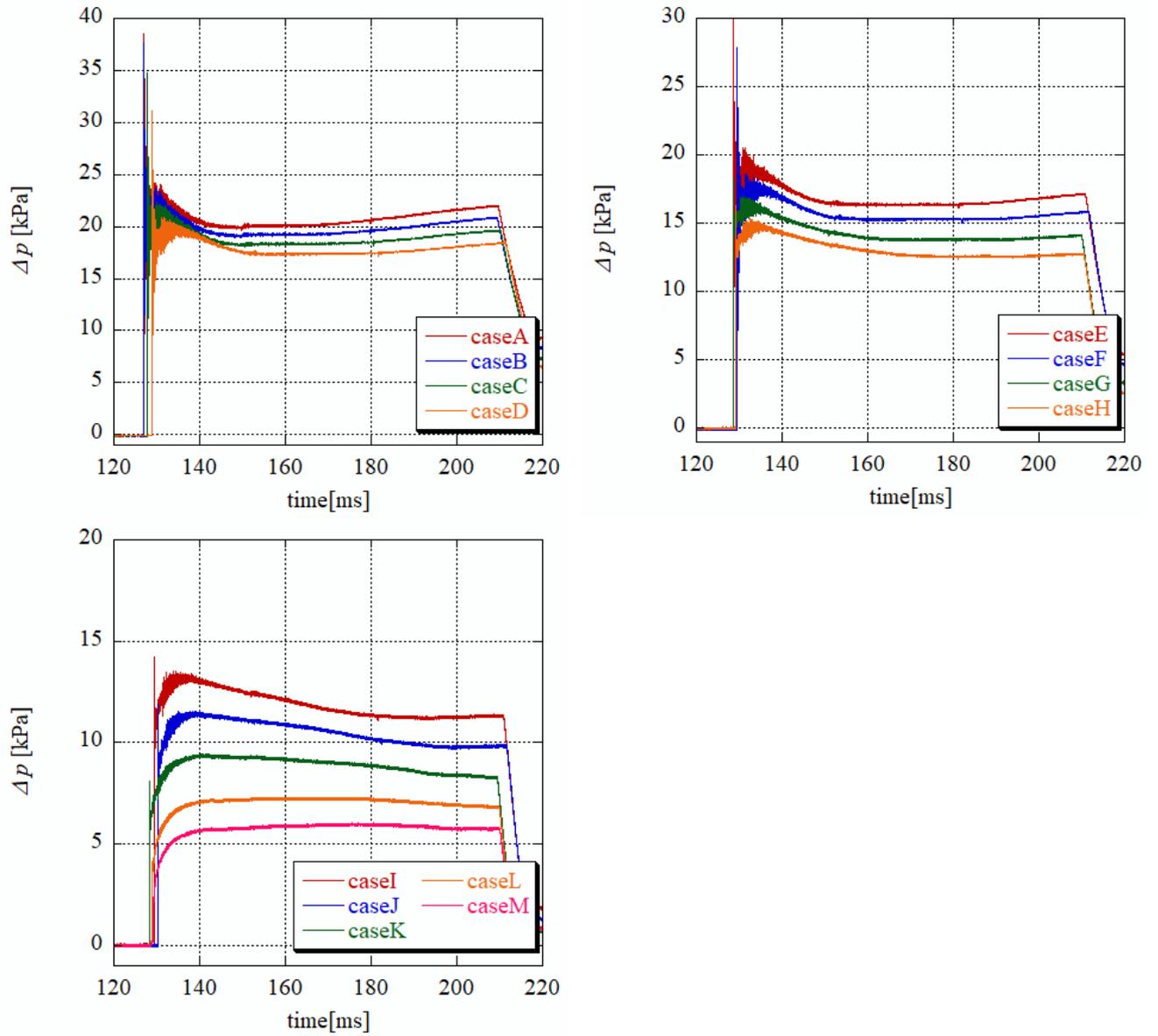


図 4.5 テストセクションにおける圧力波形, $x/D=819.3$ ($x=45.88$ m, S5)

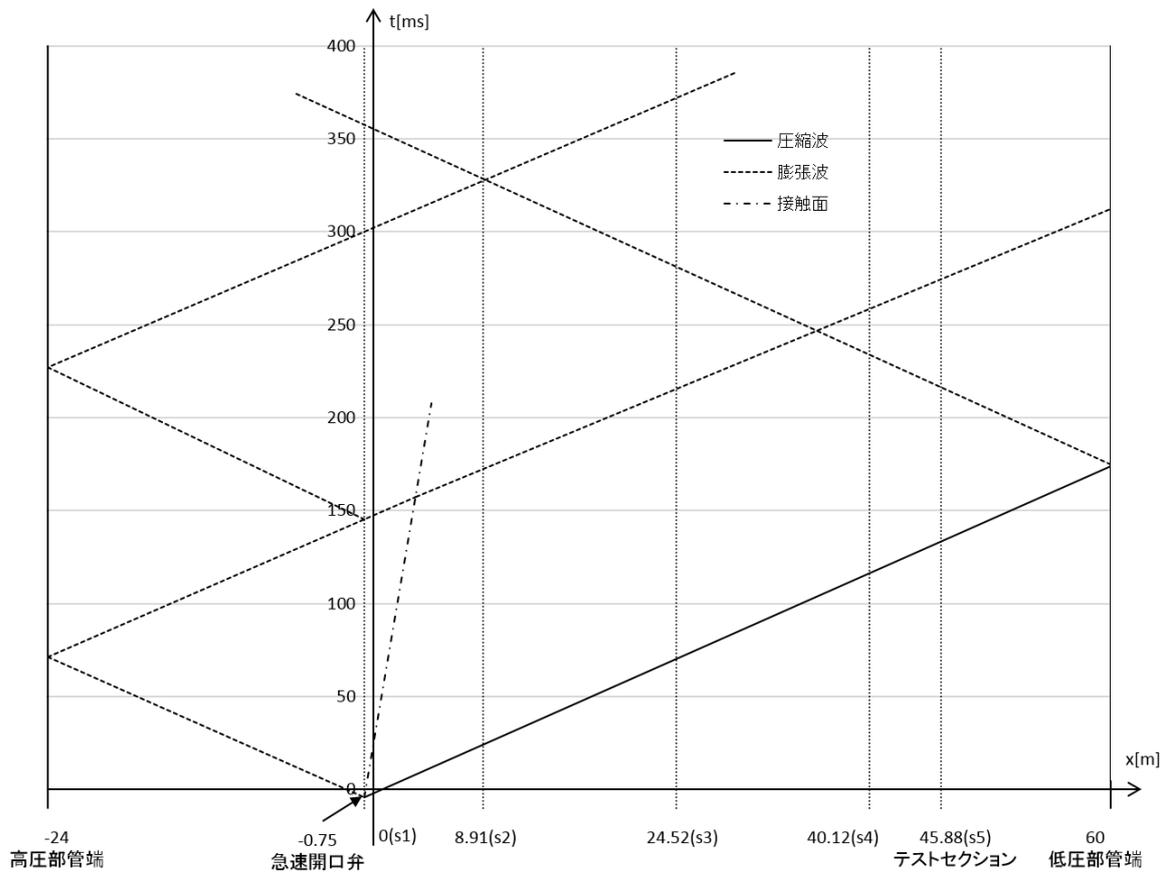


図 4.6 $x-t$ 線図

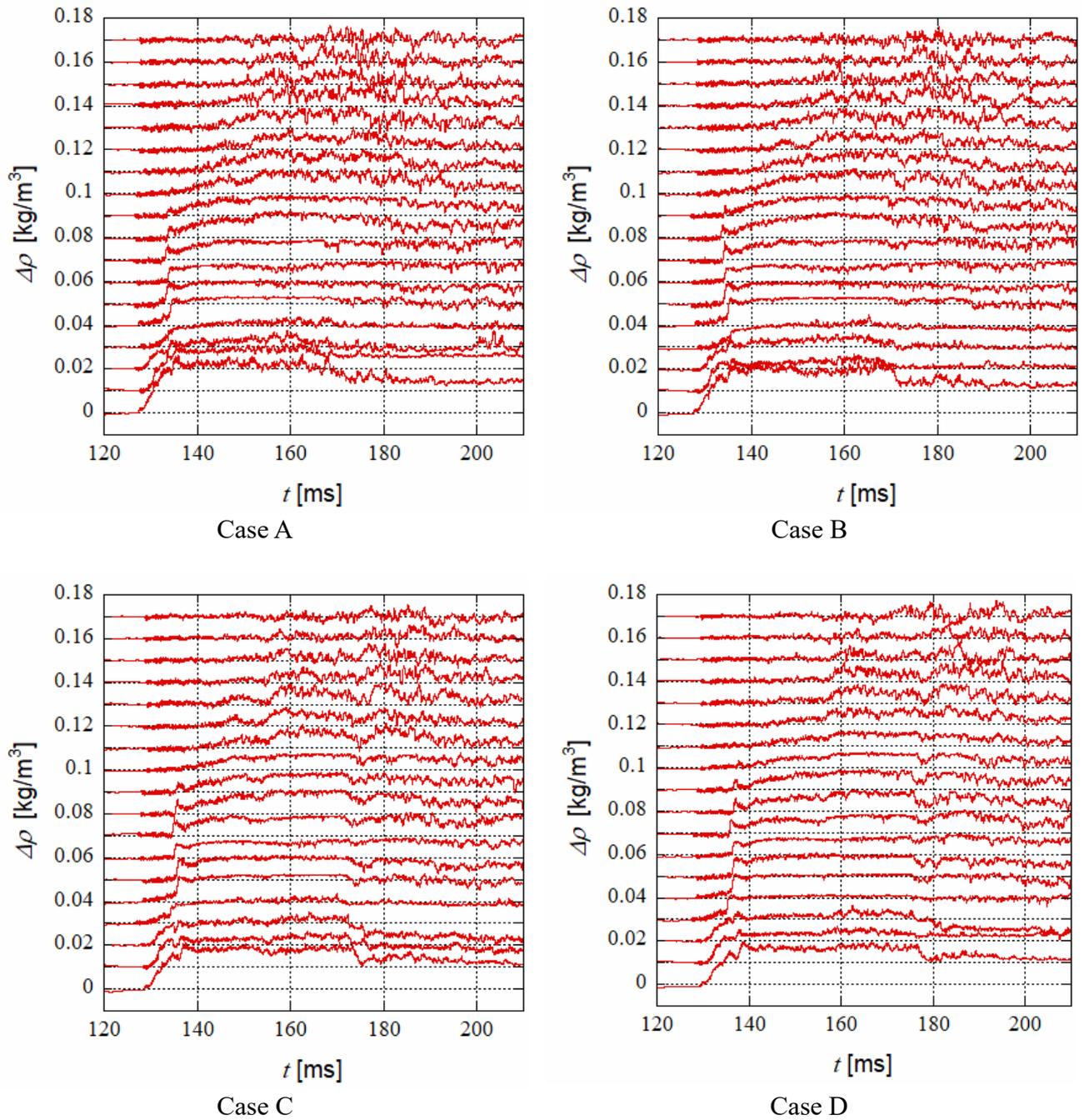


図 4.7 テストセクションにおける主流との密度差

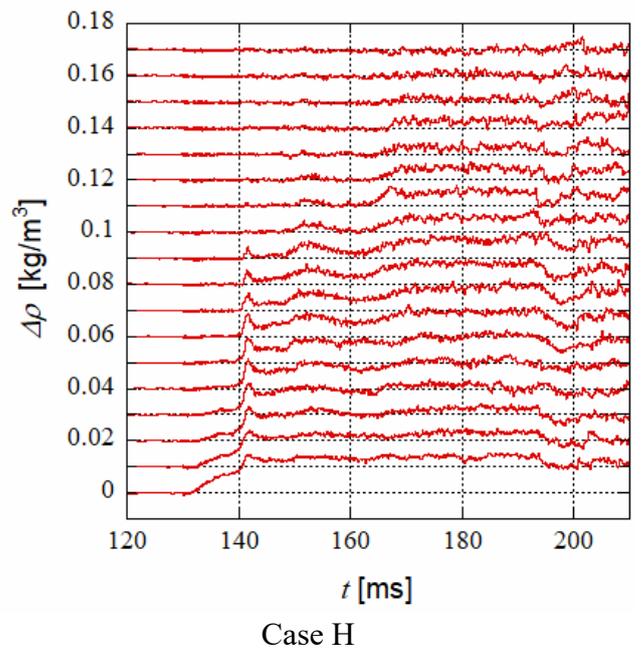
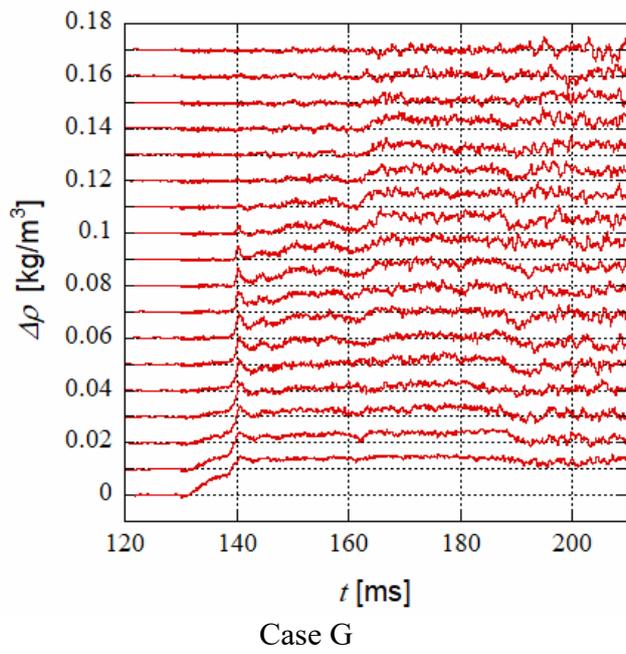
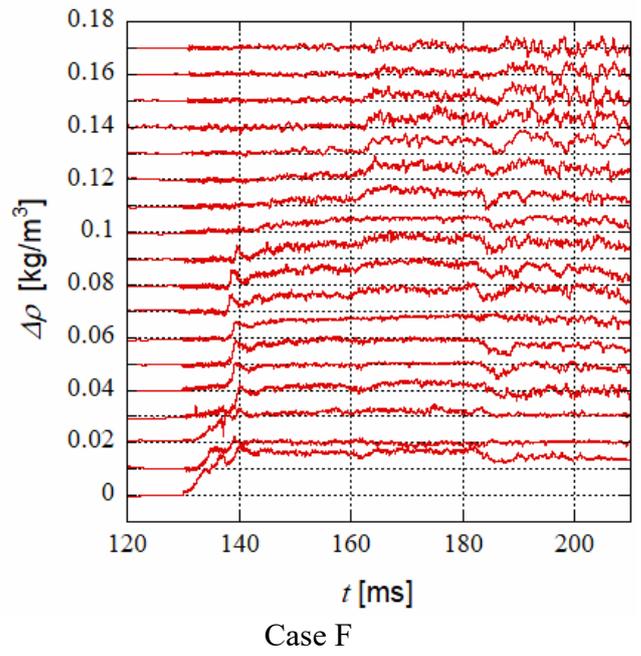
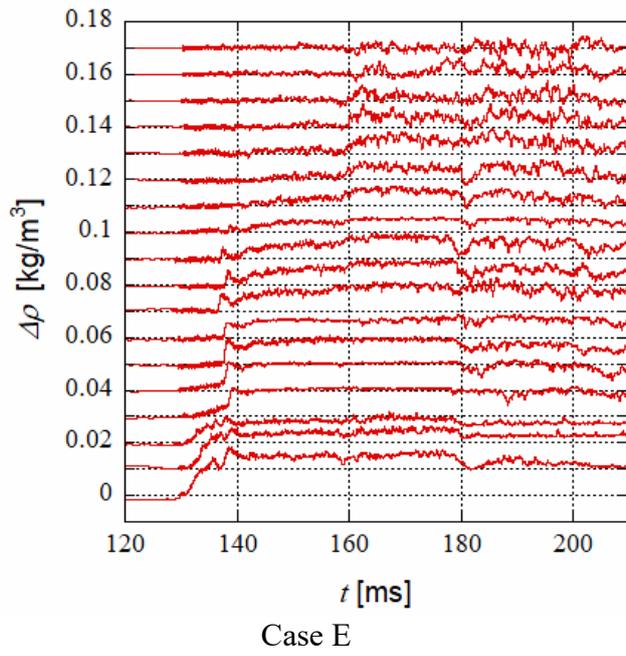


