

東京電機大学

博士論文

放射状不足膨張噴流の構造と放射音に関する研究

A Study on Structure and Noise Emission of Underexpanded Radial Jet

平成 31 年 3 月

研究指導教員 教授 遠藤 正樹

東京電機大学大学院先端科学技術研究科

機械システム工学専攻博士後期課程

13UDM02 川崎 公一

目次	i
図表一覧	iii
記号一覧	vi

目次

第1章 序論

1.1 背景	1
1.2 不足膨張噴流	2
1.3 従来の研究	3
1.4 本研究の目的	6

第2章 実験装置および方法

2.1 ノズル	7
2.1.1 スリットノズル	7
2.1.2 分割スリットノズル	10
2.1.3 矩形ノズル	11
2.2 配管系	12
2.3 可視化装置	13
2.4 音響測定	14

第3章 ショックセル構造

3.1 緒言	15
3.2 放射状噴流のショックセル構造	15
3.2.1 $D_2 = 12 \text{ mm}$ スリットノズル	15
3.2.2 $D_2 = 16 \text{ mm}$ スリットノズル	23
3.2.3 $D_2 = 60 \text{ mm}$ 分割スリットノズル	28
3.3 矩形噴流のショックセル構造	32
3.4 スリットノズル外径と隙間幅の比の影響	36
3.5 結言	37

第4章 スクリーチ現象

4.1 緒言	38
4.2 音響測定データ	39
4.3 放射状噴流の放射音	40
4.3.1 $D_2 = 12$ mm スリットノズル	40
4.3.2 $D_2 = 16$ mm スリットノズル	43
4.3.3 $D_2 = 60$ mm 分割スリットノズル	45
4.4 矩形噴流の放射音	48
4.5 スクリーチ周波数	51
4.6 密度波の周波数	53
4.7 音源の位置とセル長さ	56
4.8 スクリーチの指向性	58
4.9 結言	59

第5章 ストローハル数とじょう乱の移流速度に関わる係数

5.1 緒言	60
5.2 ストローハル数	60
5.3 じょう乱の移流速度に関わる係数	63
5.4 結言	68

第6章 スクリーチとブロードバンドノイズの音圧

6.1 緒言	69
6.2 スクリーチの音圧	69
6.3 ブロードバンドノイズの音圧	73
6.4 噴流の放射状性が音圧に与える影響	75
6.5 騒音予測の適用例	78
6.6 結言	80

第7章 結論

参考文献	83
------	----

図表一覧

第 1 章 序論

- Fig. 1.1 Underexpanded jet
- Fig. 1.2 Poppet valve
- Fig. 1.3 Pressure reducing valve
- Fig. 1.4 Underexpanded impinging jet

第 2 章 実験装置および方法

- Fig. 2.1 Slit nozzle and radial jet
- Fig. 2.2 Axisymmetric convergent nozzle
- Fig. 2.3 Round slit nozzle
- Fig. 2.4 Divided slit nozzle
- Table 2.1 Nozzle characteristics
- Fig. 2.5 Rectangular nozzle
- Fig. 2.6 Compressed air supply equipment
- Fig. 2.7 Flow visualization apparatus
- Fig. 2.8 Location of microphone

第 3 章 ショックセル構造

- Fig. 3.1 Shadowgraph of radial jet from side view ($D_2 = 12 \text{ mm}$)
- Fig. 3.2 Averaged Schlieren photograph of radial jet from side view ($D_2 = 12 \text{ mm}$)
- Fig. 3.3 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 12 \text{ mm}$)
- Fig. 3.4 Measurement of cell length
- Fig. 3.5 Cell length of radial jet ($D_2 = 12 \text{ mm}$)
- Fig. 3.6 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 12 \text{ mm}$)
- Fig. 3.7 Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16 \text{ mm}$)
- Fig. 3.8 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16 \text{ mm}$)
- Fig. 3.9 Cell length of radial jet ($D_2 = 16 \text{ mm}$)
- Fig. 3.10 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 16 \text{ mm}$)
- Fig. 3.11 Comparison of experiment to numerical simulation concerning cell length
($D_2 = 16 \text{ mm}$)

- Fig. 3.12 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 3.13 Averaged Schlieren photograph of radial jet from side view ($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 3.14 Cell length of radial jet ($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 3.15 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 3.16 Averaged Schlieren photograph of rectangular jet from cross-section view
- Fig. 3.17 Cell length of rectangular jet
- Fig. 3.18 Cell length ratio of rectangular jet
- Fig. 3.19 Pseudo cell width

第 4 章 スクリーチ現象

- Fig. 4.1 Schematic of feedback mechanism
- Fig. 4.2 Sound wave history emitted from radial jet at $PR = 3.00$ ($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 4.3 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.60$ to 4.20
($D_2 = 12$ mm)
- Fig. 4.4 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 4.40$ to 6.00
($D_2 = 12$ mm)
- Fig. 4.5 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 3.00$ to 4.80
($D_2 = 16$ mm)
- Fig. 4.6 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.30$
($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 4.7 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.30$ to 3.00
($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 4.8 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 3.10$ to 3.70
($D_2 = 60$ mm)
- Fig. 4.9 FFT analysis of the sound emitted from flow field of rectangular jet at $PR = 2.20$ to 3.20
- Fig. 4.10 FFT analysis of the sound emitted from flow field of rectangular jet at $PR = 3.30$ to 4.00
- Fig. 4.11 Screech frequency of radial jet and rectangular jet
- Fig. 4.12 Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16$ mm)
- Fig. 4.13 Locations of density waves measured from jet axis
- Fig. 4.14 Generation frequency of density wave
- Fig. 4.15 Shock cell structure and position of density wave source
- Fig. 4.16 Positions of cell nodes and sound source of radial jet from slit nozzle ($D_2 = 12$ mm)

Fig. 4.17 Positions of cell nodes and sound source of radial jet from slit nozzle ($D_2 = 16$ mm)

Fig. 4.18 Screech frequency directivity ($D_2 = 12$ mm)

第 5 章 ストローハル数とじょう乱の移流速度に関わる係数

Fig. 5.1 Strouhal number

Fig. 5.2 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 12$ mm)

Fig. 5.3 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 16$ mm)

Fig. 5.4 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 60$ mm)

Fig. 5.5 Coefficient of convective velocity α for rectangular jets

Table 5.1 Average coefficient of convective velocity α for jets

第 6 章 スクリーチとブロードバンドノイズの音圧

Fig. 6.1 Maximum sound pressure of screech

Fig. 6.2 Sound intensity of screech

Fig. 6.3 Directivity of screech tone ($D_2 = 12$ mm)

Fig. 6.4 Maximum sound pressure of broadband noise

Fig. 6.5 Sound intensity of broadband noise

Fig. 6.6 Sound pressure of screech by nozzle shape

Fig. 6.7 Sound pressure of broadband noise by nozzle shape

Fig. 6.8 Underexpanded jet radially in poppet valve

Fig. 6.9 Underexpanded jet spreading radially on flat plate

記号一覧

A_c	先細ノズルの断面積
$A_{c_{\min}}$	先細ノズルの最小断面積
A_s	スリットノズルの断面積
$A_{s_{\min}}$	スリットノズルの最小断面積
B	疑似的なセル幅
b	スリットノズルの隙間幅
c	完全膨張時の噴流の音速
c_a	雰囲気音速
c_0	高圧タンク内の音速
D_1	円筒の内径
D_2	円筒の外径, ノズル外径
D_b	バルブ直径
D_c	先細ノズル出口径
d	矩形ノズルの奥行き
f	スクリーチの基本周波数
f_d	密度波の発生周波数
I	噴流の放射音の強さ
K	係数 (Krothapalli らのストローハル数の経験式)
L	セル長さ
L_1	第1セル長さ
L_2	第2セル長さ
L_3	第3セル長さ
L_c	先細ノズルと平板間の距離
L_s	スリットノズルの隙間幅の半分
l	バルブの隙間
M_j	完全膨張時の噴流マッハ数
p_0	高圧タンク内のよどみ点圧力
p_a	大気圧, 雰囲気圧
PR	圧力比 ($= p_0 / p_a$)
Q_m	完全膨張時の質量流量
r_c	先細ノズルの曲率半径
r_L	噴流左側の密度波の発生位置 (噴流中心軸からの距離)
r_R	噴流右側の密度波の発生位置 (噴流中心軸からの距離)

Δr	$ r_L - r_R $
S	密度波の発生位置 (スリットノズルからの距離)
St	ストローハル数
t_s	スリットノズルの肉厚
U_c	じょう乱の移流速度
U_J	完全膨張時の噴流速度
w	矩形ノズルの幅
α	じょう乱の移流速度に関わる係数
κ	比熱比
θ	マイクロホンの設置角度

第 1 章 序論

本章では研究背景として，圧縮性流体，不足膨張噴流の構造，放射状不足膨張噴流や不足膨張噴流が壁面に衝突した場合の壁面噴流の従来の研究について述べ，これらを踏まえて本研究の目的について示す．

1.1 背景

超音速噴流はレーザー加工時のアシストガスや強化ガラス製造時の冷却噴流として工業的に広い範囲で用いられている^{[1],[2],[3]}．この超音速噴流が放射状に広がる，あるいは一点に収束する流れは高圧配管内の減圧弁や往復式内燃機関のバルブ周辺など様々な場面で見られる．一般的にこのような流れ場は騒音と振動を伴い，条件によっては配管系の破壊や作業環境を悪化させることが知られている．また，超音速噴流が加工対象物に衝突すると，その後の物体表面には放射状に広がる壁面噴流が形成されることになる．対象物に衝突する主噴流のよどみ点圧力が十分に高く，ノズル出口から対象物までの距離が短い場合，壁面噴流は超音速になることがある^[4]．

超音速の主噴流の研究は古くからなされており，噴流構造や放射音^{[5],[6],[7]}，振動モード^{[8],[9]}について報告がされている．しかし，放射状に広がる超音速噴流に関しては，十分な解明が行われておらず，未解明な部分が残されている．本研究では，壁面を伴わない放射状に広がる不足膨張噴流について，4種類のノズルを用いてモデル化した流れ場を再現する．噴流構造と噴流からの放射音を解析し，それらの関係を考察する．

1.2 不足膨張噴流

圧縮性流れとは密度変化による状態変化が可逆断熱的に行われる流れである。特に圧力や温度による密度変化の大きい気体では、音速と同程度かそれ以上の速さの場合に圧縮性を考慮する必要がある。高圧の気体を貯蔵したタンクに、出口が小孔のノズルを取り付けると噴出する気体は超音速噴流となる。この超音速噴流はノズル出口における噴流内圧力と雰囲気圧力が等しくなる適正膨張でない限り、衝撃波と膨張波が交互に現れるショックセル構造を伴う。この超音速噴流は高圧タンク内のよどみ点圧力 p_0 と雰囲気圧力 p_a の比である圧力比 p_0/p_a が臨界値以上となり、ノズルの断面積が出口に行くに従い小さくなる先細ノズルを使用するとき不足膨張噴流になる。また、ノズル中間部が狭まっているラバルノズルを使用し、設計値以上の圧力比で噴出させると不足膨張噴流になる。この不足膨張噴流はノズル出口圧力が雰囲気圧力 p_a より大きくなる。先細ノズルから噴出する不足膨張噴流の概略を図 1.1 に示す。ノズル出口から発生する膨張波は、周囲の静止気体との境界である噴流境界で反射して圧縮波となり、セル節の位置で斜め衝撃波が発生する樽型のセル構造となる。下流に進むにつれて噴流境界の領域は厚さを増し、上流で生じたじょう乱の振幅が大きくなるため、セル構造は崩れていく。

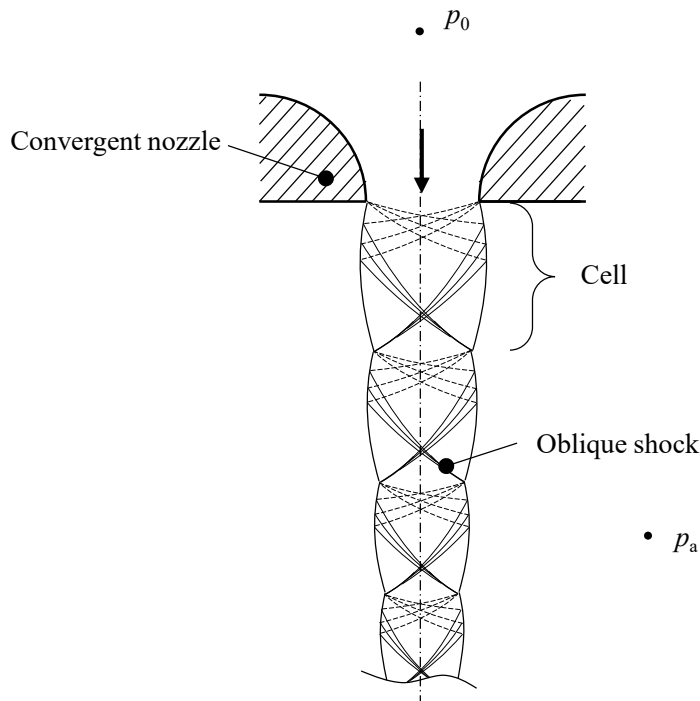


Fig. 1.1 Underexpanded jet

1.3 従来の研究

円形や矩形の先細ノズルから生じる不足膨張噴流は、低周波の広帯域音と高周波の狭帯域のスクリーチを放出することが Powell によって報告されている^[10]。スクリーチは振幅が大きいので、航空機のジェットエンジンから発せられると環境性能である騒音の増大に繋がる。Powell は流れ場を可視化することで、噴流の左右にある非対称じょう乱と上流に伝ばする音波を確認している。じょう乱がノズル出口から数えて第 3 セルまたは第 4 セルを通過すると、斜め衝撃波と干渉して強い音波を放出し、音波が上流のノズル出口を通過する際に噴流のじょう乱を引き起こすフィードバックループ機構によってスクリーチが発生すると結論付けている。Norum は流れ場の音響測定を行い、スクリーチの基本波は上流側に強く放出され、噴流軸方向から 90°に 1 次高調波の強い指向性があることを報告している^[6]。このような、流れ場から生じる騒音の周波数や音圧の解析^[5]、流れ場の振動モードの解析^[8]がなされており、Krothapalli ら^[7]や Suda ら^[9]は矩形噴流で実験を行い、第 3 セルがスクリーチの音源であると述べている。このスクリーチ現象をもたらすフィードバックループ機構についても研究が行われている^{[11],[12],[13],[14],[15],[16]}。航空機ではノズル出口に複数の突起を設けて、フィードバックループを障害してスクリーチを低減させる構造が採られている^[17]。

本研究の対象である放射状の不足膨張噴流は、内燃機関の吸排気バルブや高圧配管の圧力調整バルブ近傍の流れ場に生じる。内燃機関の吸気バルブの概略を図 1.2 に、圧力調整バルブの概略を図 1.3 に示す。この放射状の不足膨張噴流は、内燃機関では混合気の充填効率の低下の原因になる。また、圧力調整バルブでは噴流の振動で生じた圧力変動による弁棒の疲労破壊や、騒音の音響エネルギーと配管系の共鳴によって配管が共振して疲労破壊する原因になる^{[18],[19]}。また、円形や矩形のノズルから噴出された不足膨張噴流を比較的短い距離で平板に衝突させた場合に、平板に生じる壁面噴流も放射状不足膨張噴流となることがある^[4]。平板に衝突する主噴流と壁面噴流の概略を図 1.4 に示す。このような流れ場は、レーザー加工機のアシストガスや熱強化ガラス製造時の急冷ガスが加工対象物に衝突した場合に生じ、しばしば振動と騒音を伴うため加工精度の低下や作業環境を悪化させる^{[1],[2],[3]}。このように、放射状不足膨張噴流は工業的に多方面で現れる現象であり、流れ場の構造を理解することは工学上非常に重要である。これまでも放射状不足膨張噴流の構造を把握するために、流れ場の可視化実験や数値解析が行われているが^{[20],[21]}、流れ場に生じる騒音に関する議論はあまりなされていない。

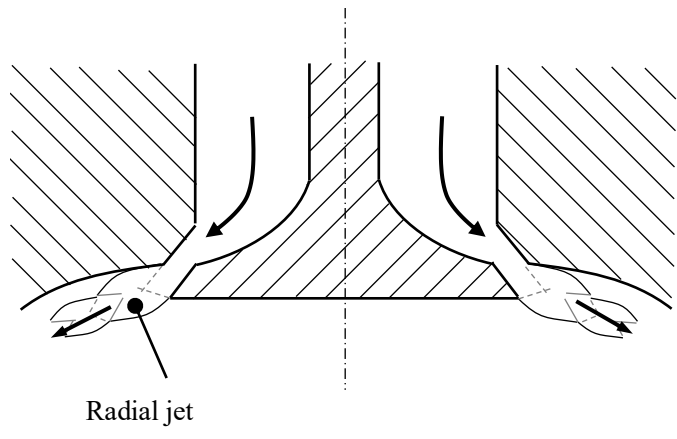


Fig. 1.2 Poppet valve

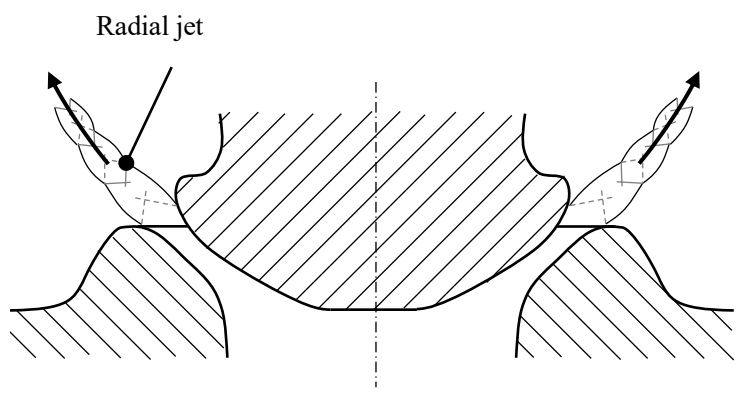


Fig. 1.3 Pressure reducing valve

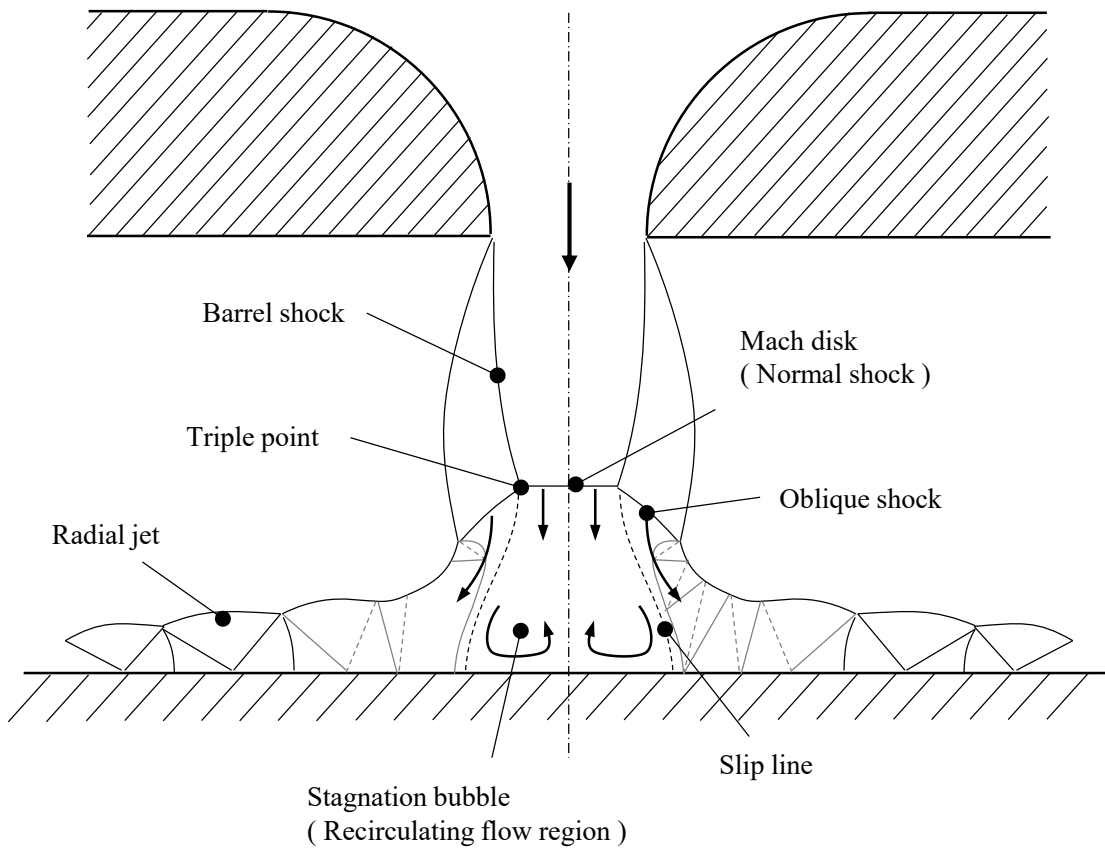


Fig. 1.4 Underexpanded impinging jet

1.4 本研究の目的

本研究では、工業的な場面で現れる吸排気バルブや圧力調整バルブ等の放射状噴流，熱強化ガラスやレーザー加工等の壁面噴流を普遍化して，主噴流から影響を受けない極めて単純化した放射状不足膨張噴流をモデル化し，流れ場の可視化による噴流構造の解析と，流れ場に生じる放射音の解析を行う．その結果を矩形ノズルから噴出する噴流と比較することで，放射状不足膨張噴流の構造と放射音の基本的特性の関係を考察する．これらの基本的特性の関係をj得ることで，内燃機関の吸排気効率の改善，圧力調整弁の振動抑制，レーザー加工の加工精度向上，熱強化ガラスの作業環境改善などがなされると期待される．

第2章 実験装置および方法

本章では実験に用いたノズル，配管系，可視化装置，音響測定装置について示す．

2.1 ノズル

本研究では一定の隙間を設けて向かい合う 2 つの円筒をスリットノズルと呼び，放射状噴流の実験を行った．スリットノズルおよび放射状噴流の断面概略図を図 2.1 に示す．円筒の直径と隙間が小さな場合は，圧縮空気を供給するコンプレッサの容量は十分であるが，円筒直径と隙間が大きい場合はコンプレッサの能力が不足する．このような場合には，スリットノズルを周方向に分割したノズルを使い実験を行った．また，放射状噴流との比較のため出口形状が矩形となるノズルから噴出する噴流の実験も行った．

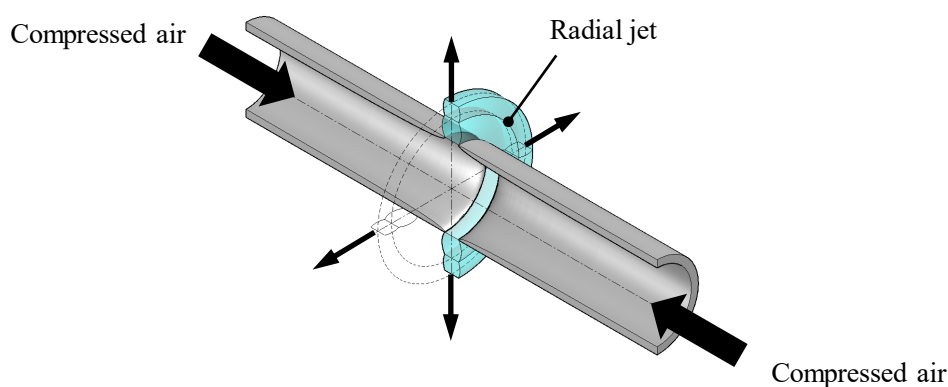


Fig. 2.1 Slit nozzle and radial jet

2.1.1 スリットノズル

2 つの円筒を隙間を設けて向い合せ，各円筒の端面から圧縮空気を供給する．円筒を通る空気は互いにぶつかり合い，流れの向きを変えてこの隙間から噴出されて放射状に広がる噴流となる．スリットノズルは 3 種類あり，最も円筒の内外径が小さい外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ ，内径 $D_1 = 10 \text{ mm}$ ，隙間幅 $b = 2 \text{ mm}$ ，次に円筒の内外径の大きな外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ ，内径 $D_1 = 14 \text{ mm}$ ，隙間幅 $b = 2 \text{ mm}$ ，最も円筒の内外径が大きい外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ ，内径 $D_1 = 51 \text{ mm}$ ，隙間幅 $b = 5 \text{ mm}$ である．円筒内壁の形状は臨界圧力のときスリット出口面で音速に達するように曲面加工されており，その内面は十分に滑らかである．

円筒内壁の形状は不足膨張噴流を噴出するときに使われる軸対称先細ノズルの断面積変化を参考にした. これを図2.2に示す. 一般的にノズル曲率半径 r_c はノズルの肉厚と等しい. また, 先細ノズル出口径を D_c とすると, $r_c = 2D_c$ とした研究が多く, その関係から式 (2.1) および式 (2.2) のように得られる.

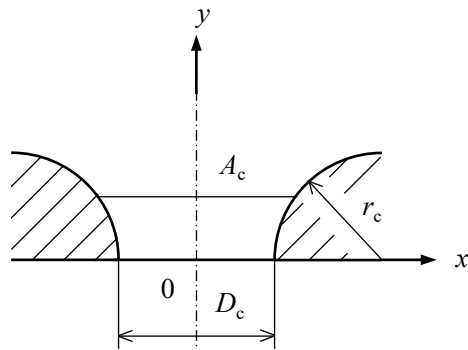


Fig. 2.2 Axisymmetric convergent nozzle

$$A_c = \pi \left(\frac{5}{4} r_c - \sqrt{r_c^2 - y^2} \right)^2 \quad (2.1)$$

$$A_{c\min} = \pi \frac{r_c^2}{16} \quad (2.2)$$

ここで A_c および $A_{c\min}$ は y 軸に直角なノズル断面積および最小断面積である. 図 2.3 に本研究で用いたスリットノズルの断面図を示す.

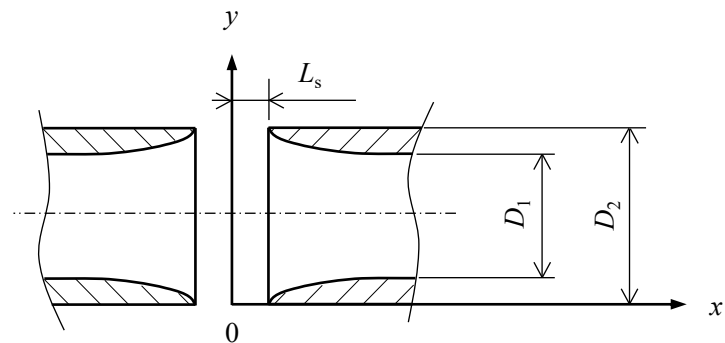


Fig. 2.3 Round slit nozzle

任意の y の値におけるスリットノズルの断面積を A_s 、最小断面積を $A_{s\min}$ とすると、

$$A_s = A_c \frac{A_{s\min}}{A_{c\min}} \quad (2.3)$$

であり、式 (2.3) に式 (2.1) および式 (2.2) を代入し

$$A_s = \frac{\left(\frac{5}{4}r_c - \sqrt{r_c^2 - y^2}\right)^2}{\frac{r_c^2}{16}} A_{s\min} \quad (2.4)$$

が得られる。一方、任意の y の値におけるスリットノズルの断面積 A_s と最小断面積 $A_{s\min}$ は

$$A_s = 2\pi (D_2 - 2y) x \quad (2.5)$$

$$A_{s\min} = 2\pi D_2 L_s \quad (2.6)$$

である。ここで D_2 は円筒外径、 L_s はスリットノズルの隙間幅の半分である。式 (2.5) と式 (2.6) を式 (2.4) に代入し、

$$x = \frac{16 D_2 L_s}{r_c^2 (D_2 - 2y)} \left(\frac{5}{4} r_c - \sqrt{r_c^2 - y^2}\right)^2 \quad (2.7)$$

を得る。ここで、曲率半径 r_c はスリットノズルの肉厚（円筒の肉厚） t_s に等しいとする。

式 (2.7) に円筒の外径 D_2 、円筒の肉厚 t_s 、スリット幅の半分 L_s を与えるとスリットノズルの内壁形状が得られる。また、ノズル出口付近には吸音材を貼り付けて不要な音波の反射を防いでいる。

2.1.2 分割スリットノズル

前節のスリットノズルより大径かつ隙間幅の大きいノズルとして、外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ 、内径 $D_1 = 51 \text{ mm}$ 、幅 $b = 5 \text{ mm}$ の分割スリットノズルを用いた。この諸寸法で図 2.3 のような円筒のスリットノズルを作製すると、コンプレッサの吐出量に対してノズル出口面積が大きくなり、実験に十分な圧力比を得られない。そのため、円周方向に 6 分割したノズル形状とした。ノズル中央部の流れは分割面から十分に離れており、壁面における境界層の影響をほとんど受けず、図 2.3 の円筒スリットノズルと同様の噴流となる。これを図 2.4 に示す。ノズル内壁は式 (2.7) により $D_2 = 60 \text{ mm}$ 、 $L_s = 2.5 \text{ mm}$ として求めた形状であり、その内面は十分滑らかに加工されている。不要な音波の反射防止のため出口付近は吸音材を貼り付けている。