図 4.7 テストセクションにおける主流との密度差

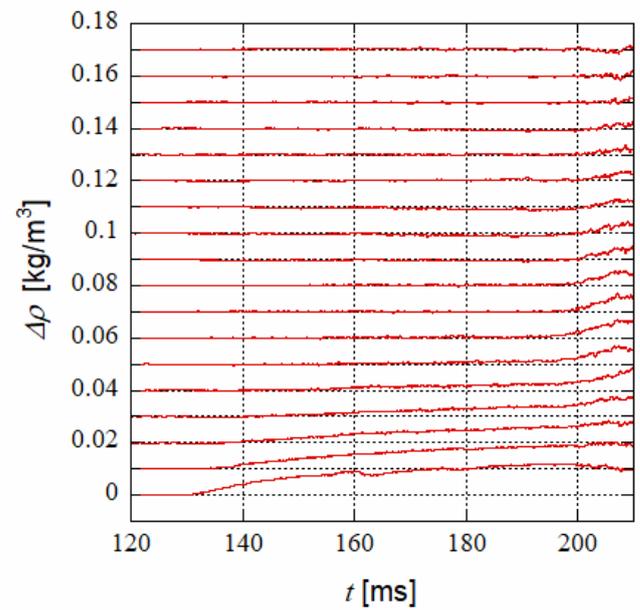
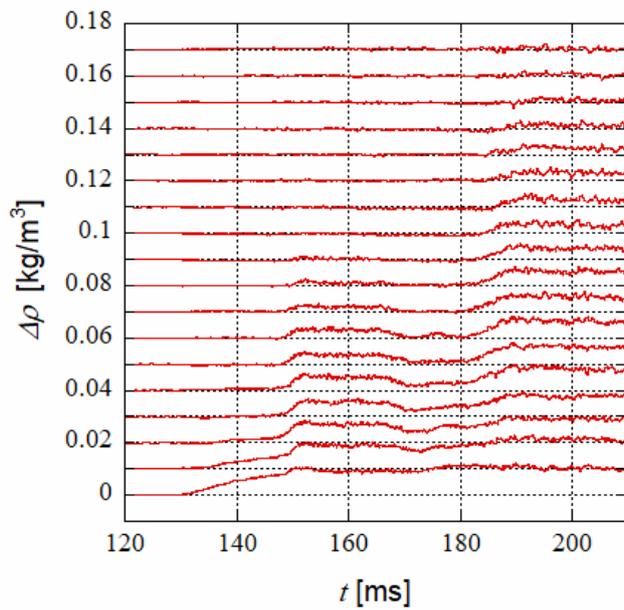
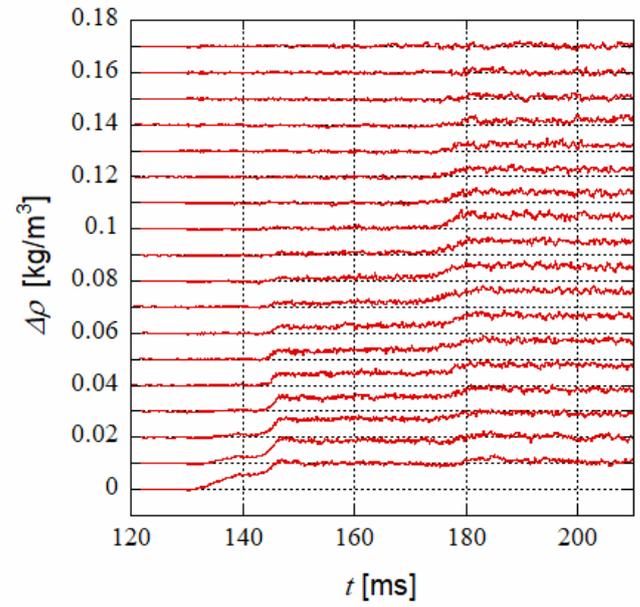
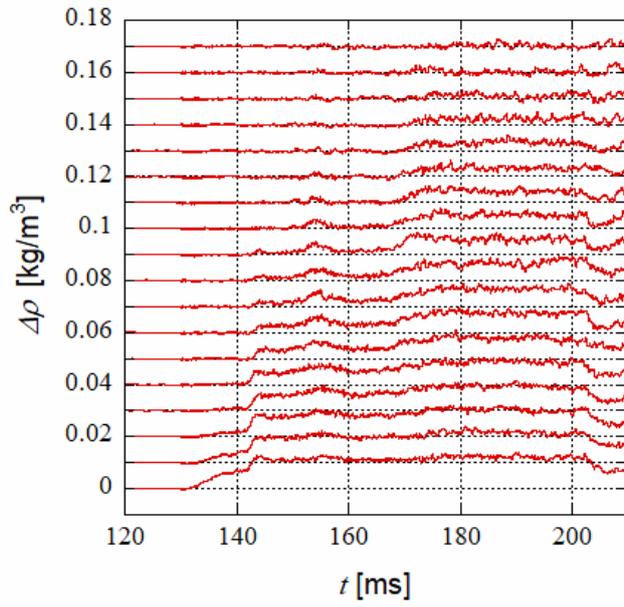


図 4.7 テストセクションにおける主流との密度差

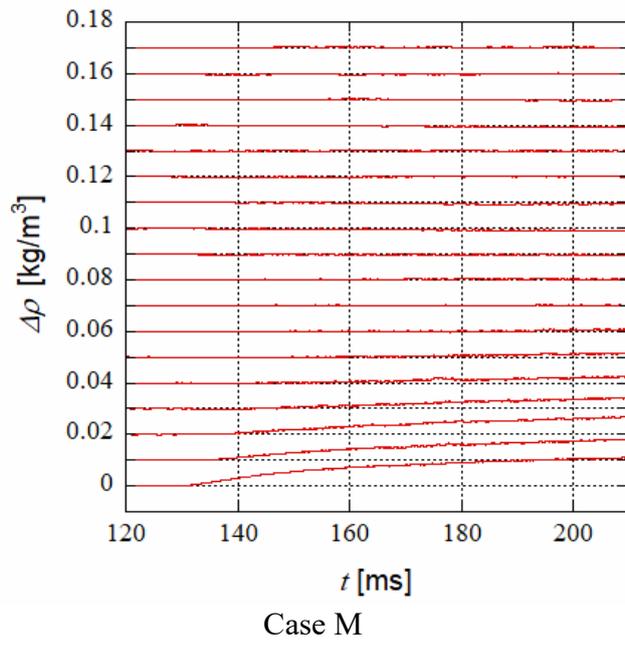
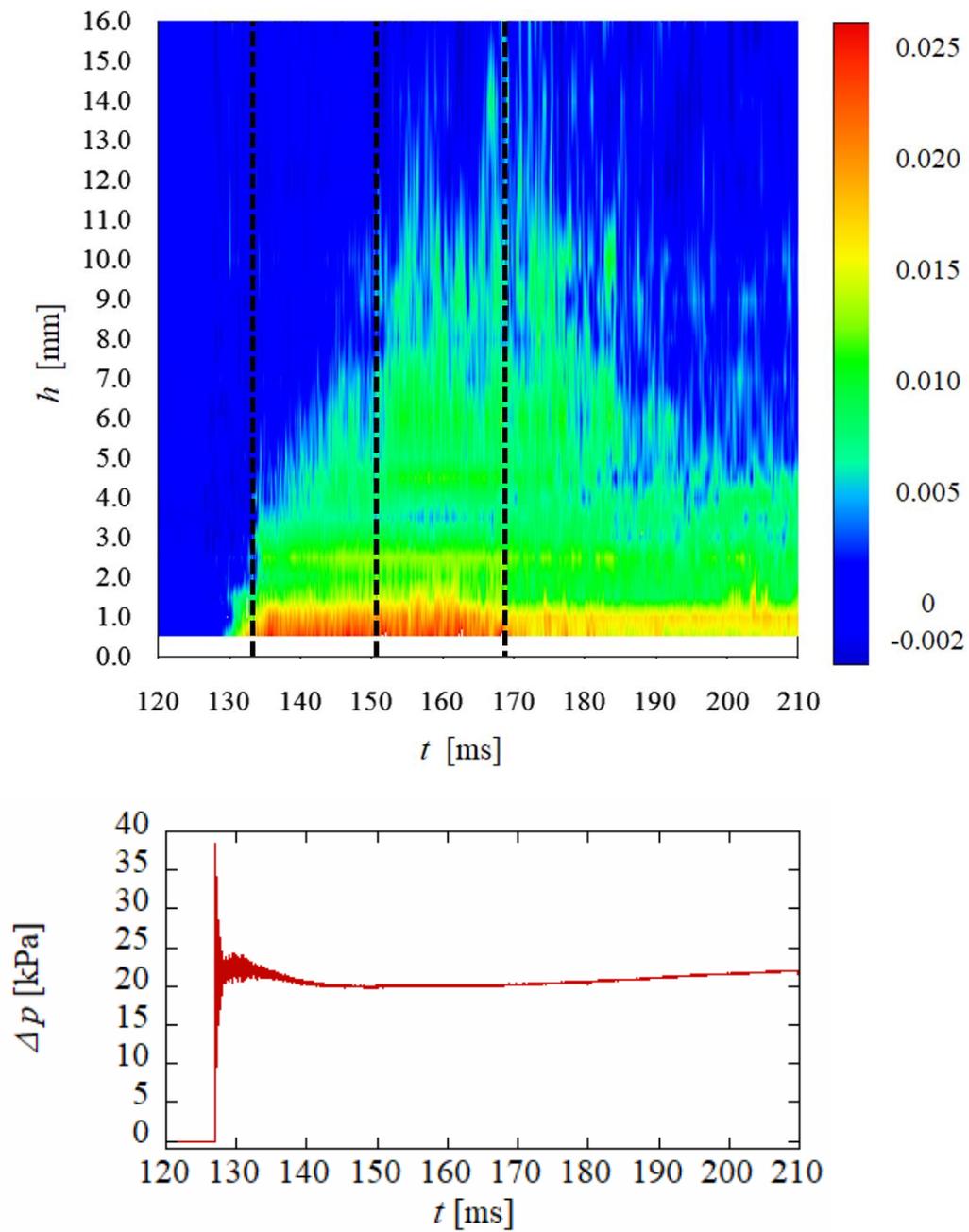
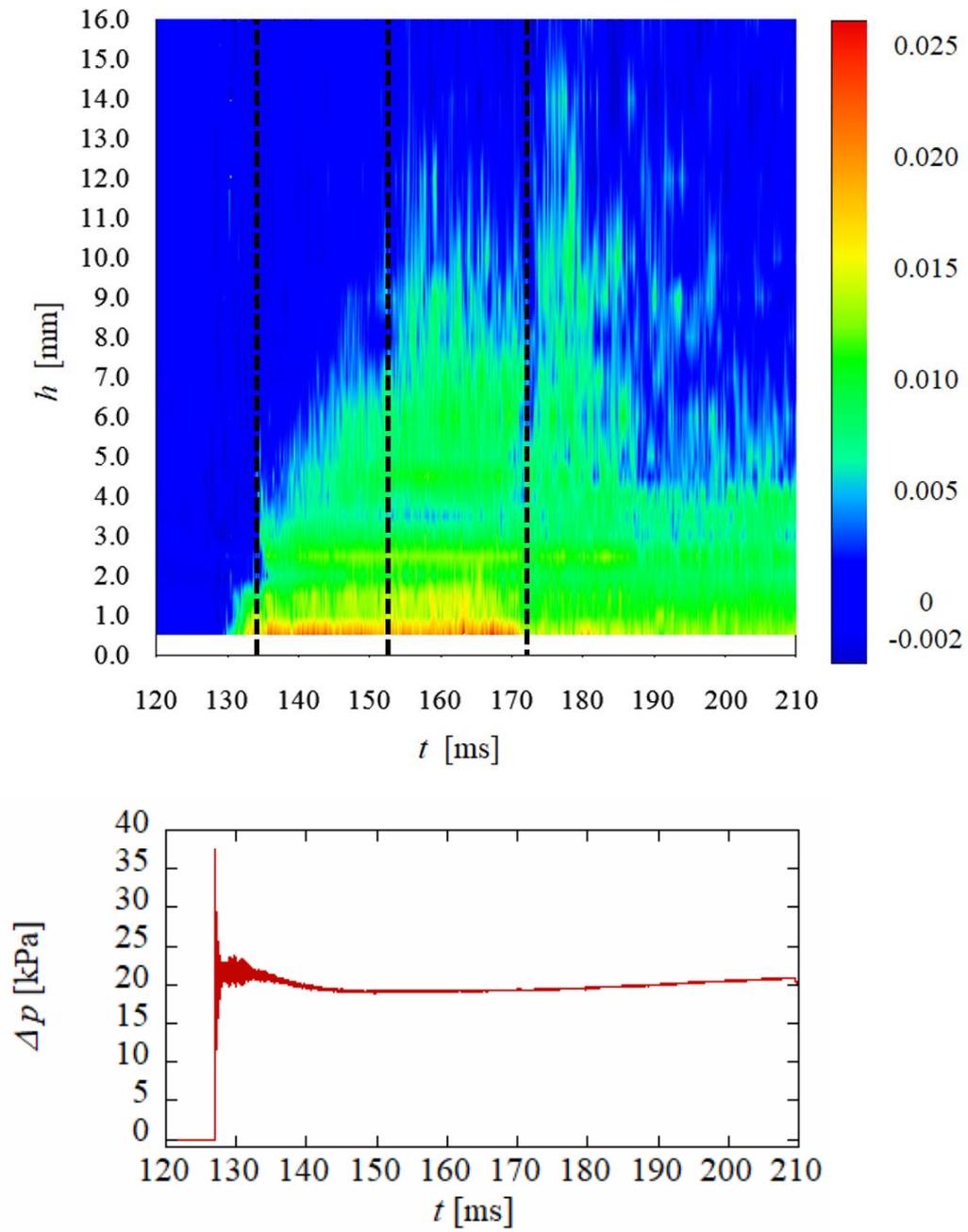