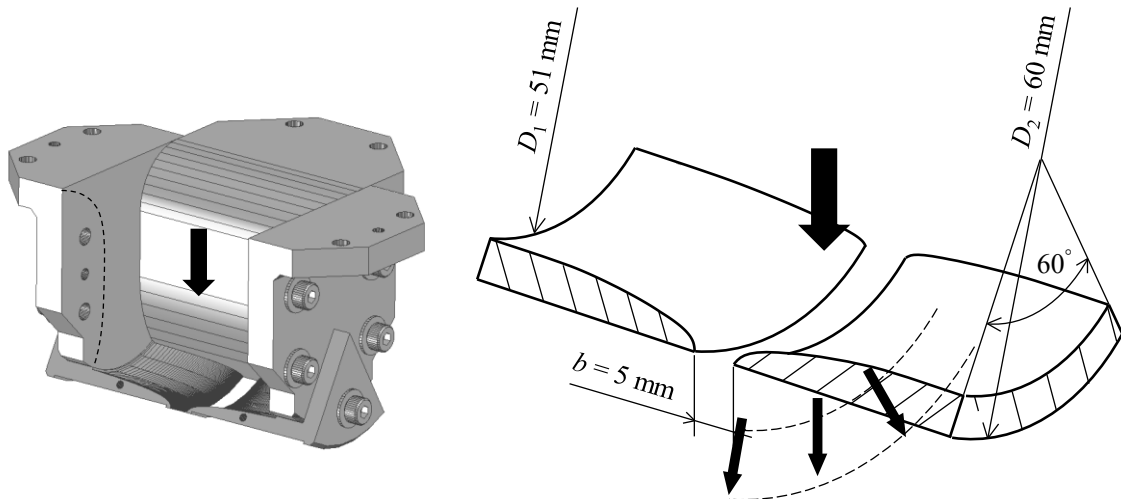


Fig. 2.4 Divided slit nozzle

実験に用いたスリットノズルの隙間幅と外径を表 2.1 に整理する。最右列は出口幅と直径との比であり、これが無限大に近いスリットノズルほど、噴出される噴流は 2 次元噴流に近づく。

Table 2.1 Nozzle characteristics

D_2	b	D_2 / b
12	2	6
16	2	8
60	5	12

2.1.3 矩形ノズル

矩形噴流を得るため出口形状が矩形のノズルを作製した。ノズル出口における設計マッハ数が1になる先細ノズルである。これを図 2.5 に示す。ノズル出口幅は $D_2 = 60 \text{ mm}$ の分割スリットノズルと同じ $w = 5 \text{ mm}$ とした。コンプレッサの吐出量からノズル出口断面積を計算し、奥行き $d = 15.7 \text{ mm}$ とした。絞り半径は 20 mm である。ノズル出口面付近には吸音材を貼り付けている。

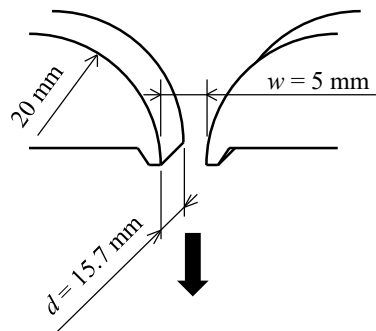
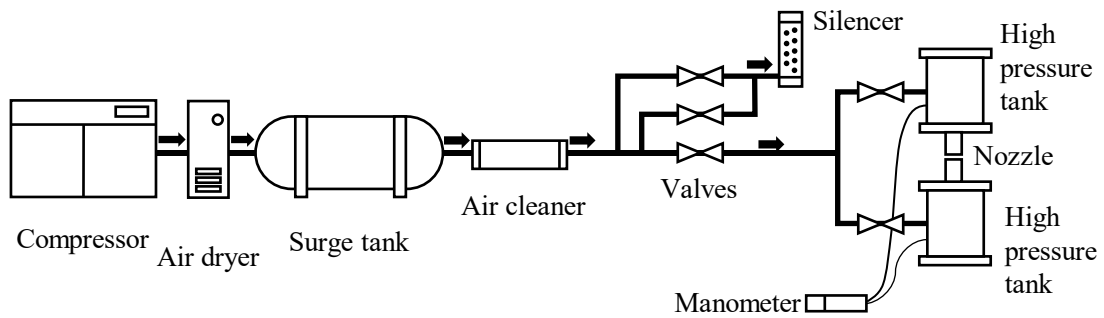


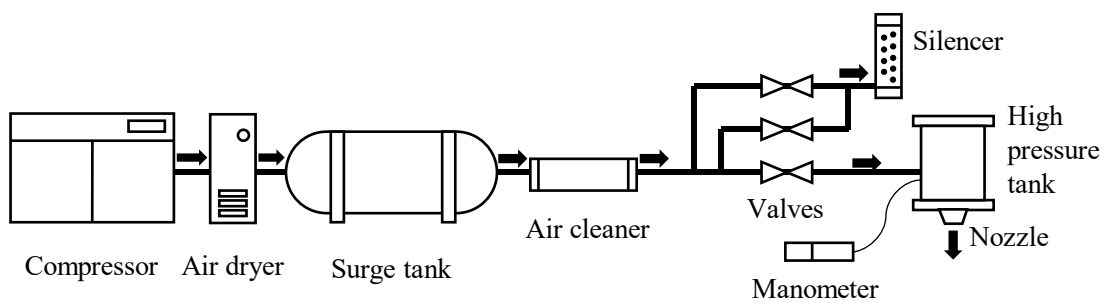
Fig. 2.5 Rectangular nozzle

2.2 配管系

本研究で用いた配管系の構成を図 2.6 (a) と図 2.6 (b) に示す. コンプレッサにより加圧された空気は, エアドライヤにより除湿されてサージタンクで脈動を取り除き, 防音が施された実験室内の 2 つの高圧タンクに供給される. 2 つの高圧タンク内の圧力が等しくなるようにマノメータで測定しながら圧縮空気の供給量はバルブによって調整され, 余剰な圧縮空気はサイレンサを通して実験室外に放出される. 実験室内の室温ならびに各高圧タンク内の空気温度は常温である. 図 2.6 (a) の各高圧タンクにはスリットノズルである外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$, 内径 $D_1 = 10 \text{ mm}$ または外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$, 内径 $D_1 = 14 \text{ mm}$ の円筒が取り付けられ, これらの出口は図 2.3 に示すように隙間幅 b を設けて向かい合っている. 分割スリットノズルと矩形ノズルは図 2.6 (b) に示すように, 1 つの高圧タンクに取り付けられる.



(a) For round slit nozzle



(b) For rectangular nozzle or divided slit nozzle

Fig. 2.6 Compressed air supply equipment

2.3 可視化装置

流れの可視化にはシュリーレン法とシャドウグラフ法を用いた。実験に使用したシュリーレン法の光学系を図 2.7 (a) と図 2.7 (b) に示す。光源には閃光時間 180 ns のキセノンフラッシュ (NP-1A / NPL-5 : 株式会社菅原研究所) を用いる。光源から発した光はコンデンサレンズとピンホール, コリメータレンズを経由して平行光線になり, 噴流を通過した後コンデンサレンズで集光されてナイフエッジを通りカメラに入る。シャドウグラフ法で可視化する場合, カメラ直前のナイフエッジは使用しないで撮影を行う。放射状噴流を側面から可視化する場合, 図 2.7 (a) のように光軸に対して 45°に設置した 2 つの鏡面で光を反射させる。1 つ目の鏡面で反射した光は円筒の中心軸と平行になり放射状に広がる噴流を通過して, さらに 2 つ目の鏡面で反射される。2 つの鏡面の溝はスリットノズルを形成する円筒の外径よりも大きいので, ノズル出口近傍 1 mm 程度の範囲の流れ場を可視化することができない。放射状噴流の断面を可視化する場合は反射鏡を用いずに撮影する。これを図 2.7 (b) に示す。分割スリットノズルおよび矩形ノズルから噴出する噴流は図 2.7 (b) の光学系を用いて撮影する。

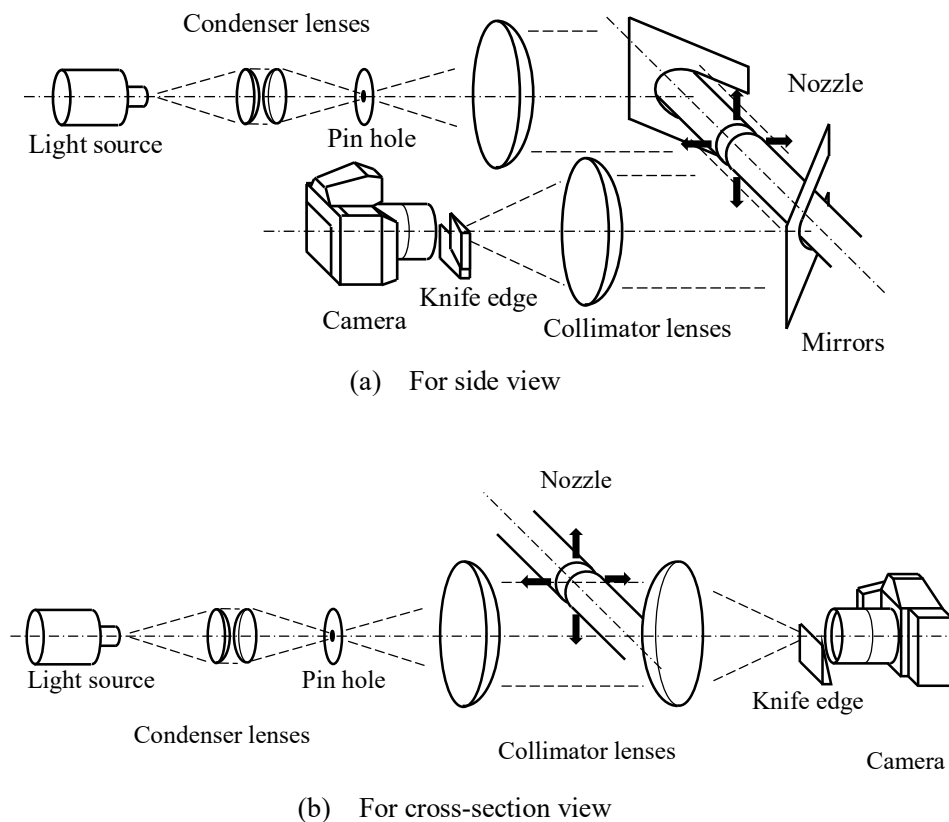


Fig. 2.7 Flow visualization apparatus

2.4 音響測定

流れ場の音響測定系の概略を図 2.8 (a) と図 2.8 (b) に示す. 不足膨張噴流からの放射音には指向性があるが, スクリーチの周波数は角度依存性が小さいことが知られている^{[6],[19]}. 図 2.8 (a) はノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ および 16 mm の放射状噴流の場合のマイクロホンの位置を示しており, スリットノズルの中立面に対して 45° かつノズル出口面から 750 mm 離れた位置に設置したマイクスタンドに取り付けられている. 図 2.8 (b) はノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の分割スリットノズルおよび矩形ノズルの場合であり, マイクロホンは図 2.8 (a) の放射状噴流と同様にノズル出口面の中心から 45° かつ 750 mm 離れた位置に設置されている. ノズルリップ以外のノズル外壁や実験装置の架台壁面は吸音材を貼り付けて噴流騒音の反射を防止している. ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ および 16 mm の放射状噴流で用いたマイクロホンは Brüel & Kjær 製 4138 (測定周波数 $6.5 \text{ Hz} \sim 140 \text{ kHz}$) であり, ノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流および矩形噴流で用いたマイクロホンは Brüel & Kjær 製 4191 (測定範囲 $3.15 \text{ Hz} \sim 40 \text{ kHz}$) である. マイクロホンで測定した音圧は電圧として出力され, アンプで増幅されたのちに A/D 変換ボードを経由して分解能 12 ビット, サンプリング周波数 1 MHz , データ数 460,800 として記録される. 記録したデータに FFT 変換および加算平均化処理を行い周波数成分を調べた.

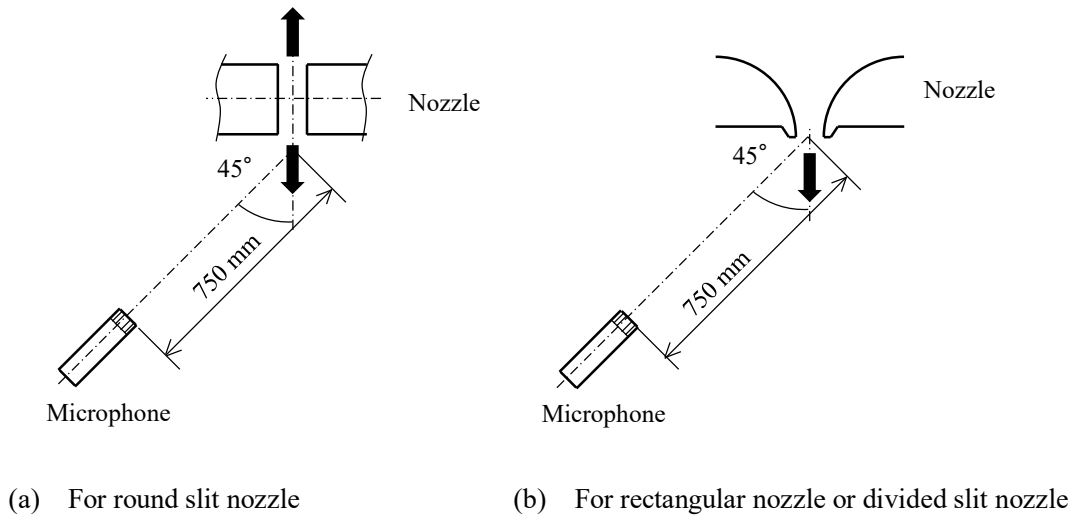


Fig. 2.8 Location of microphone

第3章 ショックセル構造

3.1. 緒言

本章では放射状噴流のショックセル構造について述べる。スクリーチと呼ばれる狭帯域の放射音はショックセル構造を持つ超音速噴流から生じることが知られており、噴流構造を把握することが重要である。特に放射音の発生周波数はセル長さに反比例することが知られており、放射状噴流のセル長さを調べることは、放射音の発生メカニズムを明らかにするために必要である。臨界圧力比以上の圧力比とした放射状噴流と矩形噴流について、側面視および断面視からの可視化と画像解析によるセル長さの測定を行い、ショックセル構造の特徴とセル長さについて比較を行った。

3.2. 放射状噴流のショックセル構造

3.2.1 $D_2 = 12$ mm スリットノズル

図 3.1 にノズル外径 $D_2 = 12$ mm のスリットノズルから噴出する放射状噴流のシャドウグラフィ法による可視化写真を示す。高压タンク内のよどみ点圧力 p_0 と大気圧 p_a の圧力比 PR ($=p_0/p_a$) を 2.00 から 4.00 の範囲で変化させた。これらは図 2.7 (a) の側面視からの可視化写真であり、写真中央のやや左にあるスリットノズル出口から放射状噴流が噴出し、同心円状に広がる様子が撮影されている。写真左から中央までの黒色の帯はスリットノズルの影であり、鏡面の切り欠きのため円筒よりやや大きく写っている。図上部の M_J は完全膨張時の噴流マッハ数であり、以下の式 (3.1) により求めた。

$$M_J = \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\}} \quad (3.1)$$

ここで κ は比熱比であり、本研究では空気のため $\kappa = 1.40$ とした。ノズルから噴出される空気が音速に達する臨界圧力比 1.89 より若干大きい図 3.1 (a) の圧力比 2.00 では噴流内に衝撃波はみられないが、図 3.1 (b) の圧力比 2.25 では噴流内に円環状の 4 つの衝撃波が観察される。この円環状の衝撃波をショックリングと呼び、ノズル中心軸に近いものから第 1 ショックリング、第 2 ショックリングとする。第 1 と第 2 のショックリングは比較的明確

であるが、第 3 と第 4 は所々ショックリングが途切れており、下流側になるにつれ噴流が振動していることが推測される。図 3.1 (c) の圧力比 2.50 ではショックリングは第 2 まで観察され、第 3 の位置には明確なショックリングは確認できない。図 3.1 (d) の圧力比 3.00 と図 3.1 (e) の圧力比 4.00 では第 2 ショックリングまで観察される。

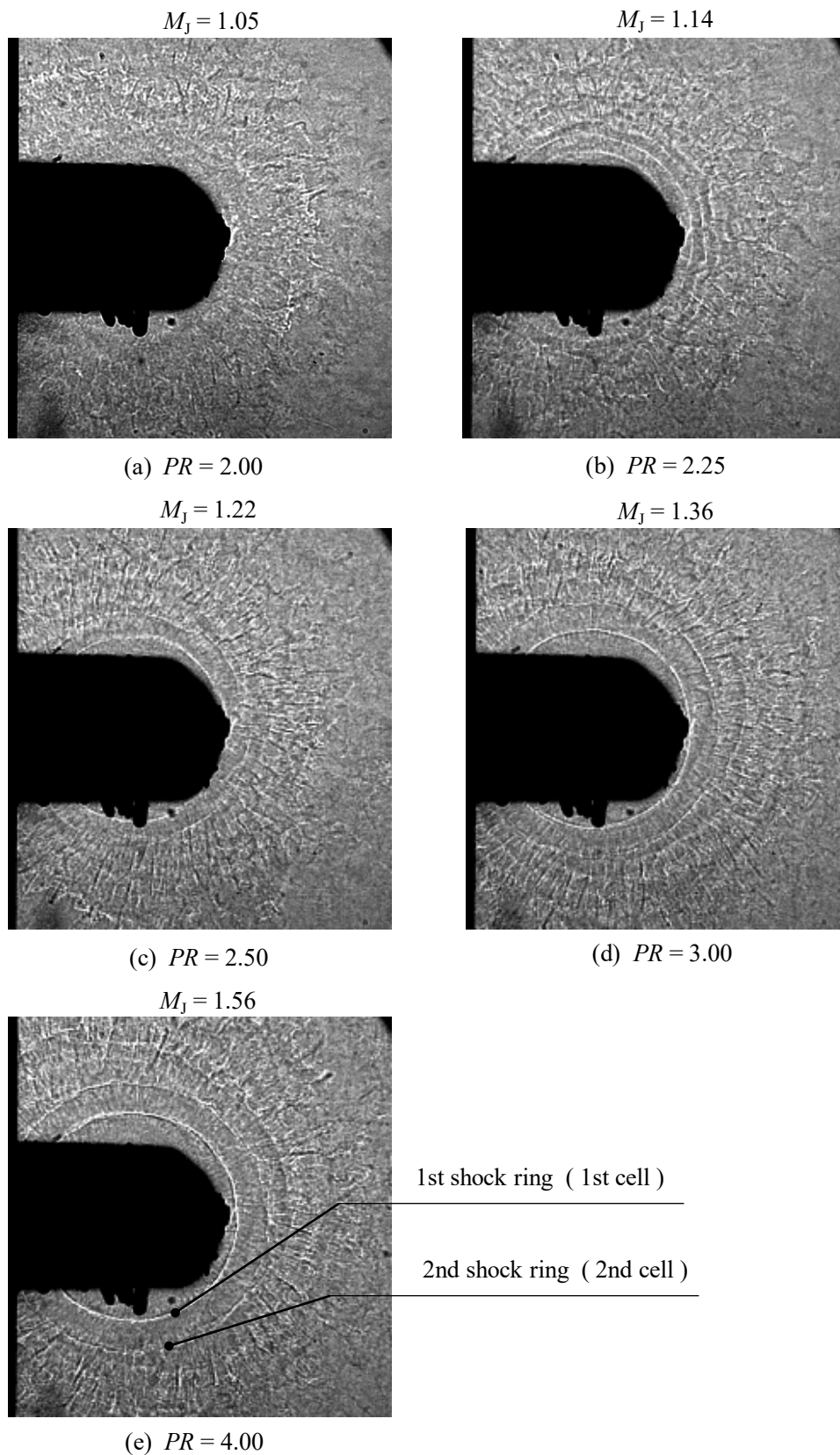


Fig. 3.1 Shadowgraph of radial jet from side view ($D_2 = 12$ mm)

流れ場の振動の影響を可能な限り排除して、放射状噴流の構造を把握するため、複数の可視化写真から平均画像を得ることとした。これを図 3.2 に示す。これらはランダムに撮影された 30 枚のシュリーレン写真を平均化したものであり、圧力比は図 3.1 と同様に 2.00 から 4.00 の範囲である。集光した光の下半分と右半分を遮るように 2 つのナイフエッジを水平および垂直に配置しており、膨張する流れは写真の上半分と左半分では暗色、下半分と右半分では明色となる。図 3.2 (a) の圧力比 2.00 では平均化前のシャドウグラフ写真 (図 3.1) と同様に噴流内に衝撃波はみられない。図 3.2 (b) の圧力比 2.25 では噴流内に 6 つのショックリングが観察される。図 3.2 (c) の圧力比 2.50 では第 4 ショックリングまで、図 3.2 (d) の圧力比 3.00 では第 3 ショックリングまで、図 3.2 (e) の圧力比 4.00 では第 2 ショックリングまで観察される。圧力比が大きくなると、ショックリング間の距離が増大し、個数は減少する。圧力比の増加とともに第 1 および第 2 ショックリングは明確な像が得られることからより強い衝撃波となっていると考えられる。

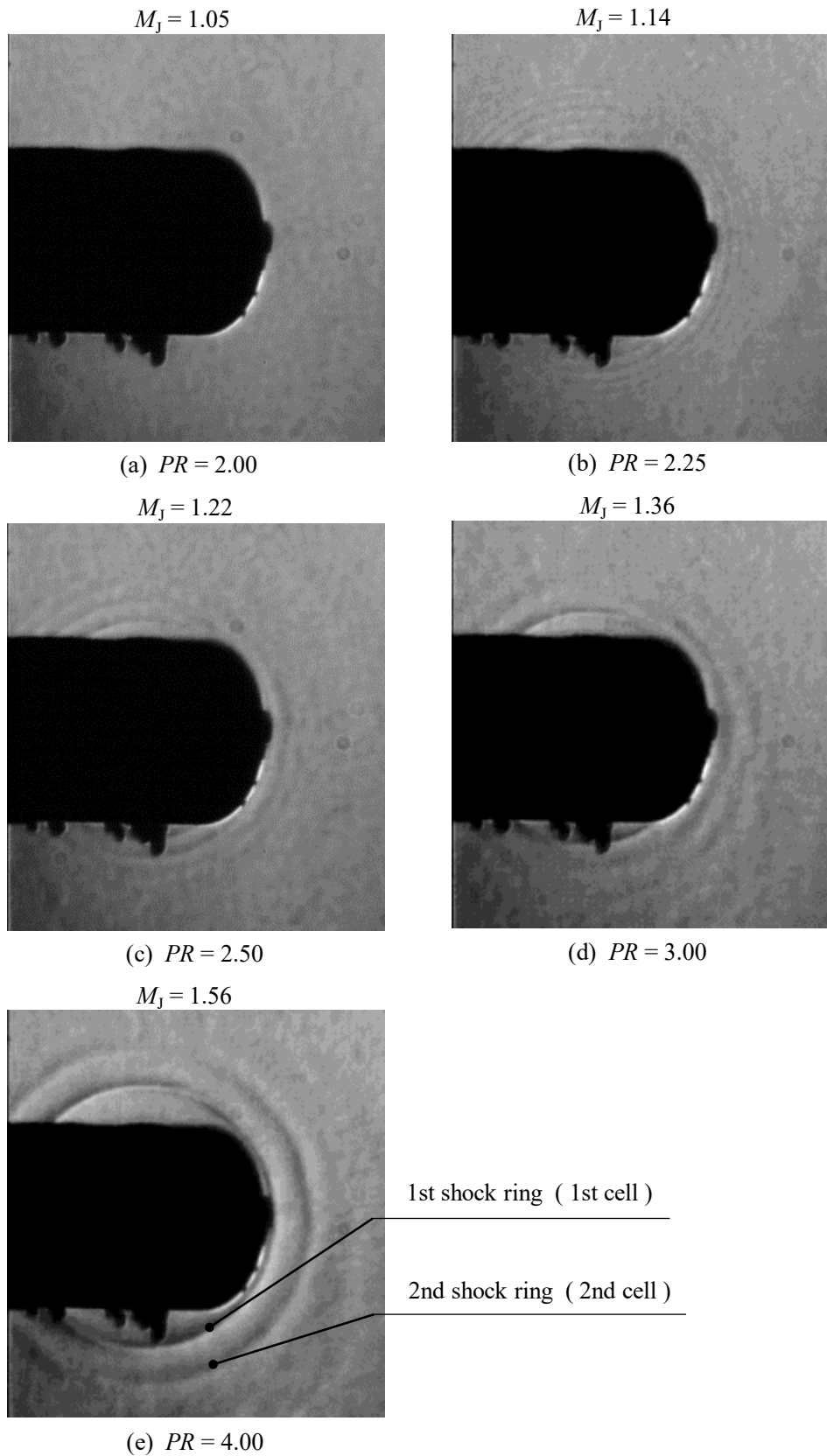


Fig. 3.2 Averaged Schlieren photograph of radial jet from side view ($D_2 = 12$ mm)

図 3.3 にランダムに撮影された 30 枚の画像を平均化したシュリーレン写真を示す。これらは光学系を示した図 2.7 (b) の断面視の可視化写真である。圧力比 2.00 の図 3.3 (a) では噴流内に密度勾配はみられない。また、下流になるにつれ噴流幅が狭くなっている。圧力比 2.25 の図 3.2 (b) では噴流内に 6 つの圧縮波と膨張波からなるセル構造が観察される。ノズル出口に近いものから第 1 セル、第 2 セルとする。図 3.3 (c) の圧力比 2.50 では第 4 セルまで、図 3.3 (d) の圧力比 3.00 では第 3 セルまで、図 3.2 (e) の圧力比 4.00 では第 2 セルまで観察され、その数は図 3.2 の側面視のショックリングの数と等しい。圧力比が大きいほどノズル出口付近の噴流幅が広がることから、噴流の不足膨張度が強くなることがわかる。また、圧力比 4.00 以上ではセル構造に大きな変化はみられなかった。

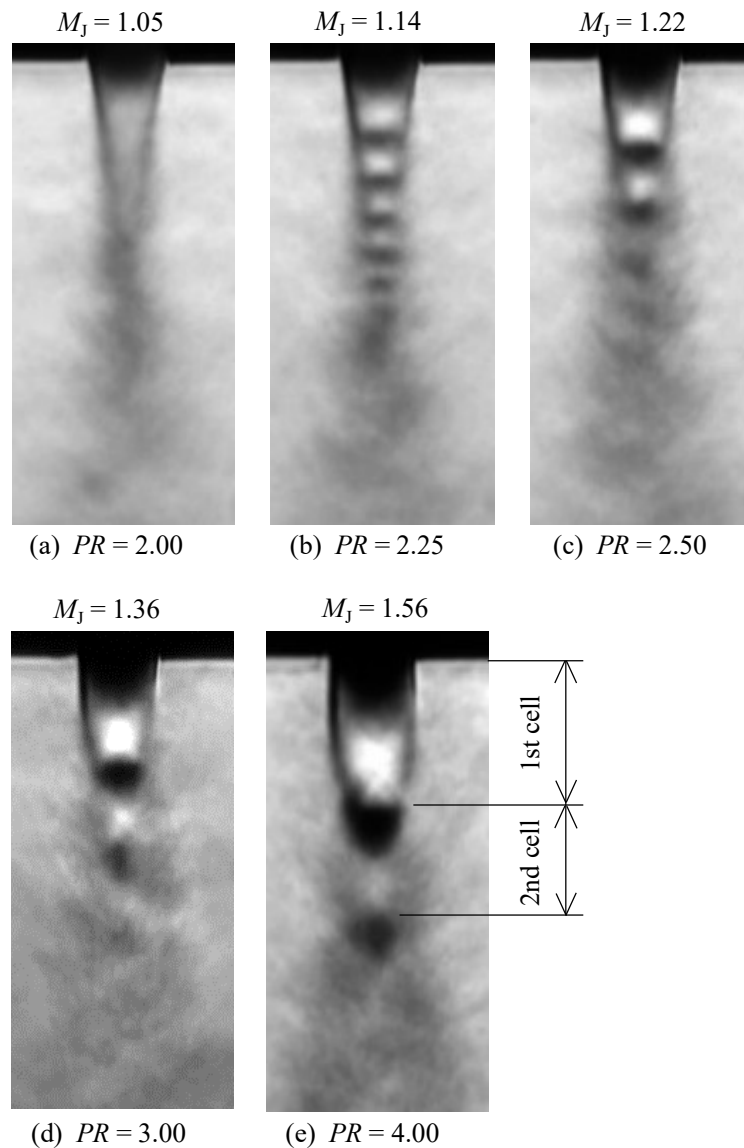


Fig. 3.3 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 12$ mm)

第1セル長さ L_1 、第2セル長さ L_2 、第3セル長さ L_3 の測定を行った。各セル長さの概略を図3.4に、測定結果を図3.5に示す。図3.5の縦軸はノズル幅で無次元化したセル長さ、横軸は圧力比である。同一の圧力比では上流側の第1セルが最も長く、下流側の第3セルが最も短い。圧力比が大きくなるほど各セル長さの差は大きくなり、下流側の第2セルと第3セルのセル長さに変動が確認できる。

第1セルと第2セル長さの比 L_2/L_1 、第2セルと第3セル長さの比 L_3/L_2 を図3.6に示す。縦軸はセル長さの比、横軸は圧力比である。 L_2/L_1 の平均は0.74、 L_3/L_2 は0.72であり、上流側のセル長さより短くなる。また、圧力比が増加してもセル長さの比はあまり変化しないことがわかる。