図 4.7 テストセクションにおける主流との密度差



Case A

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case B

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形

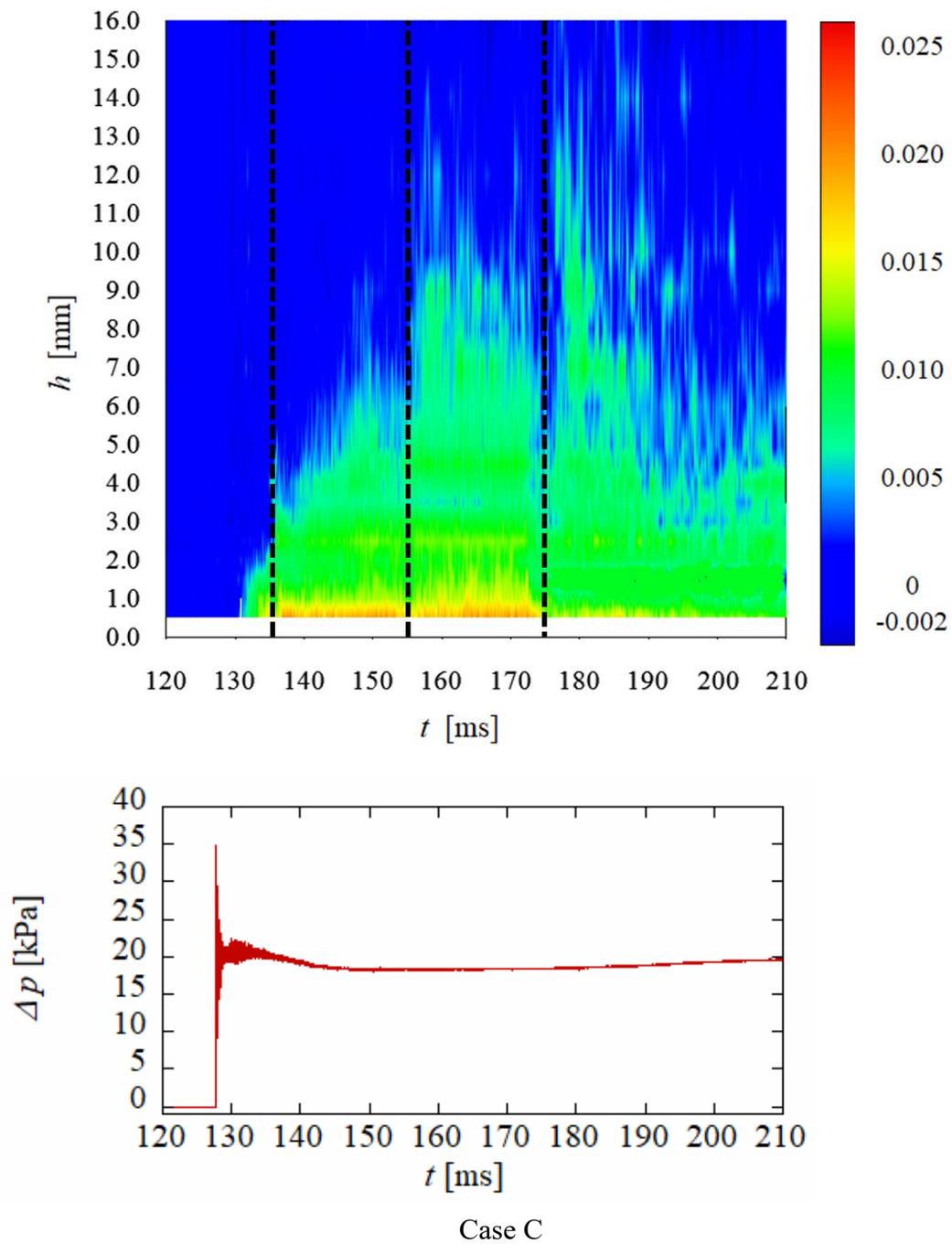


図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形

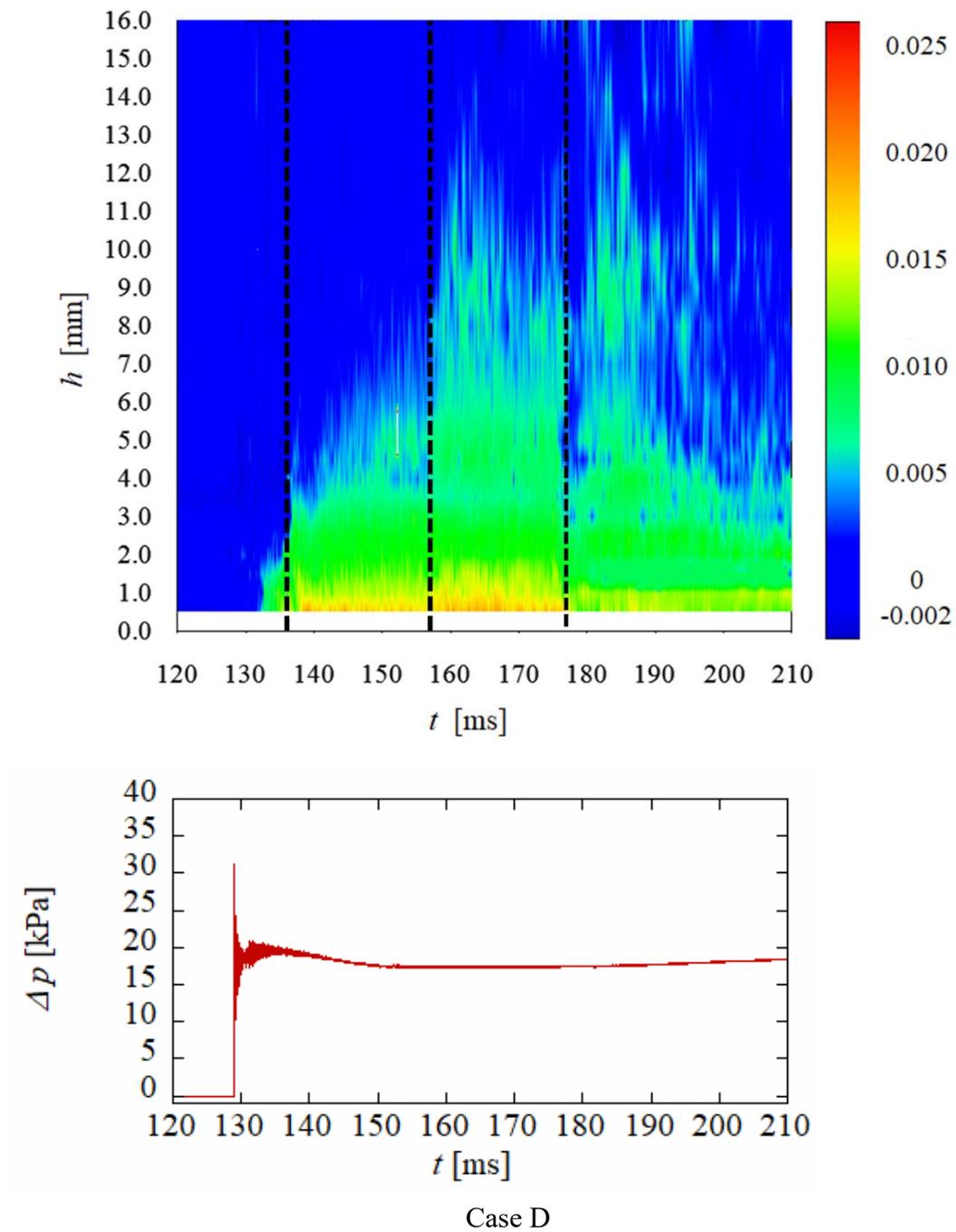
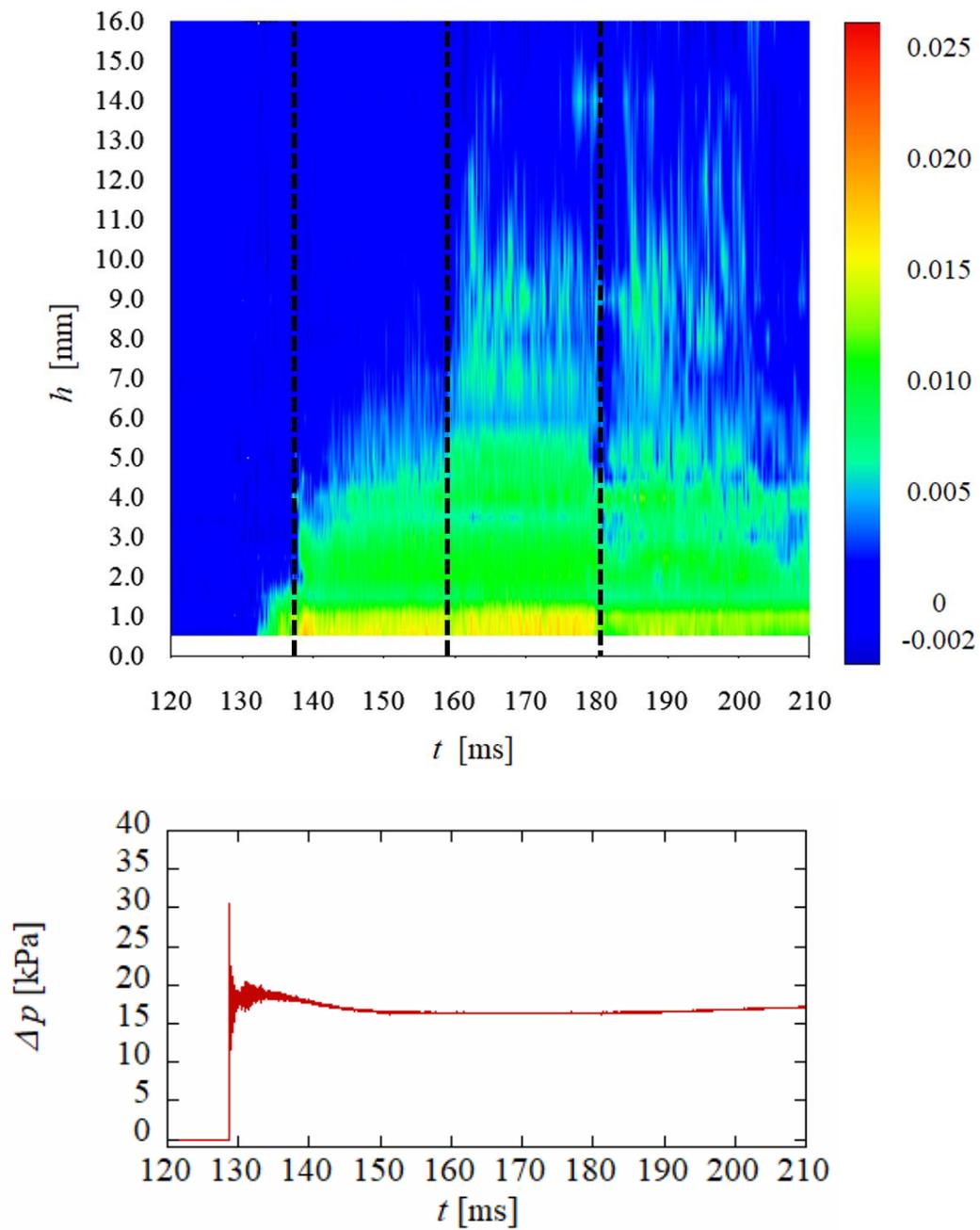
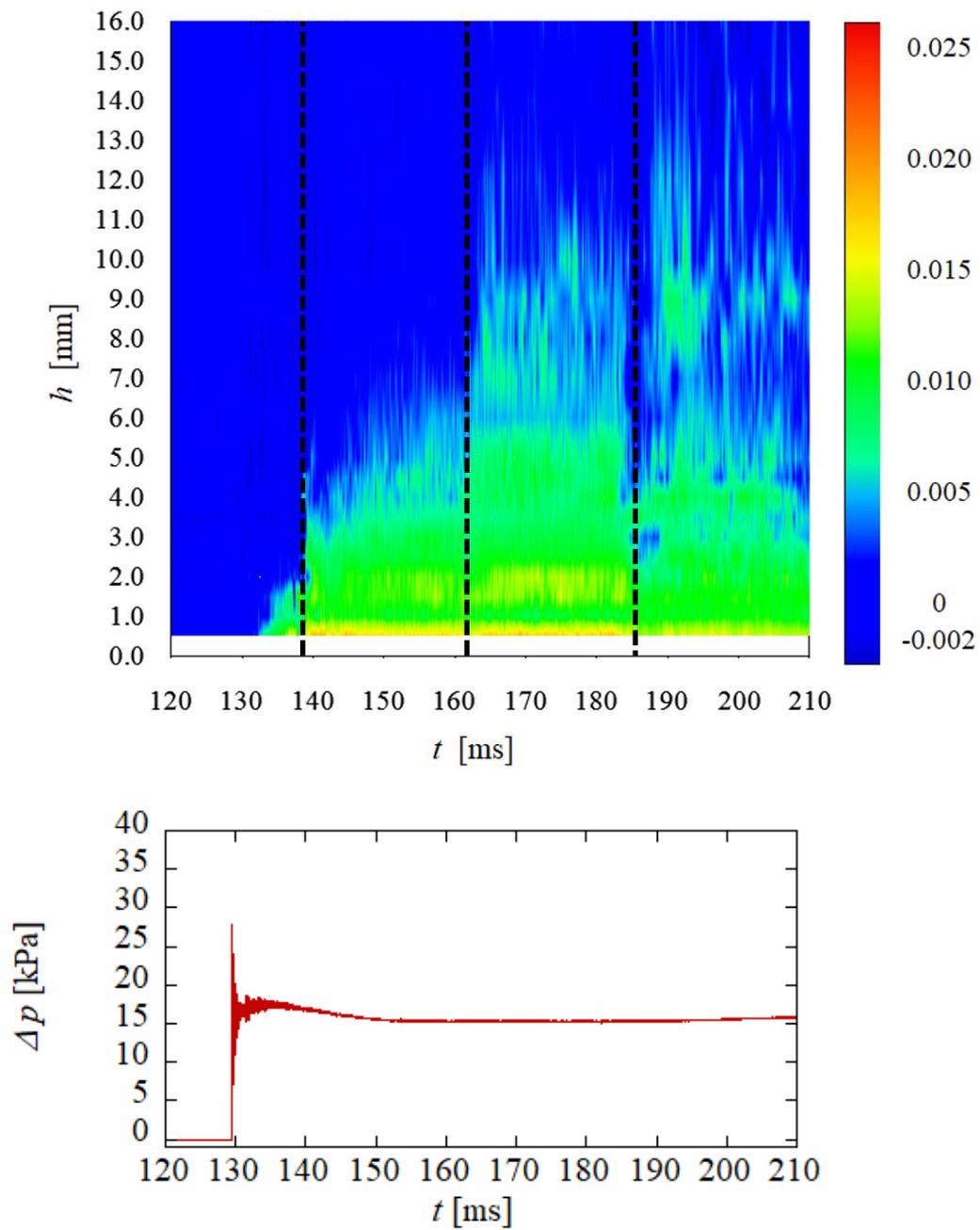