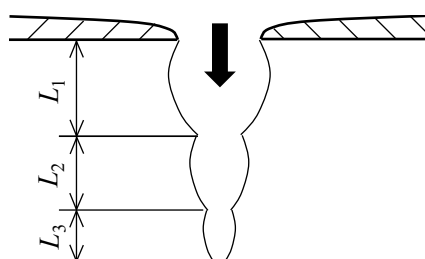


Fig. 3.4 Measurement of cell length

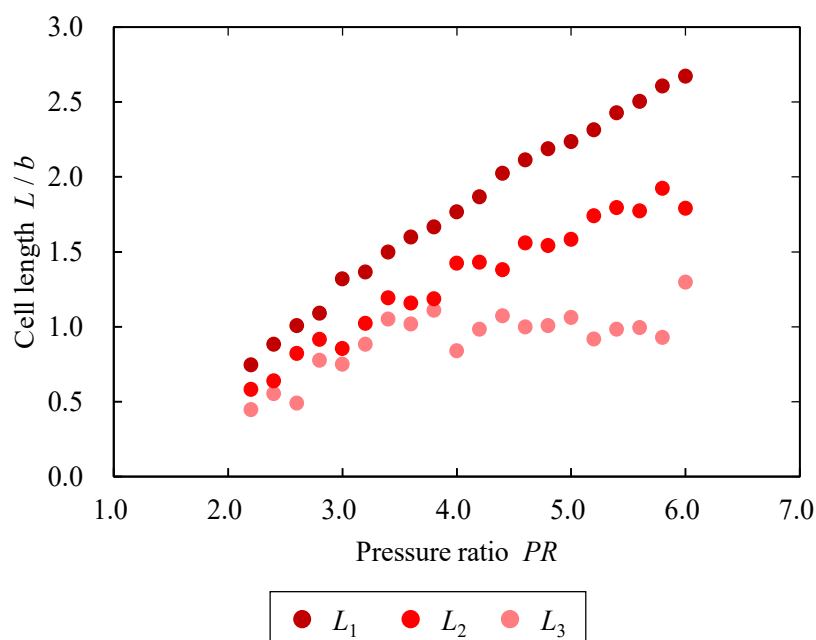


Fig. 3.5 Cell length of radial jet ($D_2 = 12$ mm)

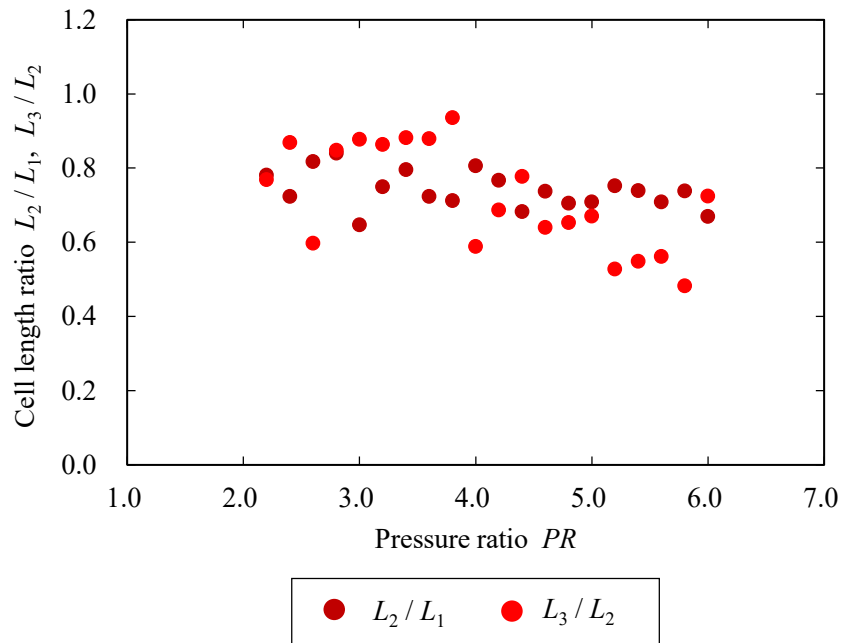


Fig. 3.6 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 12$ mm)

3.2.2 $D_2 = 16 \text{ mm}$ スリットノズル

図 3.7 にノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ のスリットノズルから噴出する放射状噴流のシュリーレン写真を示す。これらは瞬間的な断面視の可視化写真であり平均化していない。集光した光の上半分を遮るようにナイフエッジを水平に配置しているため膨張する流れは暗色、圧縮する流れは明色で撮影される。高圧タンク内のよどみ点圧力と大気圧の圧力比を 2.00 から 4.80 の範囲で変化させた。図 3.7 (a) の圧力比 2.00 ではノズルから噴出する流れは、暗色の膨張する流れであり、その後には明色の圧縮する流れが確認できる。それより下流では左右に蛇行しながら膨張と圧縮を繰り返していることがわかる。そのため、セル構造として確認することは困難である。

図 3.8 にランダムに撮影された 30 枚の写真から平均化したシュリーレン写真を示す。圧力比の範囲と観察方向は図 3.7 と同様である。図 3.8 (a) の圧力比 2.00 では噴流内にセル構造は現れない。ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流と同様に、噴流は下流側になるにつれ徐々に狭くなり、やがて境界が不鮮明になり周辺雰囲気と混合される。図 3.8 (b) の圧力比 2.20 では噴流にセル構造が現れており、第 6 セルまで確認できる。図 3.8 (c) の圧力比 2.40 でも第 6 セルまで確認できる。図 3.8 (g) の圧力比 3.20 まで第 3 セルが観察される。圧力比が大きいほど第 1 セル腹部の噴流幅が広がることから、噴流の不足膨張度が強くなることがわかる。第 2 セルより下流側は噴流境界が不鮮明であることから噴流が振動していると推測される。図 3.8 (h) の圧力比 3.40 で第 2 セルまで観察され、それ以上の圧力比ではセル構造に大きな変化は見られなかった。

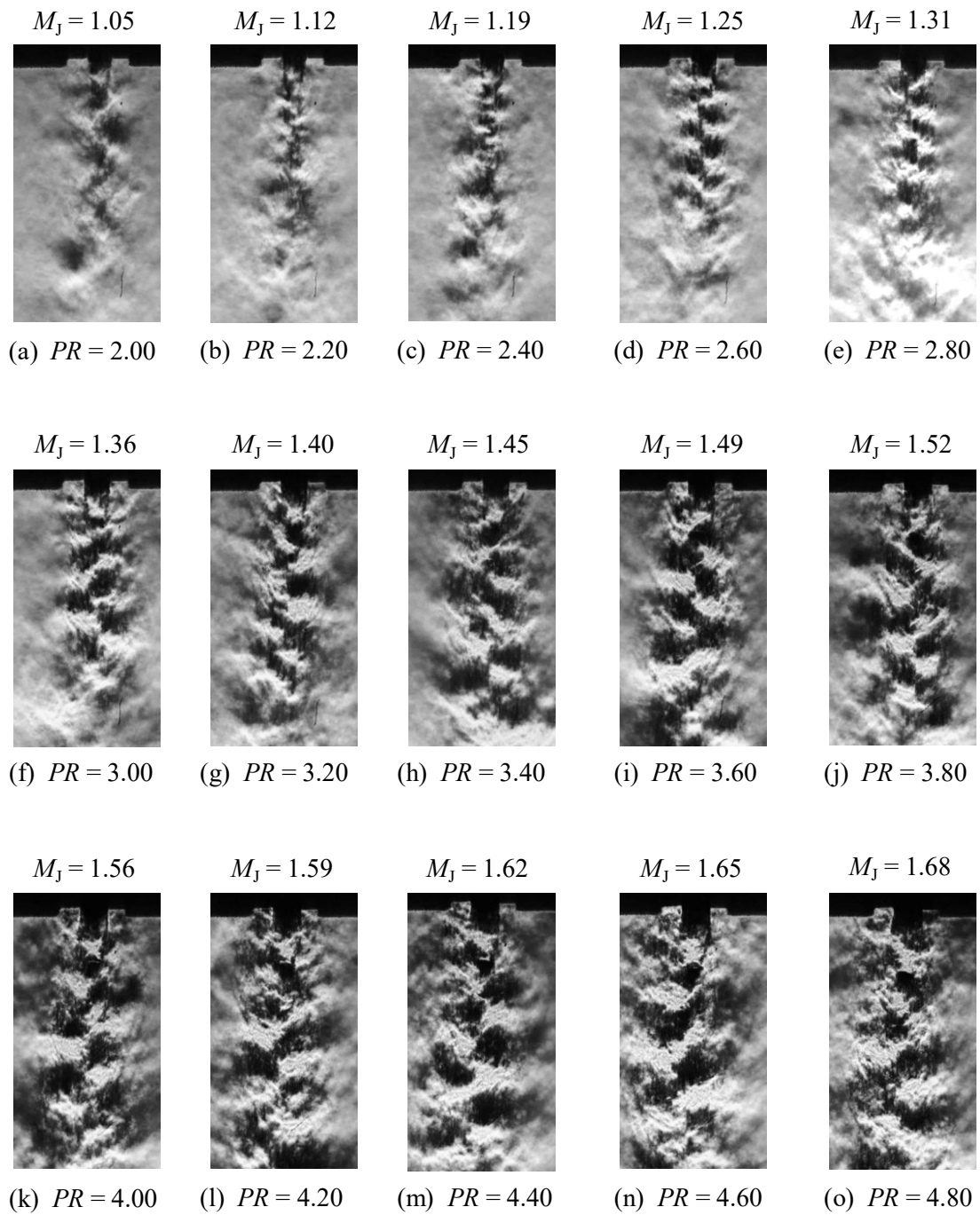


Fig. 3.7 Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16$ mm)

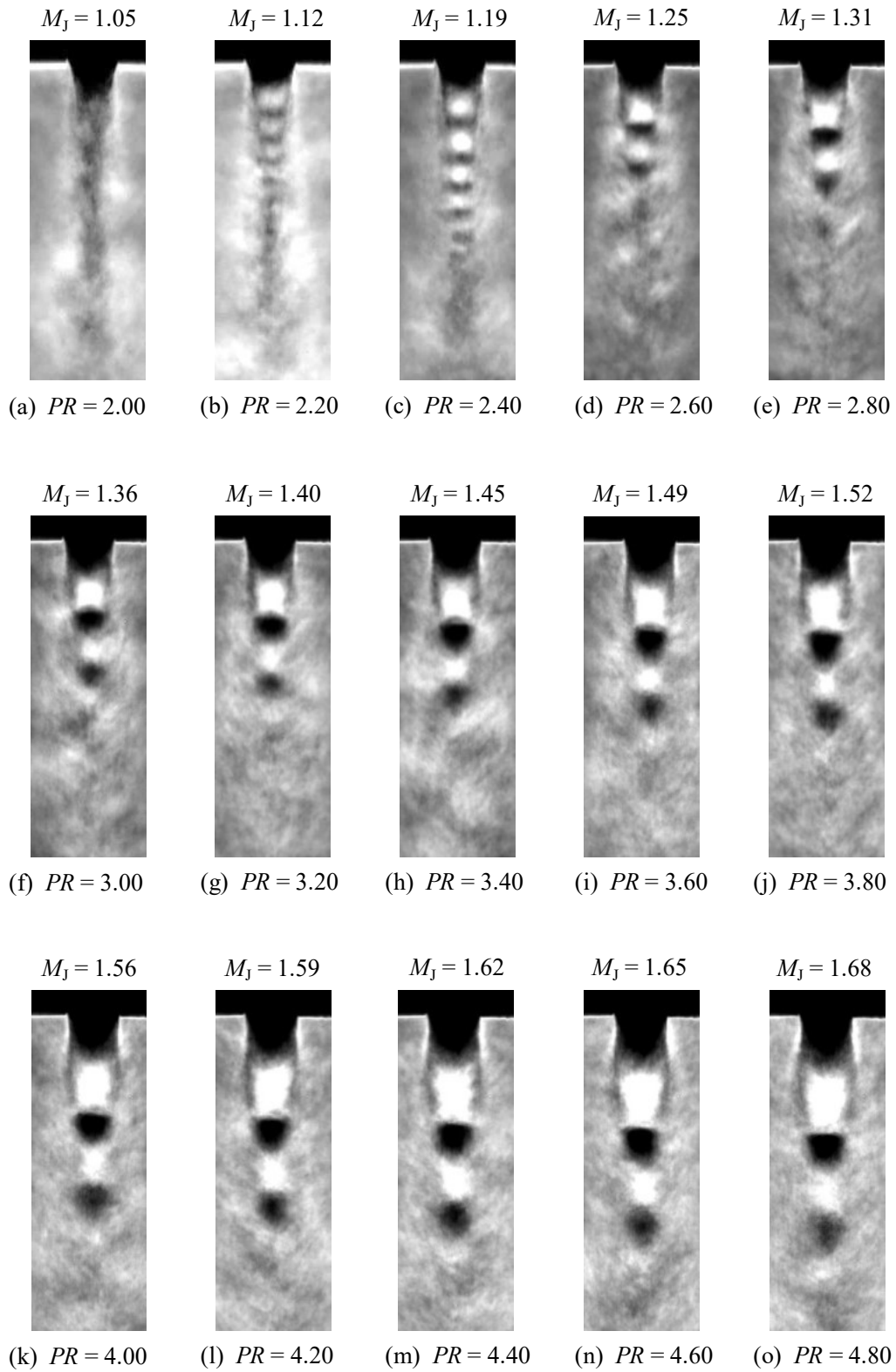


Fig. 3.8 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16$ mm)

第1セル長さ L_1 、第2セル長さ L_2 、第3セル長さ L_3 を図 3.9 に示す。縦軸はノズル幅で無次元化したセル長さ、横軸は圧力比である。図 3.4 のノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流と同様に、同一の圧力比では上流側の第1セルが最も長く、下流側の第3セルが最も短いことがわかる。圧力比の増加とともにセル長さも増大し、第1セル、第2セル、第3セルの長さの差は大きくなる。

第1セルと第2セル長さの比 L_2 / L_1 、第2セルと第3セル長さの比 L_3 / L_2 を図 3.10 に示す。 L_2 / L_1 の平均は 0.74 であり、圧力比が増加してもあまり変化しない。 L_3 / L_2 の平均は 0.48 であり、圧力比が増えるとともに増加する。

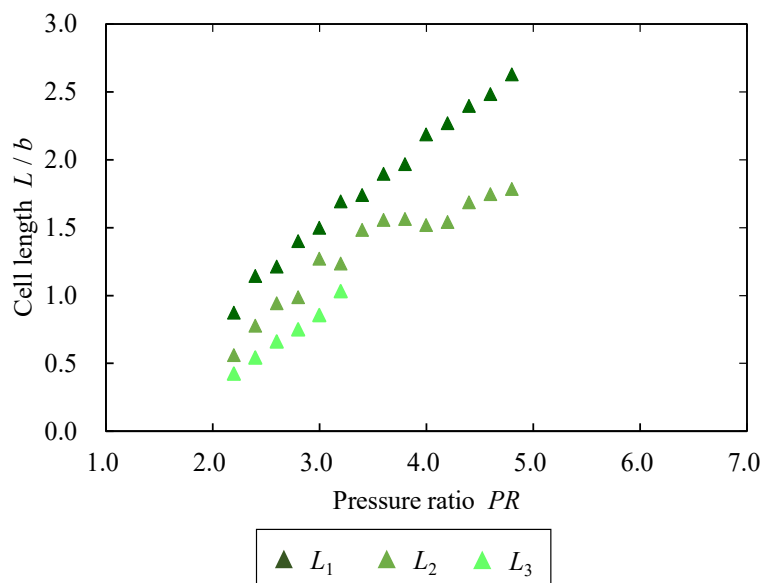


Fig. 3.9 Cell length of radial jet ($D_2 = 16 \text{ mm}$)