図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case E

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case F

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形

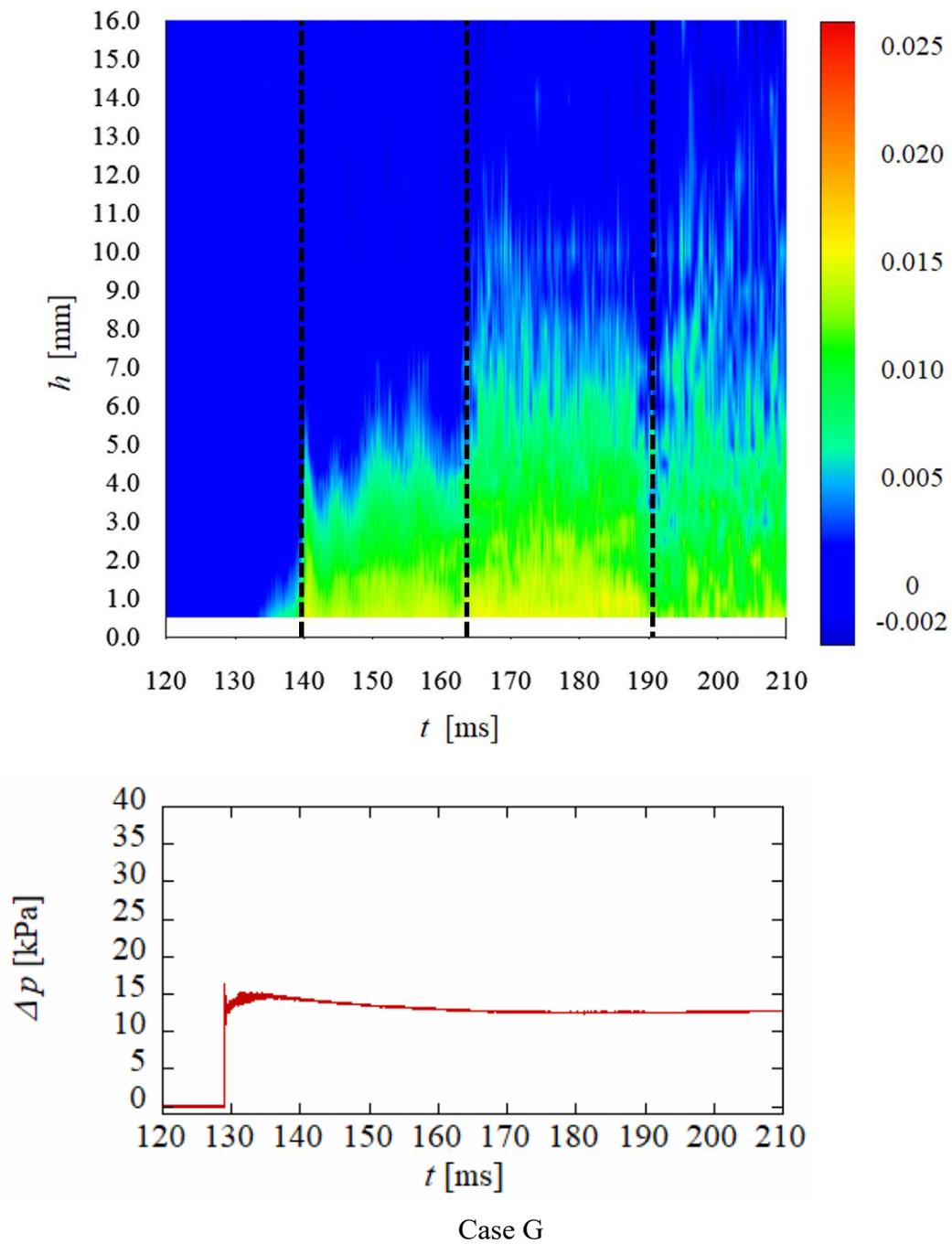
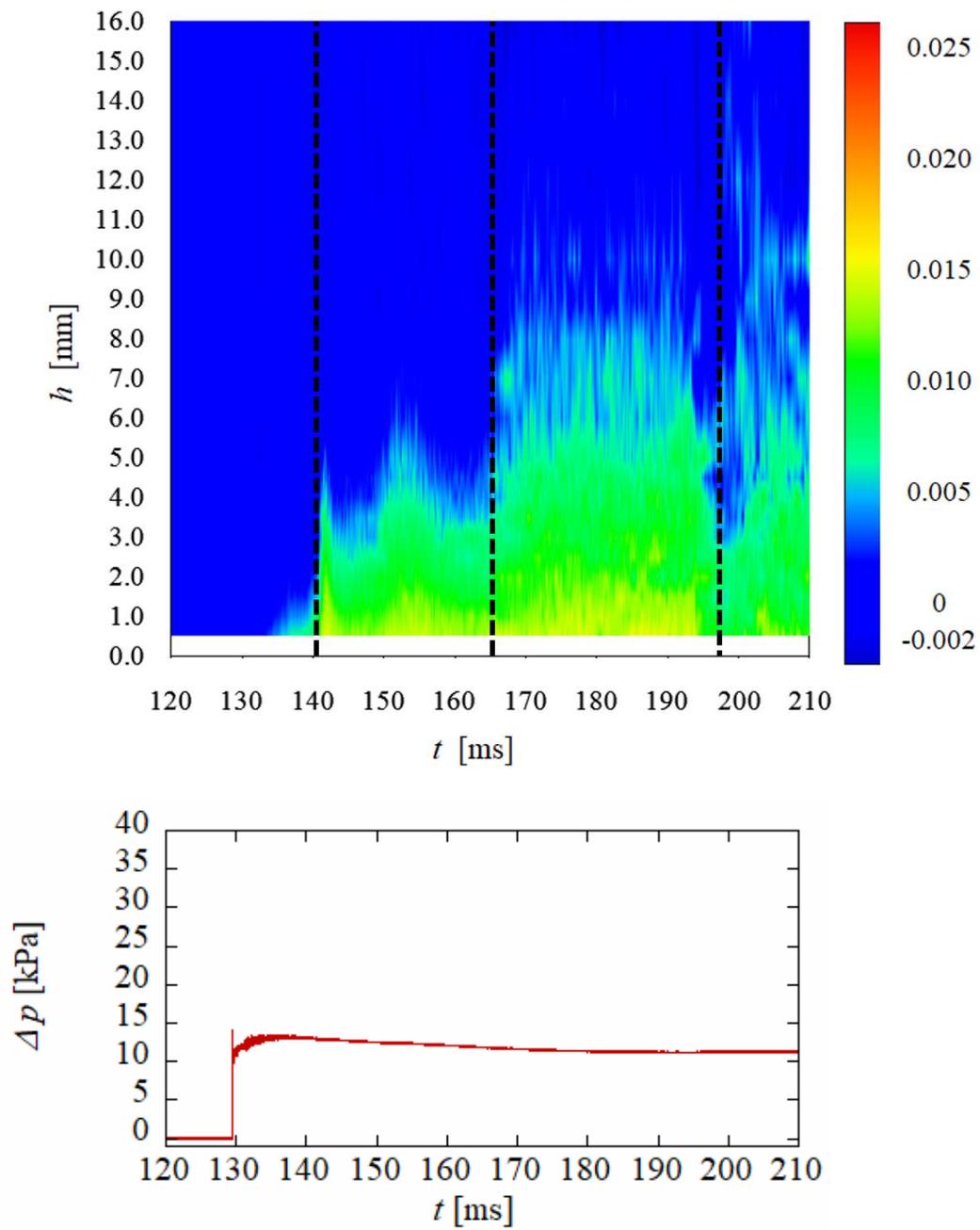
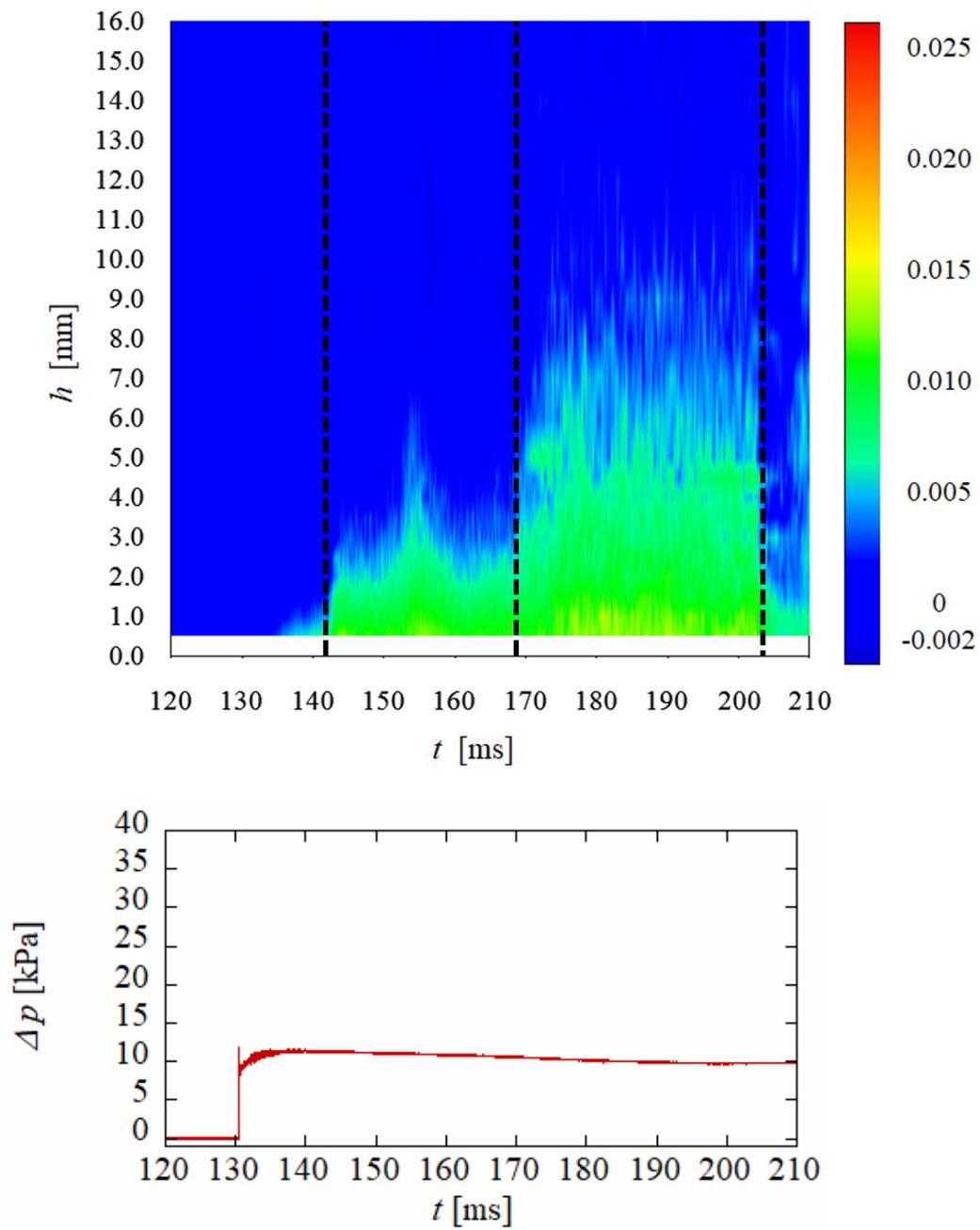


図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case H

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case I

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形

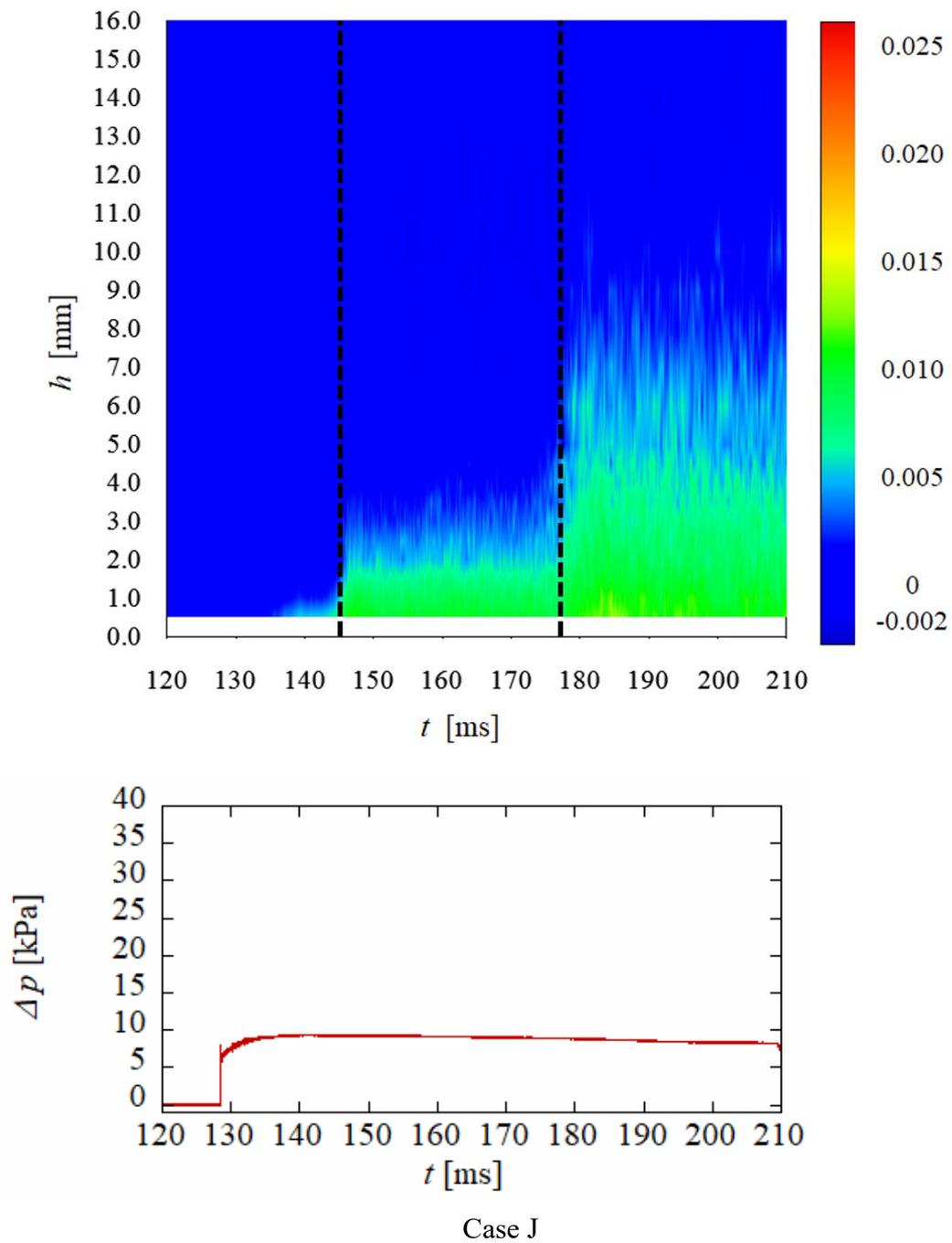
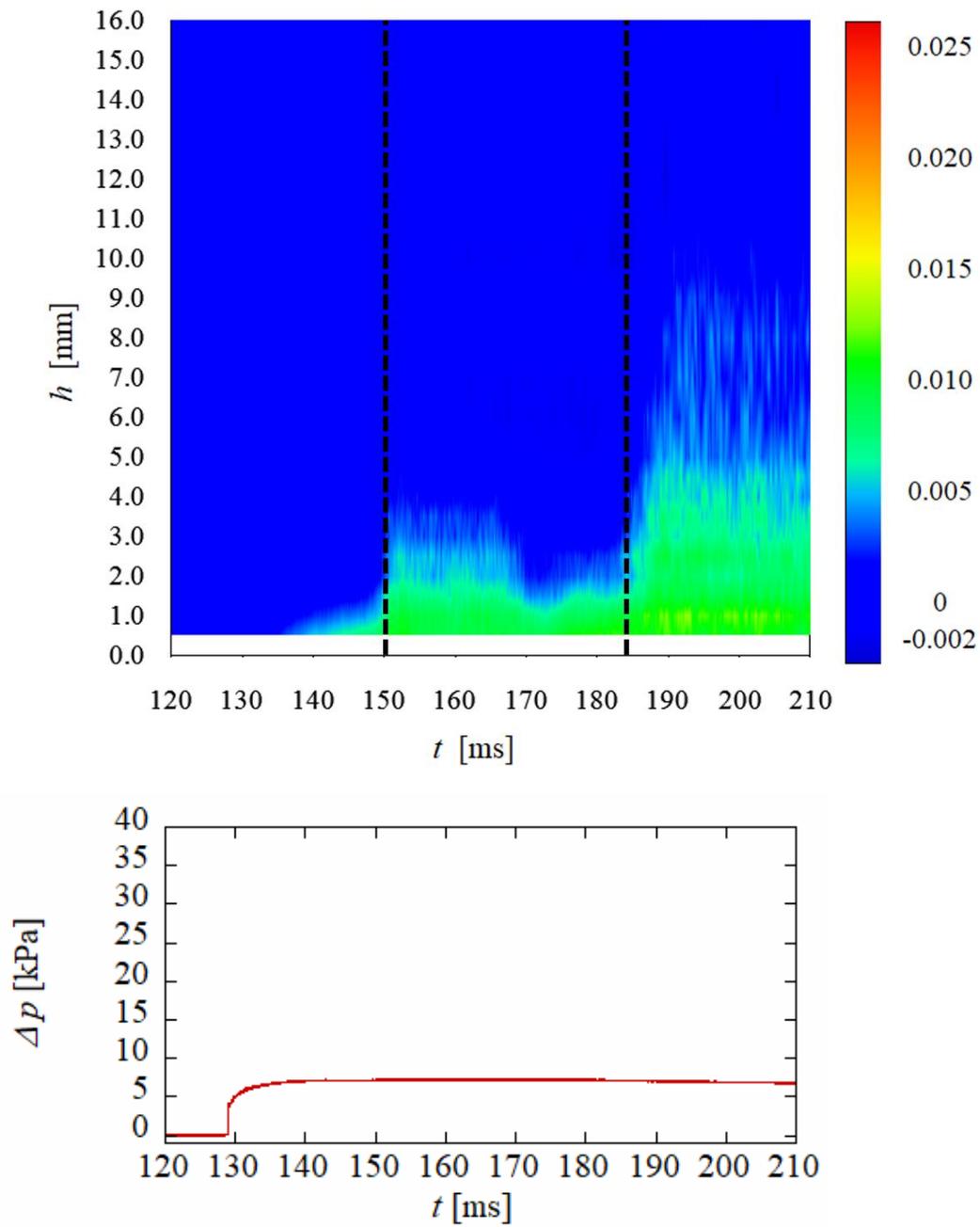
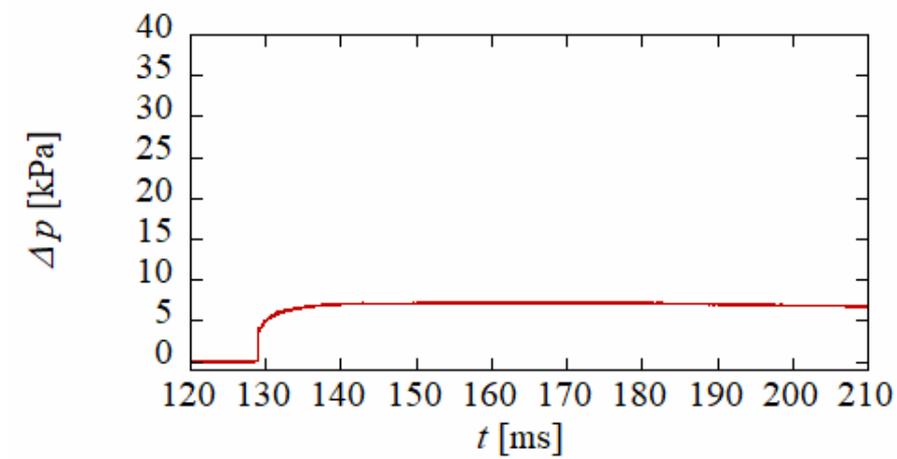
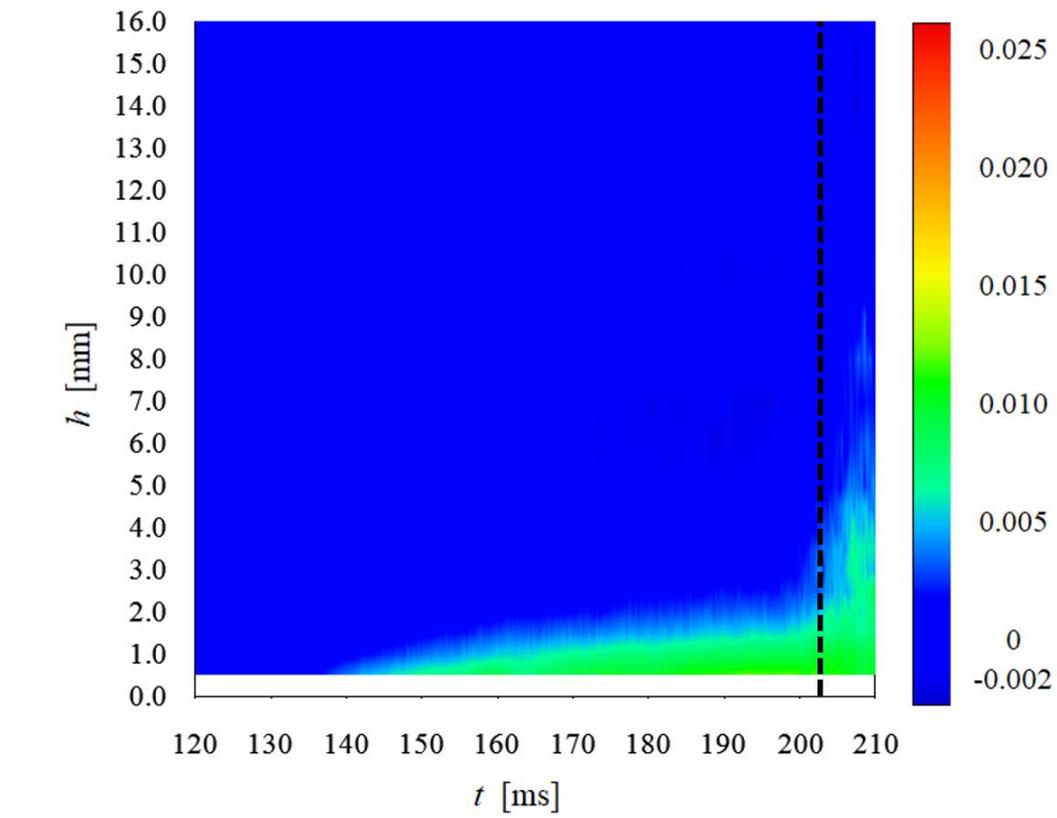