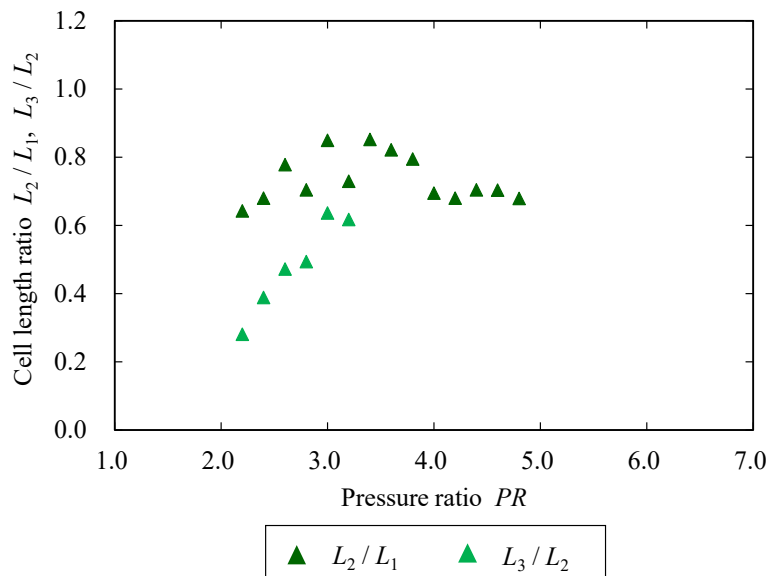


Fig. 3.10 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 16 \text{ mm}$)

ノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流の流れ場について数値解析を行った結果^[22]を東京電機大学 榎原教授からご提供頂き、実験結果との比較を行った。数値解析の計算領域は 2 次元であり、スリットノズルから出る噴流の中立面を対称面、ノズル壁面にはすべり有りとした。本研究の流れ場は粘性の影響が小さいため、支配方程式にはオイラー方程式を用いて、Yee による 2 次精度 TVD 法と Minmod 制限関数を組み合わせて計算されている。この計算コードは榎原ら^[23]が軸対称不足膨張噴流の計算を行っており、実験結果と良い一致が得られている。

実験と数値解析のセル長さを図 3.11 に示す。縦軸はノズル幅で無次元化したセル長さ、横軸は圧力比である。実験結果と数値解析結果の第 1 セル長さはよく一致していることがわかる。第 2 セル長さは圧力比 2.60 から 3.80 の範囲で実験結果と解析結果はほとんど一致しており、それ以外の領域では実験結果が若干小さくなる。第 3 セル長さは小さい圧力比では実験結果の方が小さくなり、圧力比の増加とともに解析結果に近づく。実験結果が数値解析と概ねよく一致していることから、放射状噴流のセル構造が十分な精度で測定されていることがわかる。

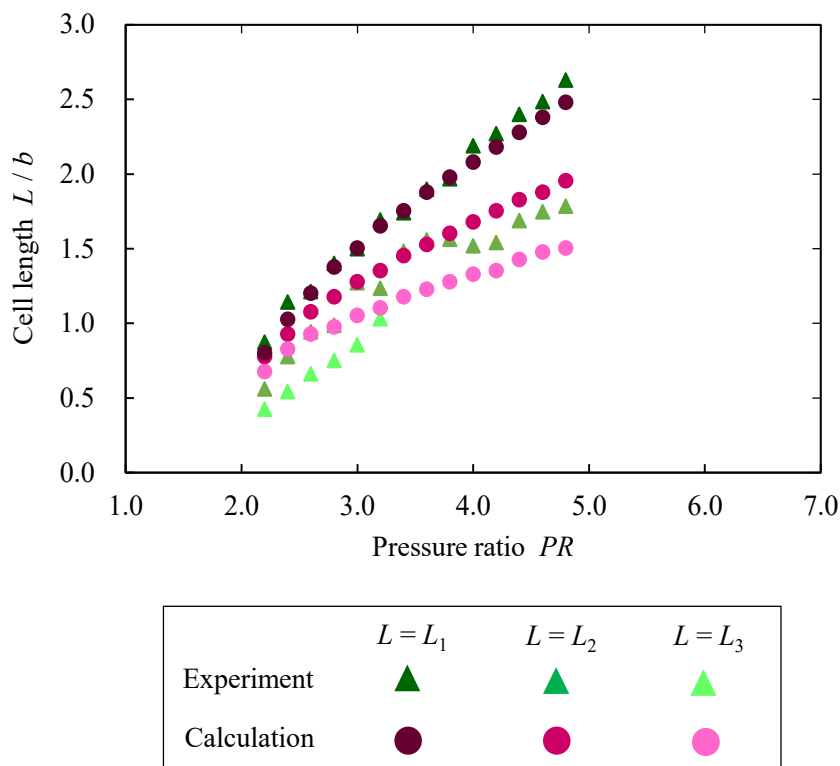


Fig. 3.11 Comparison of experiment to numerical simulation concerning cell length ($D_2 = 16 \text{ mm}$)

3.2.3 $D_2 = 60$ mm 分割スリットノズル

図 3.12 にノズル外径 $D_2 = 60$ mm の分割スリットノズルから噴出する放射状噴流のシュリーレン写真を示す。これらは断面視の可視化写真であり、圧力比 2.00 から 2.60 はランダムに撮影された 100 枚を、圧力比 2.80 以上は 30 枚の写真を平均化している。集光した光の上半分を遮るようにナイフエッジを水平に配置しているため膨張する流れは暗色で撮影される。高压タンク内のよどみ点圧力と大気圧の圧力比を 2.00 から 3.80 の範囲で変化させた。

図 3.12 (a) の圧力比 2.00 では噴流内にセル構造が現れ、第 10 セルまで確認できる。ノズル外径 $D_2 = 12$ mm, 16 mm のスリットノズルと同様に、噴流は下流側になるにつれ徐々に狭くなり、やがて境界が不鮮明になり周辺雰囲気と混合される。図 3.12 (b) の圧力比 2.20 で第 9 セルまで確認できる。図 3.12 (c) の圧力比 2.40 で第 1 セルに上方に反る弓型の衝撃波が確認できる。図 3.12 (d) の圧力比 2.60 では第 3 セルまで観察され、その下流側にやや不鮮明であるが 2, 3 回膨張と圧縮を繰り返していることが確認できる。図 3.12 (e) の圧力比 2.80 で第 2 セルまで観察され、それ以上の圧力比では第 1 セルの幅が広くなり不足膨張度が強まるが、セル構造に大きな変化はみられなかった。

図 3.13 に $D_2 = 60$ mm の分割スリットノズルから噴出する噴流の側面視のシュリーレン写真を示す。ランダムに撮影された 50 枚の写真を平均化している。集光した光の上半分を遮るようにナイフエッジを水平に配置しているため膨張する流れは暗色で撮影される。高压タンク内のよどみ点圧力と大気圧の圧力比を 2.00 から 3.80 の範囲で変化させた。

図 3.13 (a) の圧力比 2.00 では噴流内にセル構造が現れ、第 10 セルまで確認できる。図 3.13 (b) の圧力比 2.10 では第 9 セルまで確認できる。図 3.13 (c) の圧力比 2.20 では第 3 セルまでが観察され、セル数は断面視の可視化写真とほとんど一致する。

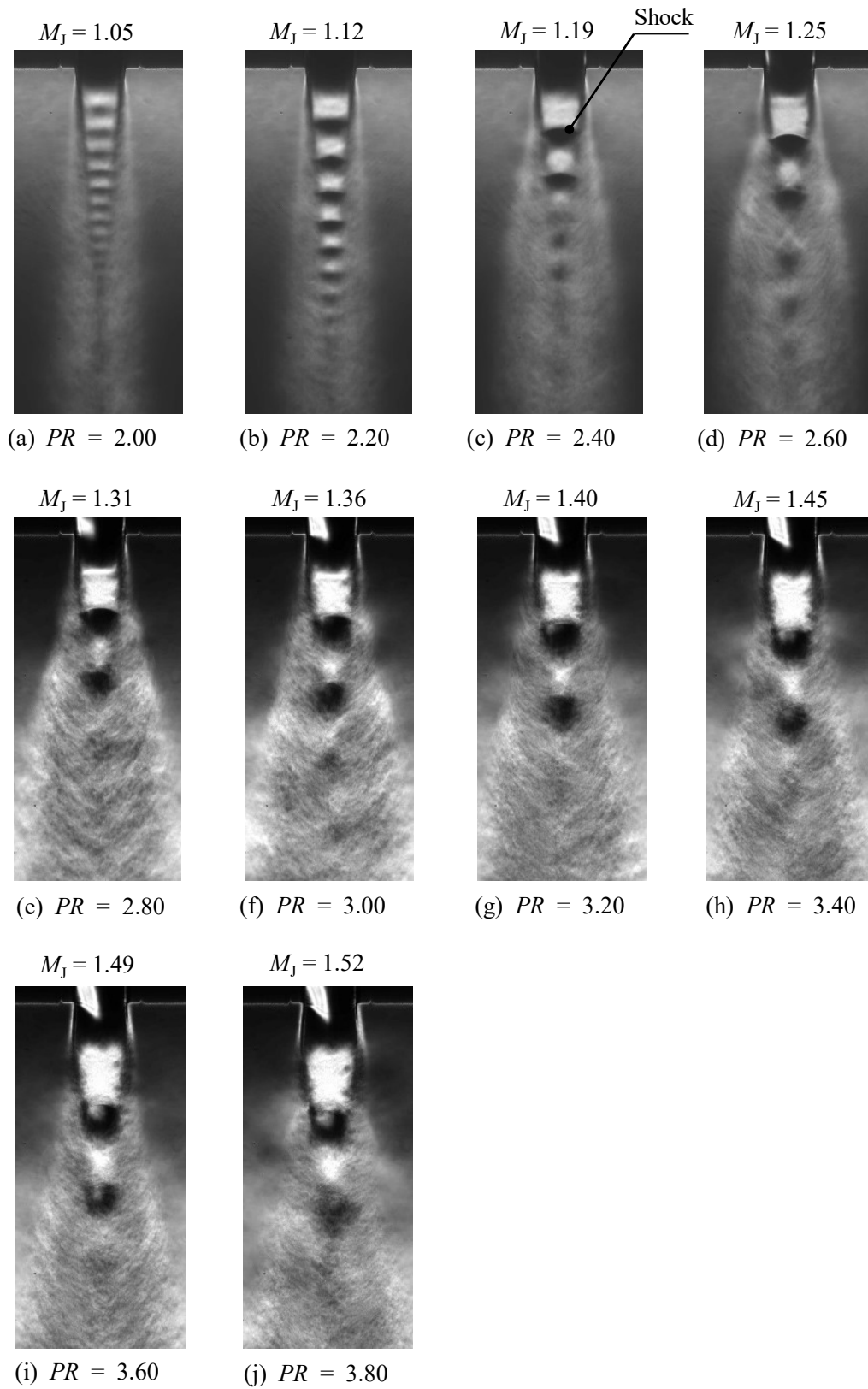


Fig. 3.12 Averaged Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 60$ mm)

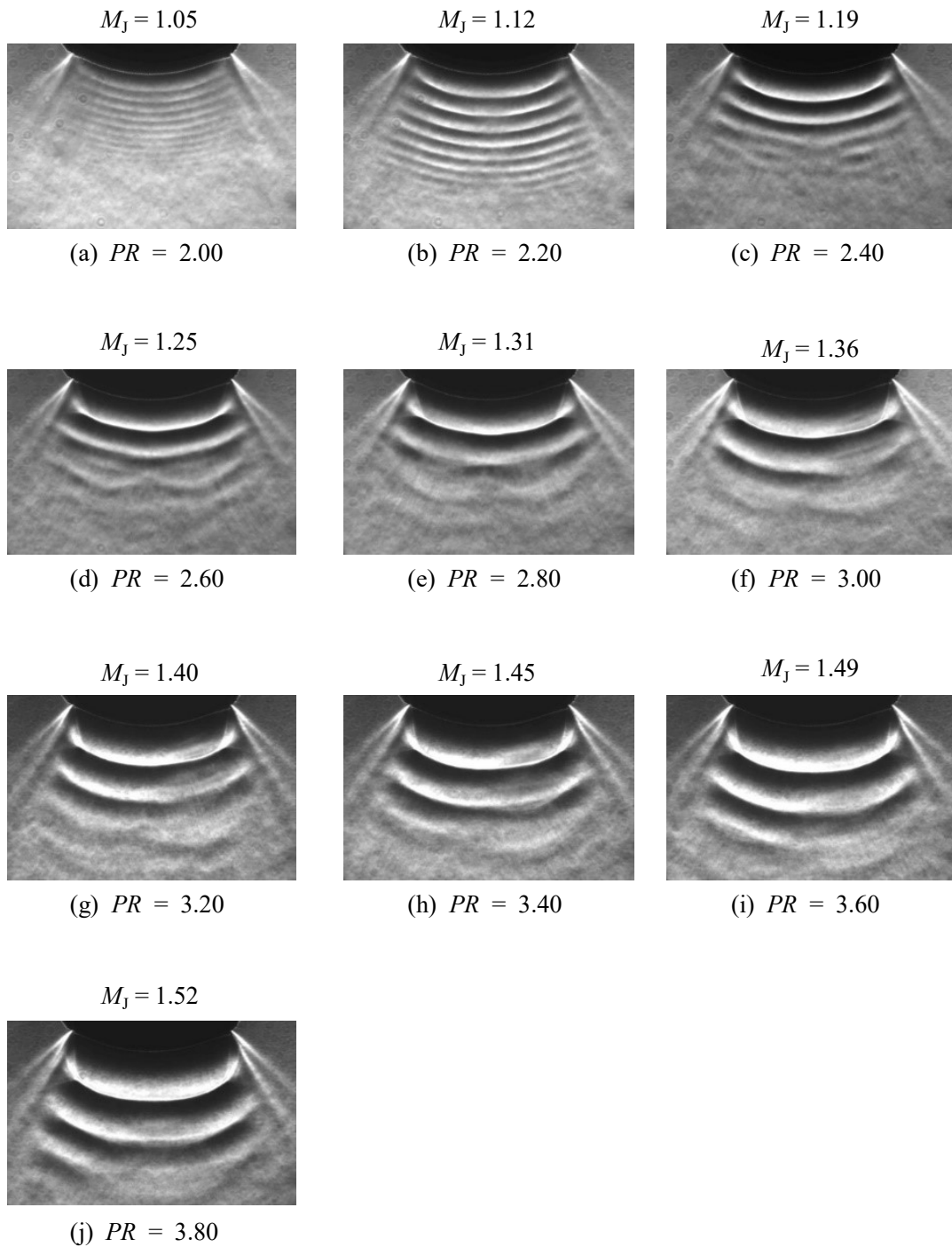


Fig. 3.13 Averaged Schlieren photograph of radial jet from side view ($D_2 = 60$ mm)

図 3.14 に第 1 セル長さ L_1 , 第 2 セル長さ L_2 , 第 3 セル長さ L_3 を示す. 縦軸はノズル幅で無次元化したセル長さ, 横軸は圧力比である. 同一の圧力比において, 第 1 セルは第 2 セルと第 3 セルより長くなるが, 第 2 セルと第 3 セルの長さには大きな差がないことがわかる. ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$, 16 mm の放射状噴流で確認できた第 2 セルと第 3 セルの長さの変動はほとんどない.

第 1 セルと第 2 セル長さの比 L_2 / L_1 , 第 2 セルと第 3 セル長さの比 L_3 / L_2 を図 3.15 に示す. L_2 / L_1 の平均は 0.80, L_3 / L_2 は 0.95 と $D_2 = 12 \text{ mm}$, 16 mm より大きく, セル長さの差がより小さいことがわかる. L_2 / L_1 では圧力比 2.00 から 2.50 においてセル長さの比がやや増加傾向にあるが, それ以外では圧力比が増加してもセル長さ比はほとんど変化しない.

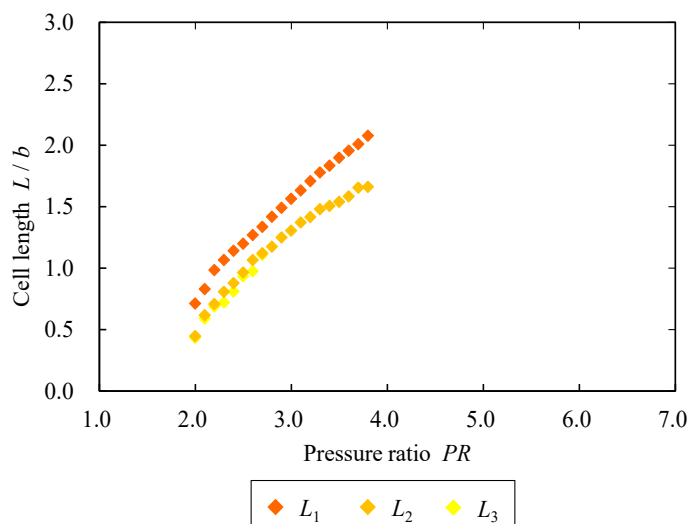


Fig. 3.14 Cell length of radial jet ($D_2 = 60 \text{ mm}$)

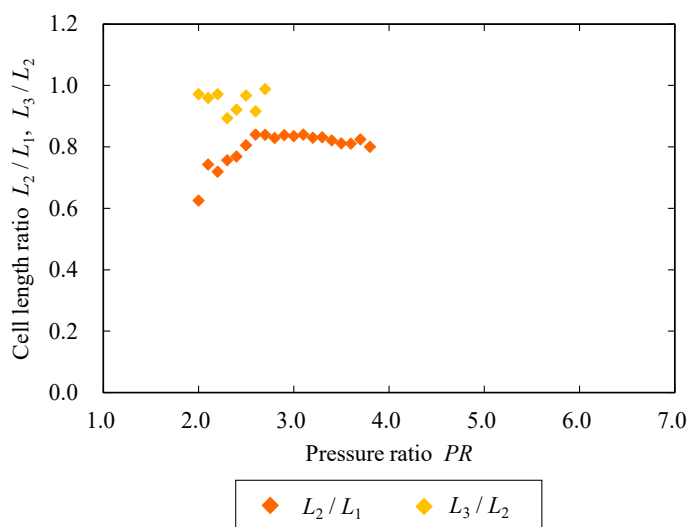


Fig. 3.15 Cell length ratio of radial jet ($D_2 = 60 \text{ mm}$)

3.3 矩形噴流のショックセル構造

図 3.16 に矩形噴流のシュリーレン写真を示す。ランダムに撮影された 50 枚の写真を平均化している。集光した光の上半分を遮るようにナイフエッジを水平に配置しており、膨張する流れは暗色で撮影されている。圧力比を 2.00 から 3.80 の範囲で変化させた。ノズル出口は写真の中央上部にあり、そこから下側に向かって噴流が噴出している。図 3.16 (a) の圧力比 2.00 では噴流内に下流側まで続く、12 個の周期的なセル構造がみられる。第 2 セル以降の噴流境界は下流側になるにつれ不鮮明になり、噴流の超音速領域の幅も狭くなり徐々に周辺雰囲気と混合されていく。それより大きい圧力比 2.20 の図 3.16 (b) では第 8 セルまで観察され、各セルの長さは長くなる。第 1 セルおよび第 2 セル内には斜め衝撃波あるいは強い圧縮波が上側に反った円弧状で観察される。第 2 セルより下流では超音速領域が狭くなり、噴流境界も不鮮明であり、噴流が左右方向に振動していると推測される。図 3.16 (c) の圧力比 2.40 では第 3 セルまで観察され、各セルの長さはさらに長くなる。噴流境界が不鮮明になるのは同様に第 2 セルより下流側である。また、第 1 セルの噴流境界が樽状に膨らんでおり、不足膨張度が強くなっていることがわかる。図 3.16 (f) の圧力比 3.00 ではノズル出口直後の第 1 セルの形状はより樽型になり、各セル内部の圧縮領域が大きくなっていることがわかる。図 3.16 (j) の圧力比 3.80 では第 3 セルの圧縮領域は明確に撮影されていない。噴流境界はより圧力比の低い場合と同様に、第 2 セルより下流側が不鮮明であり、噴流の振動によって定常的なセル構造が形成されないと推測される。各セルの長さはより長くなり、第 1 セルの樽型形状も顕著になる。

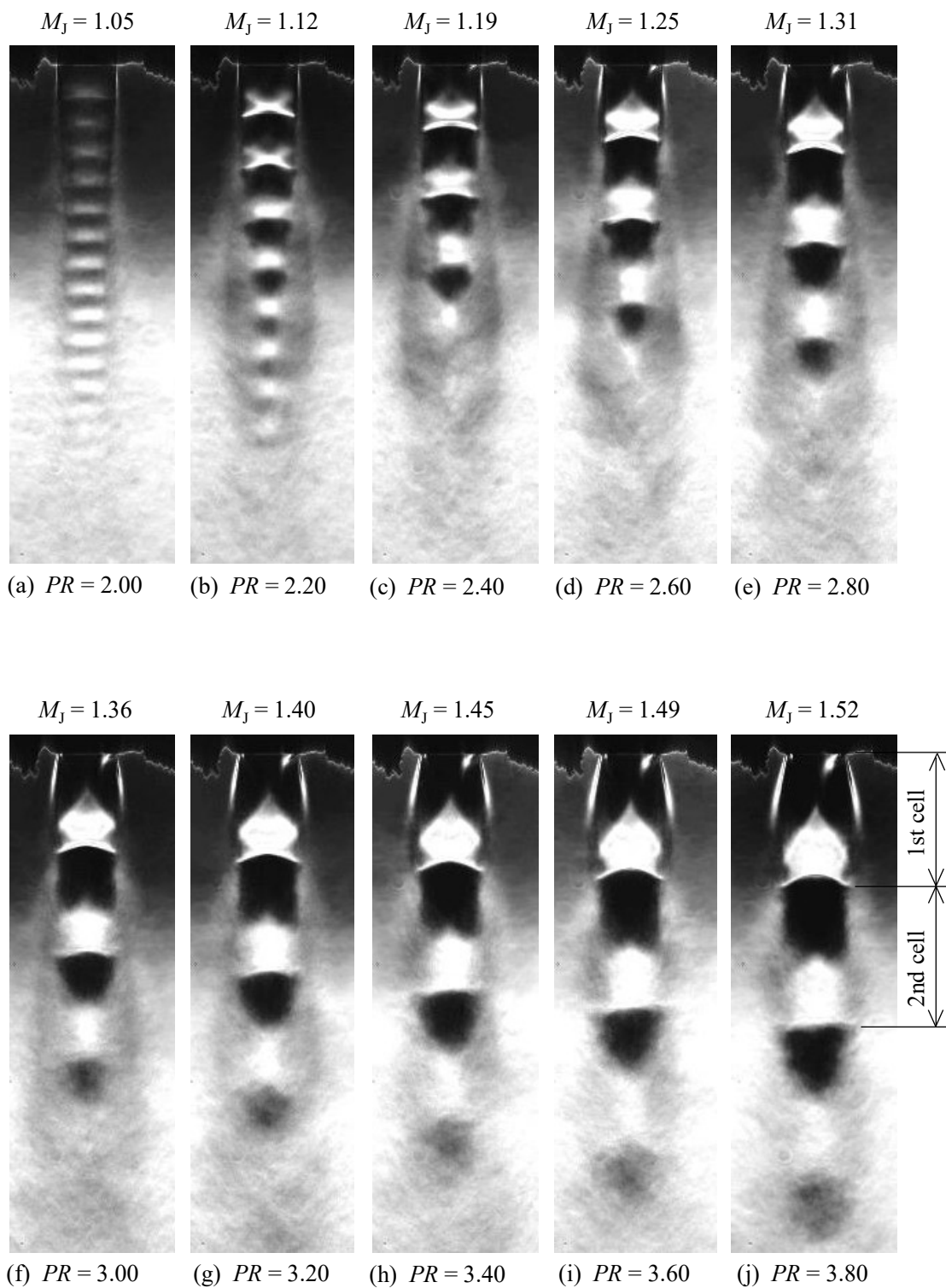


Fig. 3.16 Averaged Schlieren photograph of rectangular jet from cross-section view

矩形噴流の第1セル長さ L_1 、第2セル長さ L_2 、第3セル長さ L_3 の測定結果を図 3.17 に示す。縦軸はノズル幅で無次元化したセル長さ、横軸は圧力比である。セル長さは圧力比の上昇とともに大きくなり、各セル長さはほぼ等しいことがわかる。特に圧力比 2.00 から 3.00 の範囲において、第1から第3までのセル長さはよく一致している。圧力比 3.20 以上になると第1セルが最も短く、第3セルが最も長くなり圧力比が大きくなるほどその傾向が拡大している。図中の破線は、Tam による 2次元噴流のセル長さと噴流マッハ数の理論値であり、関係式を式 (3.2) に示す^[11]。

$$L = \frac{2w \left(M_J^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{w^2}{d^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.2)$$

ここで、 L はセル長さであり、 M_J は式 (3.1) の完全膨張時の噴流マッハ数を示している。また、 w および d はそれぞれ矩形ノズルの幅および奥行きを示している。本研究においては $w = 5 \text{ mm}$ 、 $d = 15.7 \text{ mm}$ であり、 $w \ll d$ の 2次元噴流を仮定した場合の L との差異は 5% 程度である。図 3.17 の一点鎖線は式 (3.2) で $d = \infty$ とした 2次元噴流を示している。図 3.17 の圧力比の範囲内では、第1セル長さが式 (3.2) の理論値と最も良い一致が得られている。

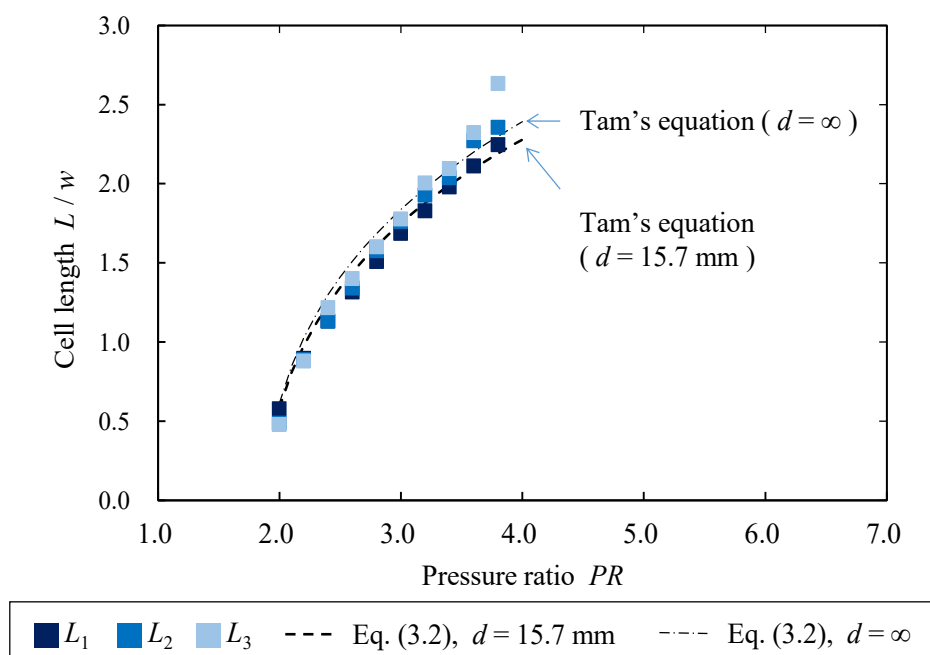


Fig. 3.17 Cell length of rectangular jet

第1セルと第2セル長さの比 L_2 / L_1 ，第2セルと第3セル長さの比 L_3 / L_2 を図 3.18 に示す． L_2 / L_1 の平均は 1.01， L_3 / L_2 は 1.03 と 1 とほぼ等しくなり，上流側と下流側のセル長さは等しいことがわかる．図 3.18 の範囲では，圧力比が増加してもセル長さ比にほとんど変化はみられない．