図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



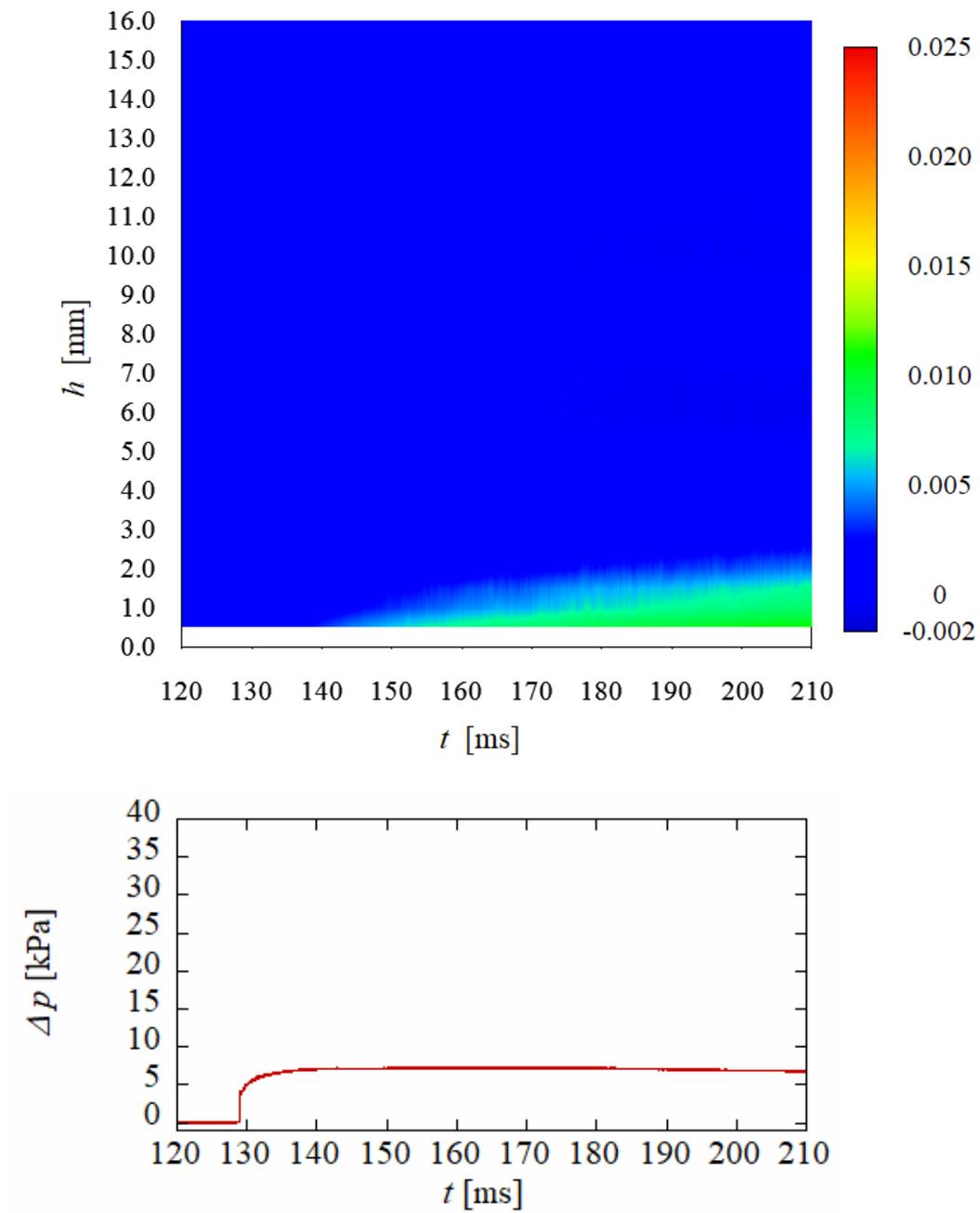
Case K

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case L

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形



Case M

図 4.8 $x/D=819.3$ における密度差コンターと圧力時系列波形

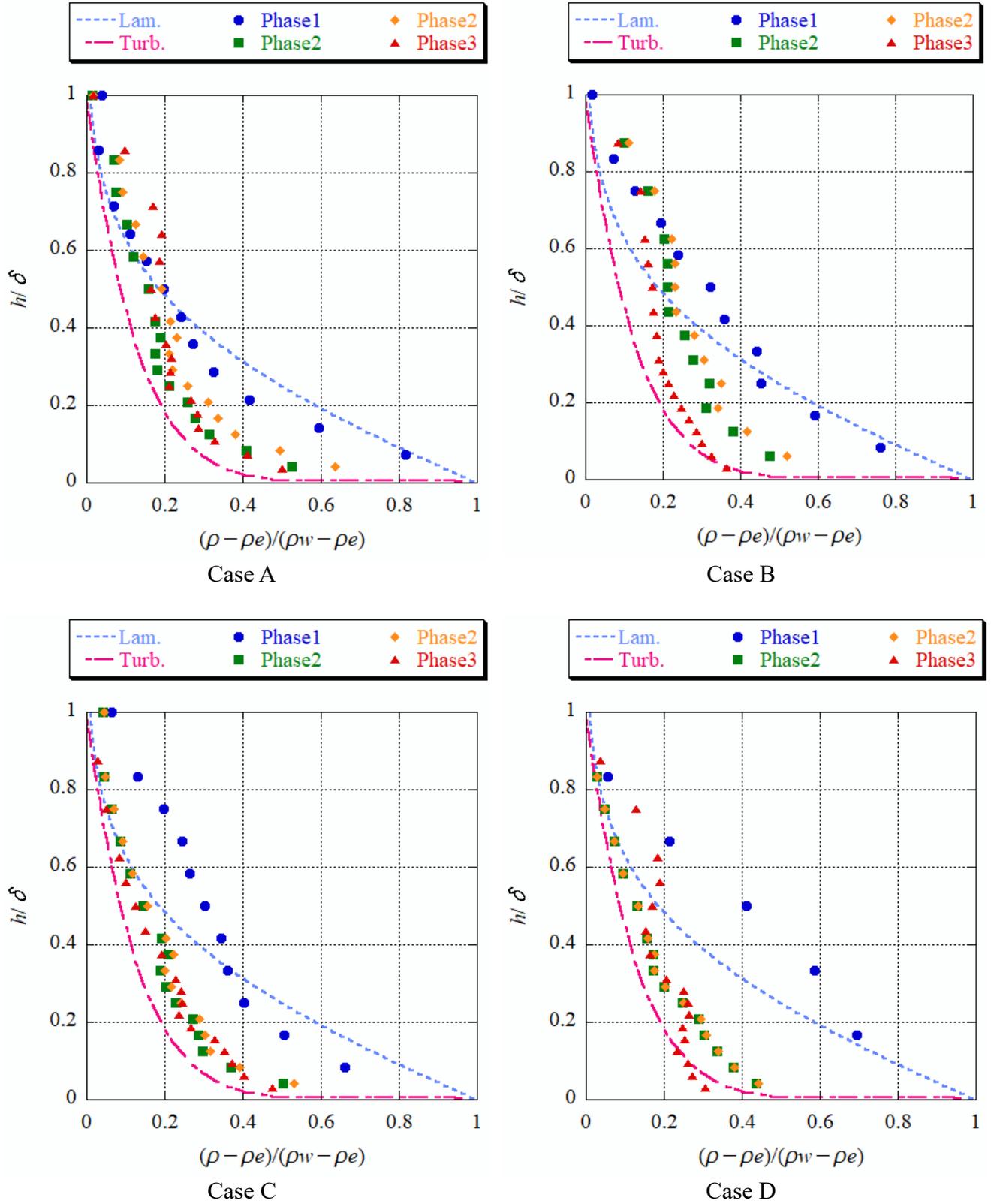


図 4.9 測定値の密度プロファイルと Mirels の境界層理論の比較

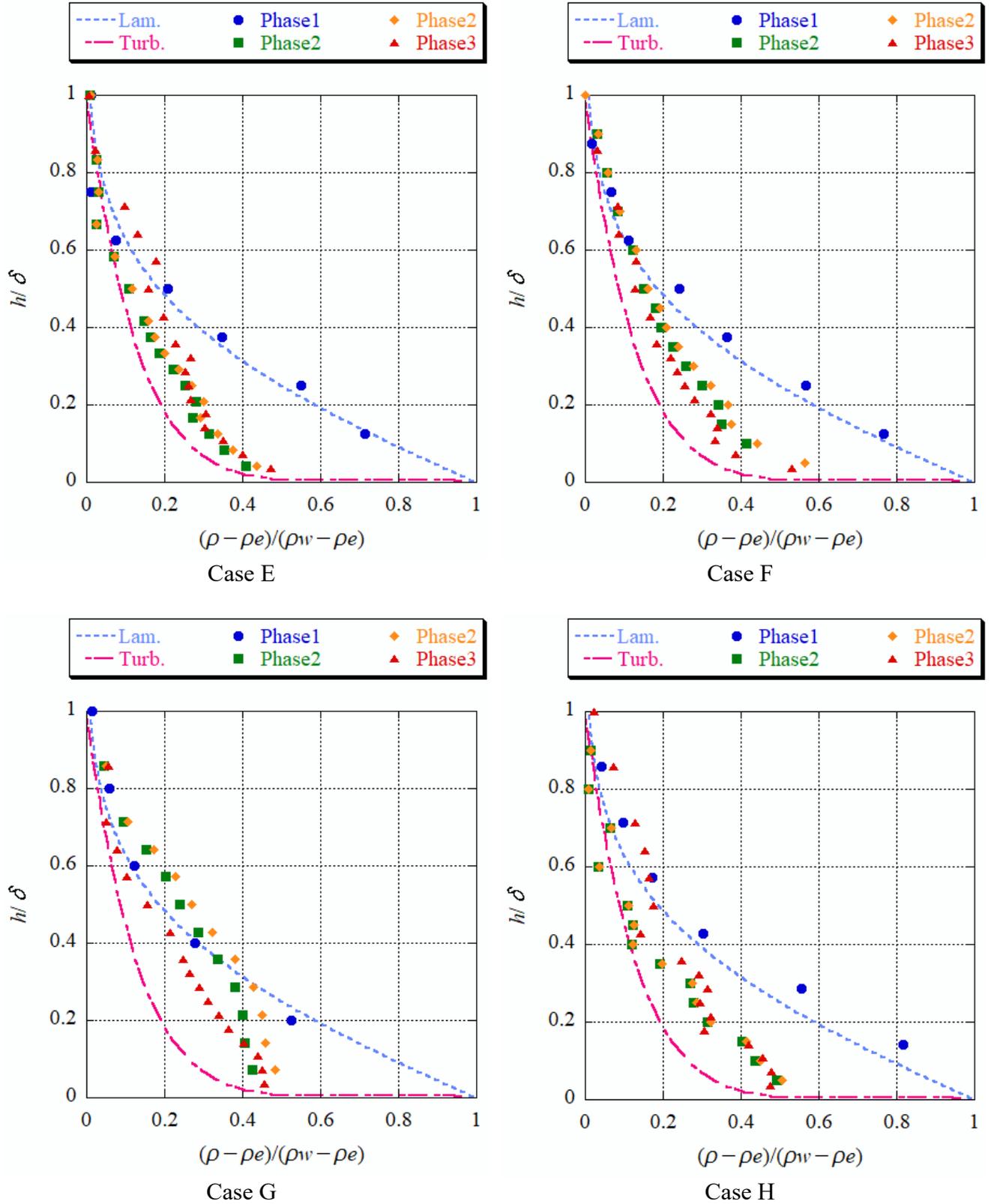


図 4.9 測定値の密度プロファイルと Mirels の境界層理論の比較

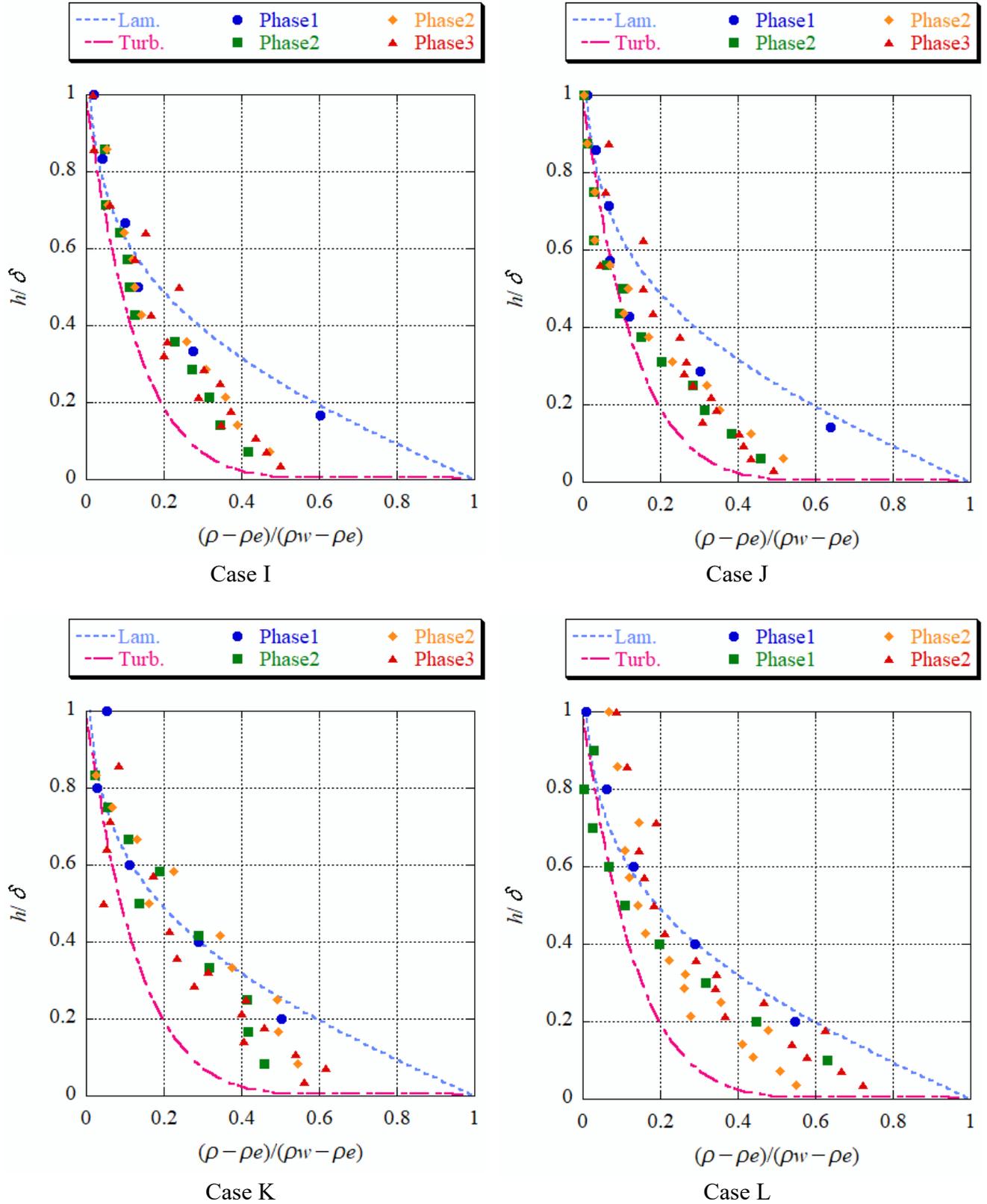


図 4.9 測定値の密度プロファイルと Mirels の境界層理論の比較

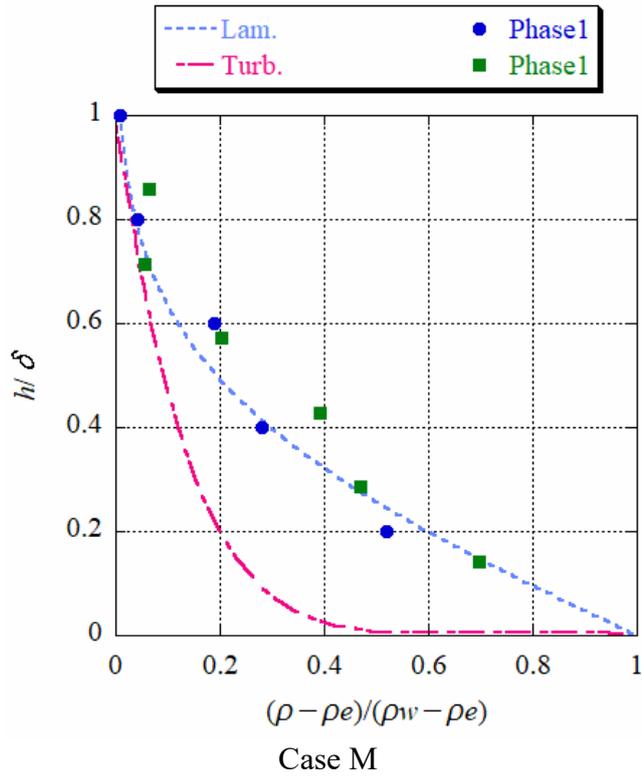


図 4.9 測定値の密度プロファイルと Mirels の境界層理論の比較

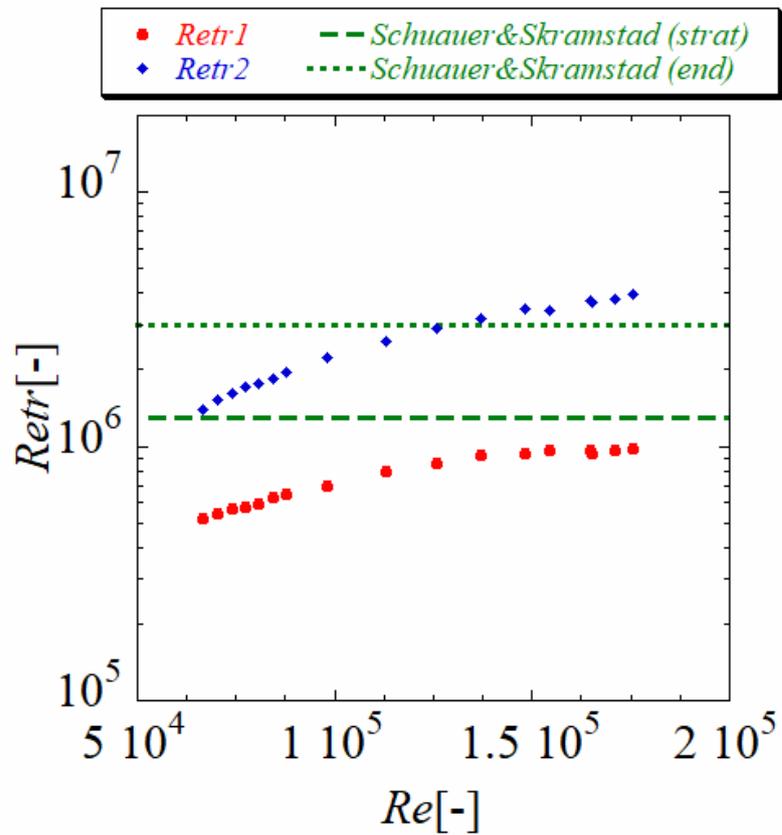


図 4.10 境界層内の遷移レイノルズ数

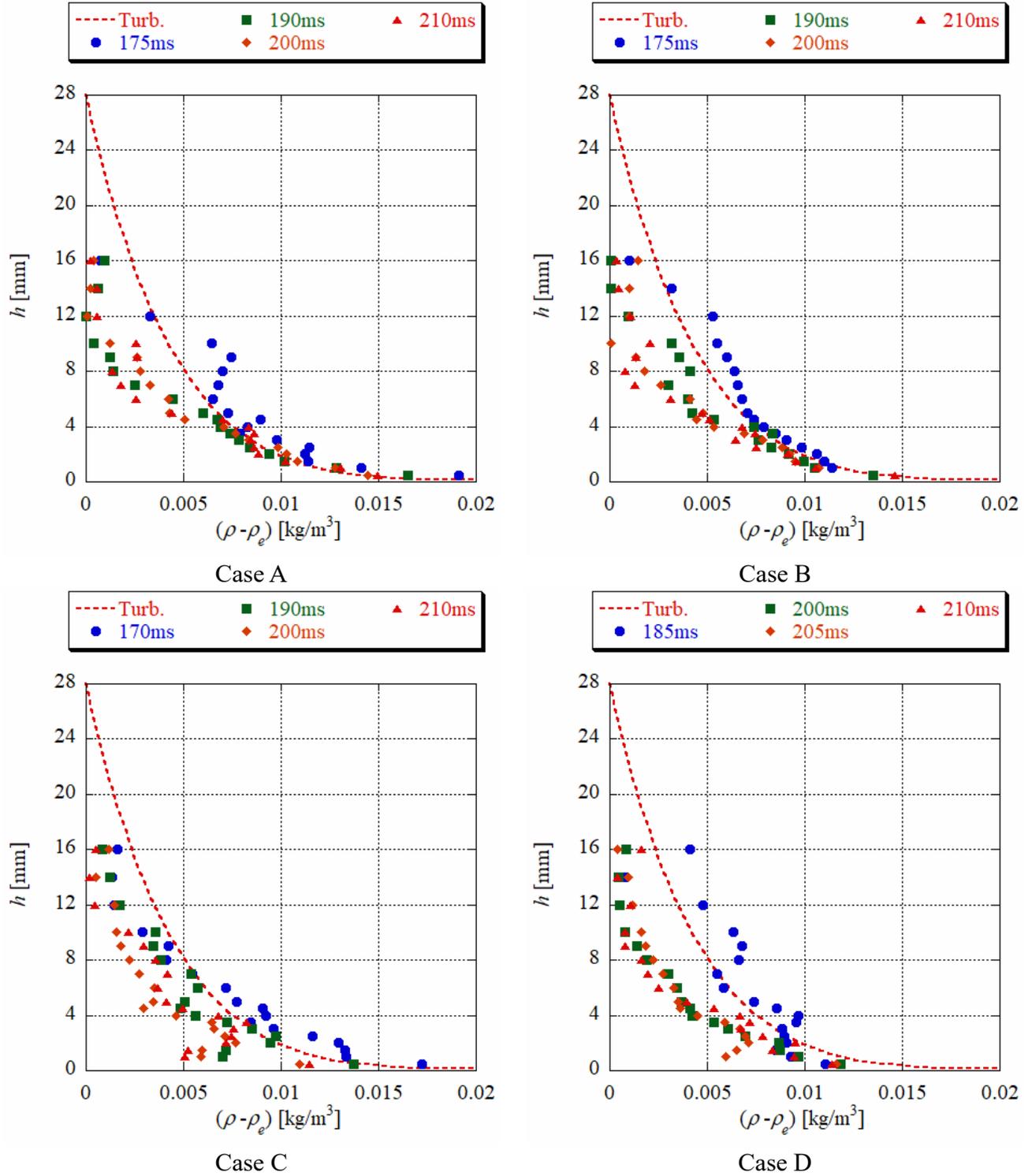


図 4.11 発達した領域の主流との密度差

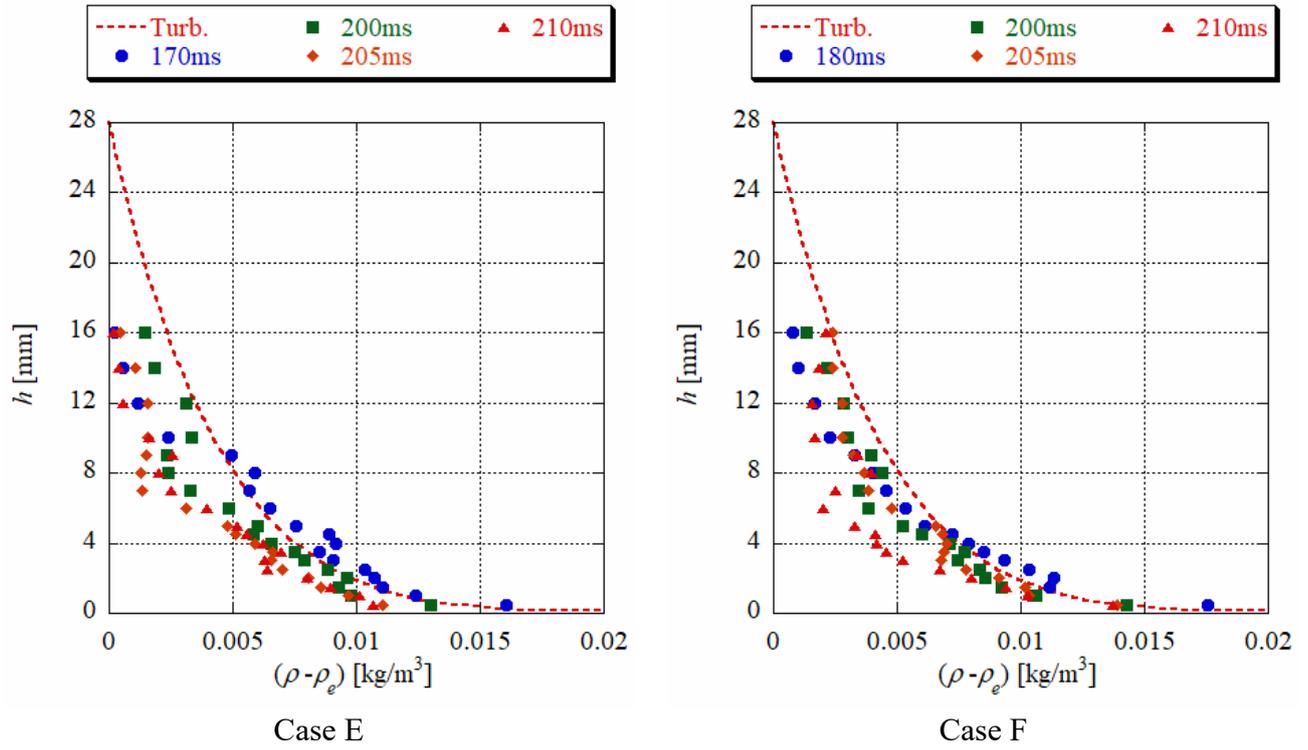
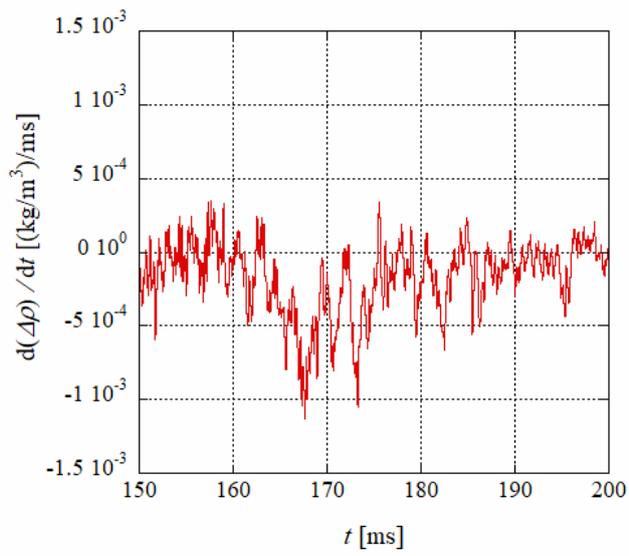
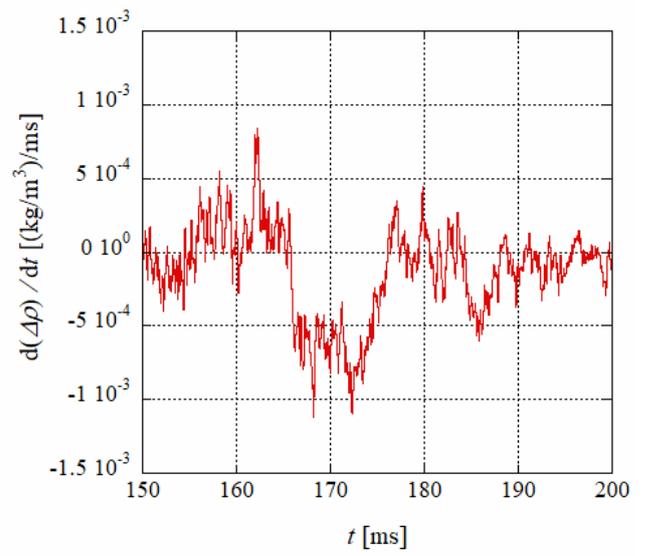


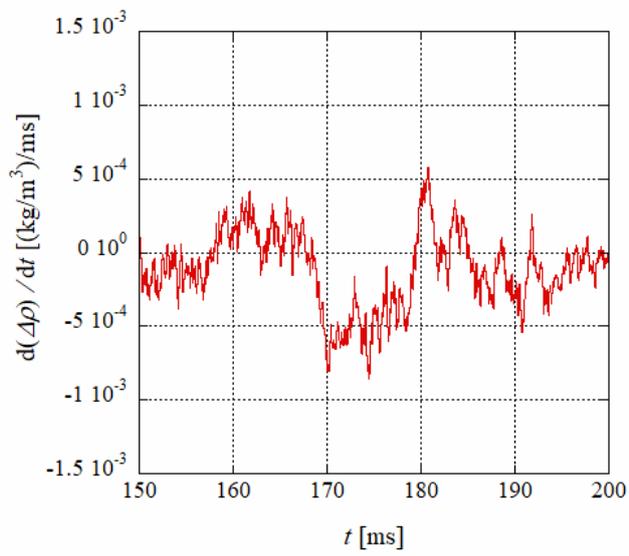
図 4.11 発達した領域の主流との密度差



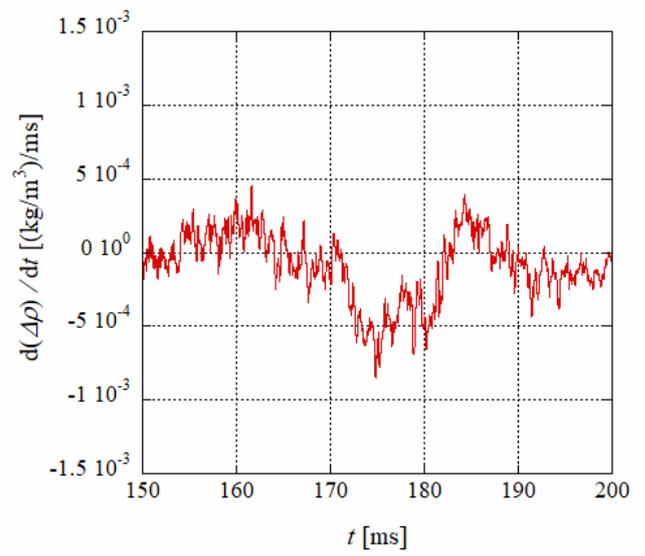
Case A



Case B



Case C



Case D

図 4.12 $h=0.5$ mm における密度差の変化率

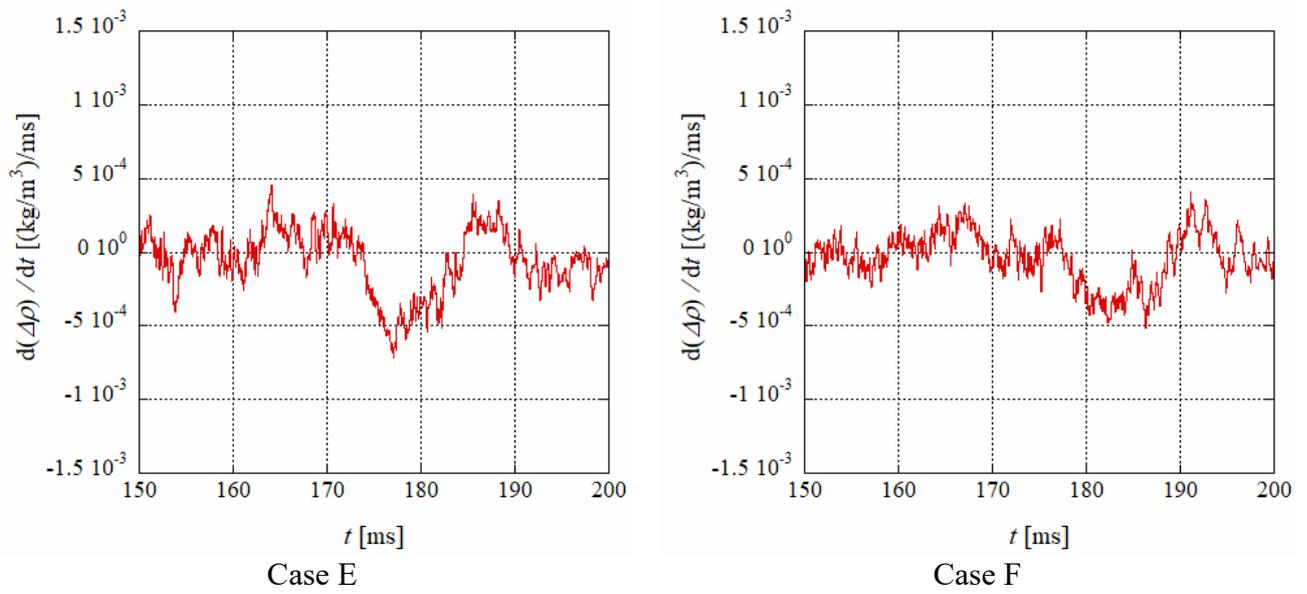


図 4.12 $h=0.5 \text{ mm}$ における密度差の変化率

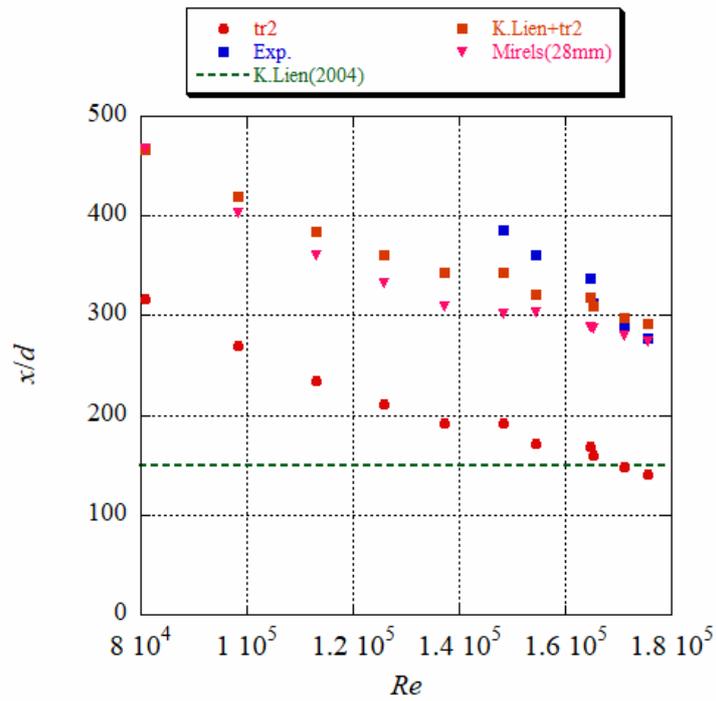


図 4.13 完全発達流れとなる無次元距離

第5章 結論

本研究では、管内を圧縮波が伝播する現象について、波動シミュレータを用いて圧力波を発生させ、その伝播圧縮波背後の流れを測定し、解析を行った。測定にレーザ差動干渉計を用いることで、管内流れの密度変化と境界層内の情報を取得した。これらの結果から伝播圧縮波により誘起される非定常境界層の特性について考察した。

5.1 長距離伝播の波形の変形について

- (1) 圧縮波が長距離を伝播することで、圧力波後部の音速が波頭の伝播速度より速いため起こる非線形効果により波面の切立ちや距離減衰が確認された。

5.2 レーザ差動干渉計による伝播圧力波背後の密度測定について

- (1) 管内を長距離伝播する圧力波に対して、レーザ差動干渉計を用いることで、主流と各測定高さにおける微小な密度変動を測定することができた。
- (2) 上記の測定において層流と乱流の判断が可能な高さおよび、境界層外縁が確認可能な高さを測定することができた。

5.3 非定常境界層の遷移について

- (1) 測定した密度波形からコンターを作成し、層流、遷移領域、乱流のそれぞれの領域で測定した密度差から無次元化した密度プロファイルが取得できた。
- (2) 密度プロファイル、Mirels の境界層理論、他の実験における遷移 Re 数と比較することで流れの状態を確認することができた。
- (3) 圧力波と密度プロファイルから得た流れの状態を比較することで、圧力波形と密度変動の関係を確認することができた。

5.4 非定常境界層の発達と完全発達流れについて

- (1) 主流と測定点の密度差の伝播方向への変化から完全発達流れとなる領域の確認を行うことができた。
- (2) 類似の研究や理論値と比較することで、完全発達流れとなる管の無次元長さの Re 数に対する特性を明らかにすることができた。

5.5 今後の課題

- (1) 本研究においては、密度プロファイルの時系列上で3点測定したが、プロファイルの時間変化が明らかになっていないため、今後測定点を増やし遷移領域のプロファイルの時間的変化の検討が期待される。
- (2) 遷移 Re 数の検討に平板定常流において報告されている実験値を用いたが、この値は主流の乱れ強さの影響を大きく受けるため、本研究においても主流速度を計測し乱れ強さの影響の検証が必要である。
- (3) 完全発達は無次元長さについて検討を行ったが、計測開始後 220 ms でテストセクションに膨張波が到達するため、 $Re=1.5\times 10^5$ 以下の条件では完全発達と判断するに十分な長さが取れなかったため測定可能な条件でのデータの補強が必要である。

参考文献

- (1) 田中 宏, 長谷川 泉 : 超大管の圧縮空気の減圧特性に関する研究(第 1 報), 日本機械学会
論文集(B 編), 52-474, (1986), 772.
- (2) R.Flatt : Unsteady Compressible Flow in Long Pipelines Following a Rupture, *International
Journal for Numerical Methods in Fluids*, 6, (1986), 83.
- (3) F.K.Bannister and G.F.Mucklow : Wave Action Following Sudden Release of Compressed Gas
from a Cylinder, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 159-42, (1948), 269.
- (4) G.F.Mucklow and A.J.Wilson : Wave-action in Gases, The Attenuation and Reflection of
Compression Waves Propagating in Pipes, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*,
169-1, (1955), 69.
- (5) J.G.Hall, G.Srinivasan, and J.S.Rathi : Laminar Boundary Layer in Noncentered Unsteady Waves,
AIAA Journal , 11-12, (1973), 1770.
- (6) J.G.Hall, G.Srinivasan, and J.S.Rathi : Unsteady Expansion Waveforms Generated by Diaphragm
Rupture, *AIAA Journal*, 12-5, (1974), 724.
- (7) G.Srinivasan and J.G.Hall : Heat Transfer in Laminar Boundary Layer within Noncentered
Unsteady Expansion Wave, *Modern Developments in Shock Tube Research* (Proceedings of the
Tenth International Shock Tube Symposium), (1975), 102.
- (8) T.Watanabe : Boundary-Layer Effect on Pressure Variations in Expansion Waves, *Nuclear
Engineering and Design*, 77, (1984), 63.
- (9) 松村 修二, 他 3 名 : 自動車排気管内の衝撃波生成と排気騒音, 東北大流体研報告
No.4(1993), 113
- (10) 佐藤 勝俊, 畑中 浩 : 空気圧管路におけるパルス列信号の伝送, 東北大学速研報告, 53-
442(1984), 33.
- (11) 松尾 一泰 : 高速鉄道トンネルにおける波動現象, 機械の研究, 45-6(1993), 656.
- (12) 小沢 智 : トンネル出口微気圧波の研究, 鉄道技術研究報告, 1121, (1979).
- (13) 小沢 智 : トンネル出口微気圧波, 鉄道技術研究資料, 37-1, (1980).
- (14) C.J.Buchenauer and A.R.Jacobson : Quadrature Interferometer for Plasma Density Measurements,
Review of Scientific Instruments, 48-7(1977), 769.
- (15) R.D.Flack Jr. : A Simple Method of Analyzing Axisymmetric Data from a Wollaston Prism
Schlieren Interferometer, *Journal of Physics. E : Scientific Instruments*, 14(1981), 409
- (16) M.Assay, D.Modarress and R.M.Hall : Optical Boundary-Layer Transition Detection in a
Transonic Wind Tunnel, *AIAA Journal*, 27-4(1989), 405.
- (17) J.M.Desse : Instantaneous Density Measurement in Two-Dimensional Gas Flow by High Speed

- Differential Interferometry, *Experiments in Fluids*, 9(1990), 85.
- (18) G.Smeets : Laser Interferometer for High Sensitivity Measurements on Transient Phase Objects, *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-8-2(1971), 186.
- (19) G..Smeets : Flow Diagnostics by Laser Interferometry, *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-13-2(1977), 82.
- (20) R.L.Trimpi and N.B.Cohen : A Nonlinear Theory for Predicting the Effects of Unsteady Laminar, Turbulent, or Transitional Boundary Layer on the Attenuation of Shock Wave in a Shock Tube with Experimental Comparison, *NASA TR R-85*(1961) (supersedes *NACA TN 4347*).
- (21) H.Mirels : Attenuation in a Shock Tube due to Unsteady Boundary Layer Action, *NACA Report 1333*(1957) (supersedes *NACA TN 3278*).
- (22) H.Mirels and J.F.Mullen : Small Perturbation Theory for Shock-Tube Attenuation and Nonuniformity, *Physics of Fluids*, 7-8(1964), 208.
- (23) N.B.Cohen : A Power-Series Solution for the Unsteady Laminar Boundary-Layer Flow in an Expansion Wave for Finite Width Moving through a Gas Initially at Rest, *NACA TN 3943*(1957).
- (24) L.M.Chang and C.J.Chen : Unsteady Compressible Laminar Boundary-Layer Flow within a Moving Expansion Wave, *AIAA Journal*, 19-12(1981), 1551.
- (25) H.Mirels : Laminar Boundary Layer Behind Shock Advancing into Stationary Fluid, *NACA TN 3401*(1955).
- (26) H.Mirels : Boundary Layer behind Shock or Thin Expansion Wave Moving into Stationary Fluid, *NACA TN 3712*(1956).
- (27) H.Mirels : Turbulent Boundary Layer Behind Constant Velocity Shock Including Wall Blowing Effect. *AIAA Journal*, 22-8(1984), 1042.
- (28) H.Schlichting : Boundary Layer Theory, Seventh Ed., (1979), McGraw-Hill.
- (29) M.Tucker : Approximate Calculation of Turbulent Boundary-Layer Development in Compressible Flow, *NACA TN 2337*(1951).
- (30) W.A.Martin : An Experimental Study of the Turbulent Boundary Layer Behind the Initial Shock Wave in a Shock Tube, *Journal of the Aerospace Sciences*, 25-10(1958), 644.
- (31) R.A.Hartunian, A.L.Russo and P.V.Marrone : Boundary-Layer Transition and Heat Transfer in Shock Tubes, *Journal of the Aerospace Sciences*, 27-8(1960), 587.
- (32) W.P.Thompson and R.J.Emrich : Turbulent Spots and Wall Roughness Effects in Shock Tube Boundary Layer Transition, *Physics of Fluids*, 10-1(1967), 17.
- (33) W.R.Davies and L, Bernstein : Heat Transfer and Transition to Turbulence in the Shock-induced Boundary Layer on a Semi-Infinite Flat Plate, *Journal of Fluid Mechanics*, 36-1(1969), 87.
- (34) J.L.Hall : Boundary-Layer Transition Comparisons in Shock-Induced Flows, *AIAA Journal*, 13-4(1975), 518.

- (35) J.C.Boison : Highly Cooled Boundary Layer Transition Data in a Shock Tube, *Modern Developments in Shock Tube Research* (Proceedings of the Tenth International Shock Tube Symposium), (1975), 127. Shock Tube Research Society, Japan.
- (36) W.J.Cook and M.Luu : Transition in the Shock-Induced Unsteady Boundary Layer on a Flat Plate, *Shock Tube -and Shock Wave Research* (Proceedings of the Eleventh International Symposium on the Shock Tubes and Waves), (1977), 337, University of Washington Press, Seattle and London.
- (37) R.Brun, P.Auberger and N.V.Que : Shock Tube Study of Boundary Layer Instability, *Acta Astronautica*, 5(1978), 1145.
- (38) M.J.Chaney and W.J.Cook : Further Experiments on Shock Tube Wall Boundary-Layer Transition, *AIAA Journal*, 21-7(1983), 1046.
- (39) R.E.Dillon and H.T.Nagamatsu : Heat Transfer and Transition Mechanism on a Shock-Tube Wall, *AIAA Journal*, 22-11(1984), 1524.
- (40) 佐々 : 長い管路内の圧縮波により形成される衝撃波とその背後に発達する圧力波の伝播特性, 九大総理工修士論文, (2010).
- (41) S.Ostrach and P.R.Thornton : Stability of Compressible Boundary Layers Induced by a Moving Wave, *Journal of the Aerospace Sciences*, 29-3(1962), 289.
- (42) M.Matsushita, T.Akamatsu and K.Fujimura : Shock Induced Unsteady Flat Plate Boundary Layers and Transitions, *Shock Tubes and Waves* (Proceedings of the 13th International Shock Tube Symposium on Shock Tubes and Waves), (1981), 244, State University of New York Press, New York.
- (43) Y.M.Amr and J.G.Hall : Stability Limits and Transition Times of Wave-Induced Wall Boundary Layers, *Shock Tubes and Waves* (Proceedings of the 13th International Symposium on Shock Tubes and Waves), (1981), 280. State University of New York Press, New York.
- (44) 古川 : レーザ差動干渉法を用いた伝播する圧縮波に関する研究, 九大総理工修士論文, (1991).
- (45) G..Smeets and A.George : Investigation of Shock Boundary Layer with a Laser Interferometer, *Recent Developments in Shock Tube Research* (Proceedings of the Ninth International Shock Tube Symposium), (1973), 429, Stanford University Press, California.
- (46) G..Lensch and H.Grönig : Experimental Determination of Rotational Relaxation in Molecular Hydrogen and Deuterium, *Shock Tube and Shock Wave Research* (Proceedings of the Eleventh International Symposium on Shock Tubes and Waves), (1977), 132, University of Washington Press, Seattle and London.
- (47) T.Toyoda and M.Nishida : Diagnostics of Shock Tube Flow by Laser Interferometry, *The Memoirs of the Faculty of Engineering*, Kyoto University, 44-3(1982), 410.

- (48) 小林, 中川, 西田 : レーザ干渉法の自由噴流密度計測への応用, 日本航空宇宙学会誌, 32-368(1984), 533.
- (49) Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K. : Laminar-Boundary-Layer Oscillations and Transition on a Flat Plate ,NACA TR, No.909 (1948) .
- (50) 伊藤, 小濱, ターボ機械第 18 巻 4 号 (1990-4), 241.
- (51) K. Lien, The Entrance Length for Fully Developed Turbulent Channel Flow, 15th Australasian Fluid Mechanics Conference,(2004).

謝辞

青木俊之教授には、本研究の実施の機会を与えて頂き、研究を遂行する上で、終始ご丁寧な指導を賜りました。研究活動で困難にぶつかった際に、先生のところにご相談にお伺いすると、毎回ご親身になってご指導して頂きました。心より感謝しております。社会人になっても先生からご指導頂き、研究室生活で培った研究への取り組み方を生かしていきたいと思えます。

安養寺正之准教授には、実験に関するご相談について多くの助言を頂き、研究を円滑に進めることができました。さらに、研究活動における事務処理に関しまして、何度もお世話になりました。誠にありがとうございました。

本研究室博士課程3年の岡堯志さん、実験や結果に関しての助言などをたびたびいただきましたこと、心より感謝しています。社会でのより一層のご活躍を願っております。

また、本研究室修士課程2年の沖崎省太君、原田大君、山内裕太君、涌井翔太郎君、研究において困難にぶつかった際も皆様のおかげで乗り越えることができ、友人としても非常に楽しい2年間を過ごすことができました。心より感謝するとともに、今後社会人としての大きな飛躍を期待しています。

共に研究に取り組んだ修士課程1年の山下直城君、エネルギー科学科4年の野見山友也君には、光学系のセッティングや実験、データ整理などを手伝って頂きました。修士論文執筆の際も力添えを頂き大変助かりました。本当にありがとうございました。修士課程1年猪頭宏平君、工藤寛之君、高岡大樹君、中村圭佑君、宮部佑太郎君、濱田大生君、山元龍君、エネルギー科学科4年、横山恭平君、松井浩平君、中内満君、大久保勇輝君、テーマやグループは異なりましたが研究や行事などに共に取り組めたことを嬉しく思います。本当にありがとうございました。研究と就職活動が順調に進むことを願っています。

最後に、修士課程までの進学の機会を与えてくれた両親、家族に感謝します。本当にありがとうございました。

多くの皆様のおかげで、充実した大学院生活を送ることができ、本論文を完成させることができました。私の研究生活を支えていただいた多くの方々へ感謝の意を表します。

平成30年2月7日