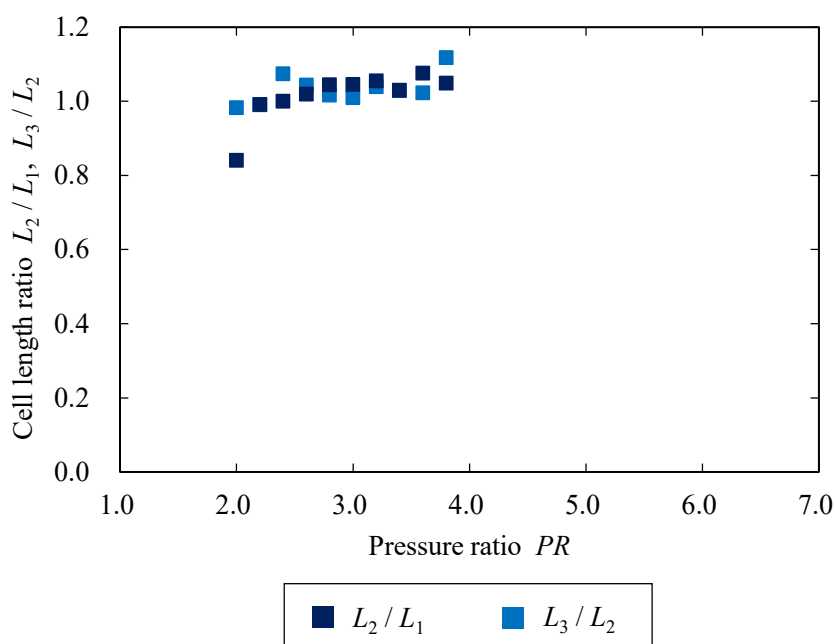


Fig. 3.18 Cell length ratio of rectangular jet

3.4 スリットノズル外径と隙間幅の比の影響

可視化写真の放射状噴流は下流になるにつれ，連続の式を満足するように噴流幅が狭くなる．連続の式を満足する仮想的な噴流幅を図 3.19 に示す．縦軸はノズル幅で無次元化したノズル出口からの距離，横軸は仮想的な噴流幅である．図上部がノズル出口，下部が下流方向である．第 2 章，表 2.1 で示したように，スリットノズルの外径と幅の比 D_2/b が最も小さい $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流は，下流に行くほど噴流幅が狭くなる影響が強いことがわかる． D_2/b がより無限大に近い $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流は矩形噴流に近い特徴を持つことが確認できる．第 1 セルの長さが縦軸の最小値-2.0 に達するのは， $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流は圧力比 4.40， $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流は圧力比 3.80， $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流は圧力比 3.70，矩形噴流は圧力比 2.20 のときである．噴流幅が狭まる影響が大きいほど，つまり D_2 が小さいほどセルの全長を長くするのに高い圧力比が必要になる．

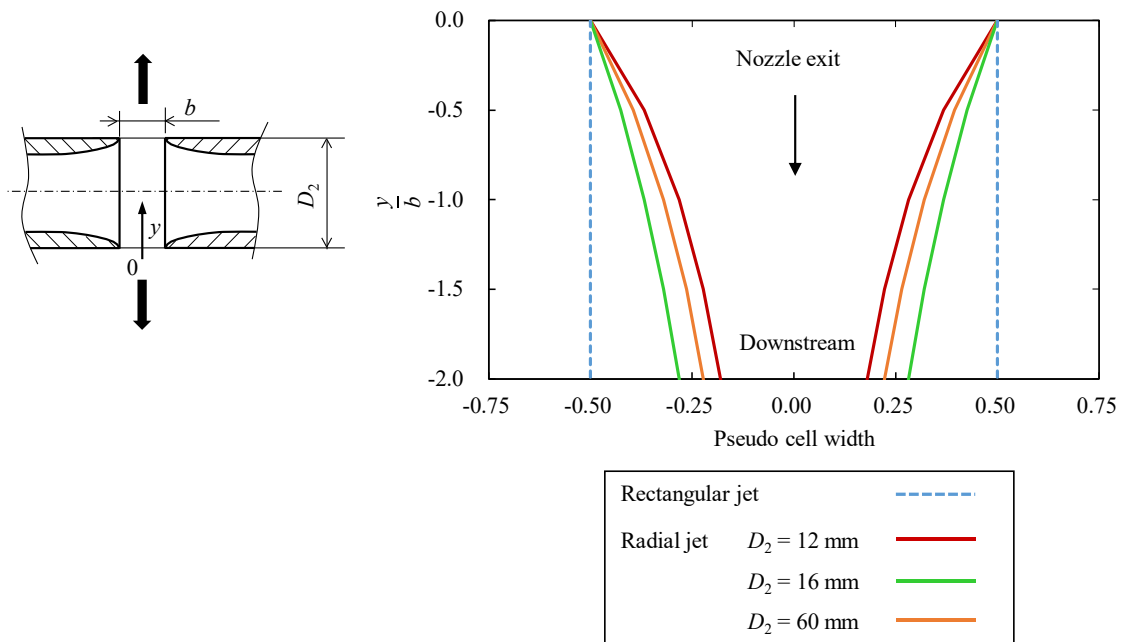


Fig. 3.19 Pseudo cell width

3.5 結言

平均化した可視化写真を用いて放射状噴流のセル構造を確認した。放射状噴流は下流になるにつれ、噴流幅が狭くなるため下流側のセル長さは短くなる傾向にある。この傾向はノズル外径と隙間幅の比である D_2/b が小さい放射状噴流ほど大きいことを確認した。矩形噴流は上流側と下流側のセル長さはほぼ等しい。また、矩形噴流のセル長さを Tam の理論式と比較し、よく一致することを確認した。ノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ においては、第 1 および第 2 セル長さは数値解析結果とよく一致することを確認した。

第4章 スクリーチ現象

4.1 緒言

ショックセル構造を持つ超音速噴流はスクリーチと呼ばれる狭帯域の放射音を発生することが知られている。ノズル出口で発生したじょう乱と噴流内の衝撃波が相互作用してスクリーチを発生させ、その一部がノズル出口に戻りじょう乱を発生させるフィードバックループ構造を形成するといわれている。この概略を図4.1に示す。Tamはノズル出口から生じた不安定波が下流に伝ばして、十分な振幅が得られるときに衝撃波との相互作用によりスクリーチが発生するとしている。また、セル構造が崩壊するノズル出口から4から5番目のセル長さを代表寸法としてスクリーチ周波数の予測を行っている。本章では噴流からの放射音について述べる。臨界圧力比以上の圧力比における各スリットノズルから噴出する放射状噴流からの放射音の音圧を測定し、FFT解析を行って周波数特性を調べた。また、放射状噴流と同様に矩形噴流を対象に実験を行い比較した。

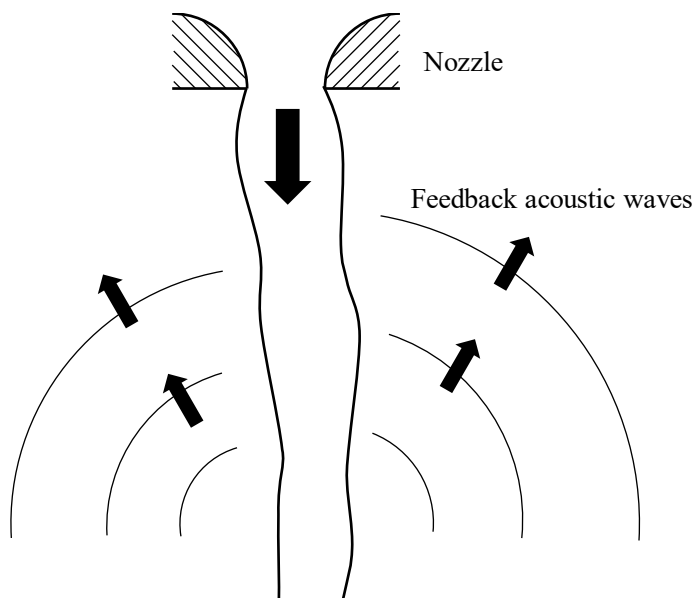


Fig. 4.1 Schematic of feedback mechanism

4.2 音響測定データ

図 4.2 に圧力比 3.00 におけるノズル外径 $D_2 = 60$ mm の放射状噴流の音響測定データを示す。縦軸は音圧、横軸は時間である。サンプリング周波数は 1 MHz、データ点数は 460,800 であり、ある程度の周期性がある波形となることがわかる。流れ場に生じる放射音の周波数特性を解析するため、測定データの FFT 解析を行った。

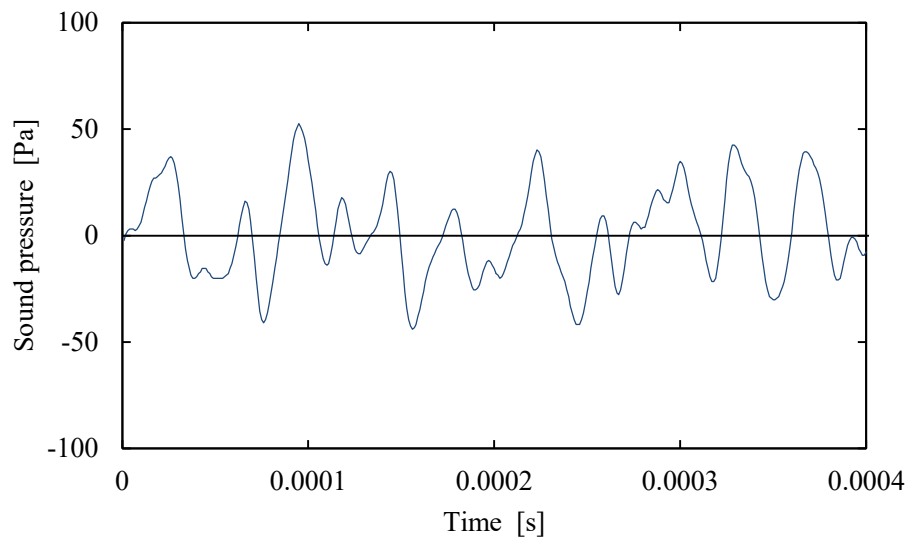


Fig. 4.2 Sound wave history emitted from radial jet at $PR = 3.00$ ($D_2 = 60$ mm)

4.3 放射状噴流の放射音

4.3.1 $D_2 = 12 \text{ mm}$ スリットノズル

放射状不足膨張噴流からの放射音を測定し、FFT 解析を行った。図 4.3 および図 4.4 にノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の解析結果の例を示す。縦軸が音圧、横軸が周波数である。これは図 2.8 (a) に示した音響測定系で測定した 0.46 秒間の音響測定データを FFT 解析し、そのスペクトルを 50 回加算平均した結果である。図 4.3 に圧力比 2.60 から 4.20 まで、図 4.4 に圧力比 4.40 から 6.00 までの範囲を 0.20 刻みで示している。図中には圧力比に対応する完全膨張時の噴流マッハ数 M_1 と完全膨張時の質量流量 Q_m も記載している。図 4.3 の圧力比 2.60 ではスクリーチは確認できないが、周波数 30~50 kHz に小さい音圧のブロードバンドノイズが確認できる。圧力比 2.80 では高周波の 78.1 kHz に狭帯域で音圧 0.1 Pa のスクリーチが現れる。圧力比 4.20 では 2 つのピークをもつスクリーチが確認できる。圧力比の増加とともにスクリーチの周波数は徐々に低下し、図 4.4 の圧力比 4.60 では周波数 48.4 kHz であり、最大音圧の 1.5 Pa に達する。その後、音圧は圧力比、すなわち質量流量が増加してもあまり変化せず、圧力比 5.80 では音圧は 1.3 Pa になる。加えて、圧力比が上昇するにつれてスクリーチの帯域幅が広がっている。高い圧力比においてスクリーチの帯域幅が広がった要因として、ショックリングの局所的な変形が圧力比の上昇に伴い顕著になることが考えられる。

ブロードバンドノイズは圧力比の増加に伴い周波数は低下し、音圧は増加する。圧力比 4.60 以上では音圧は増加せず、周波数もあまり変化しない。

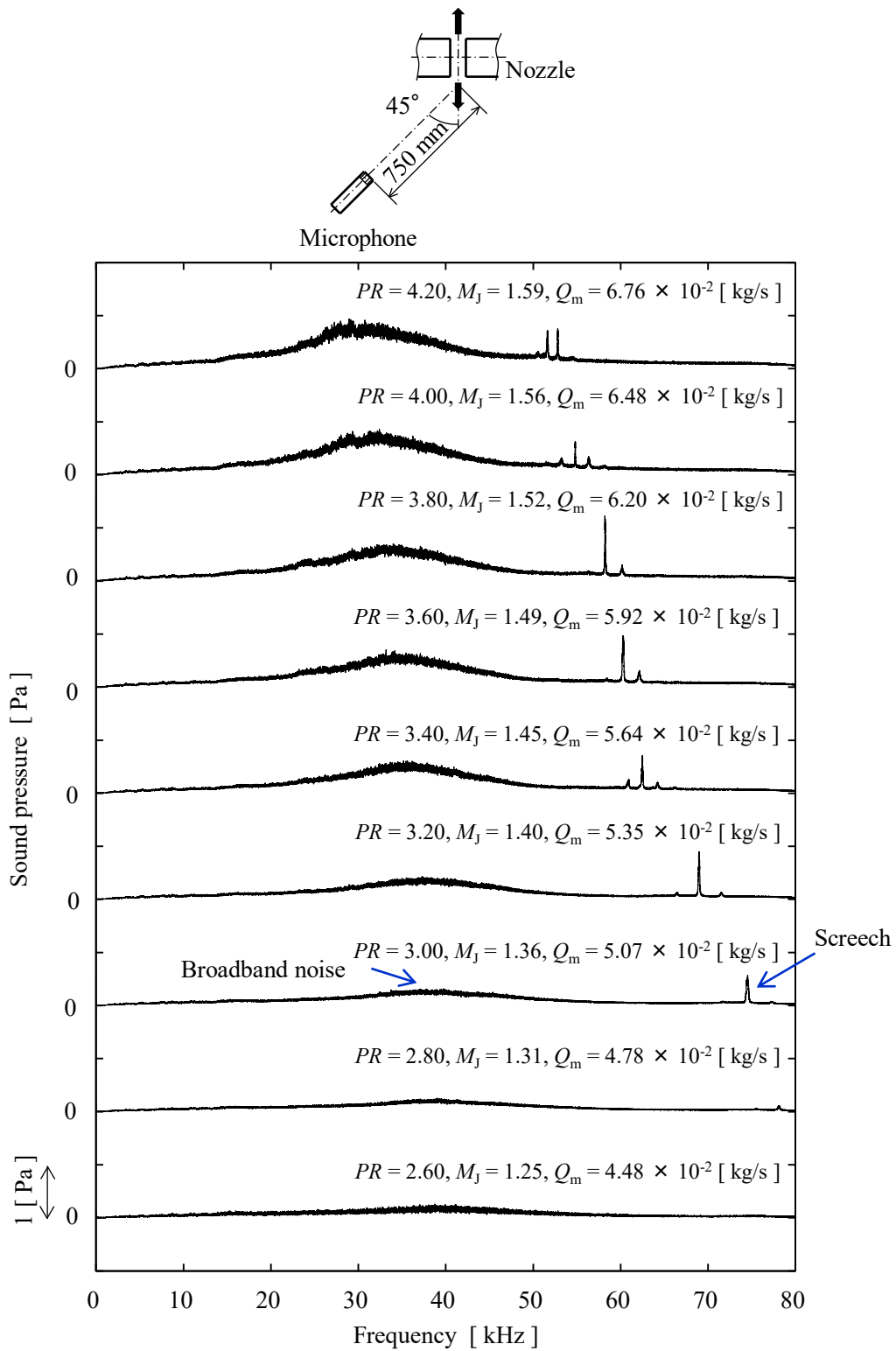


Fig. 4.3 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.60$ to 4.20 ($D_2 = 12$ mm)

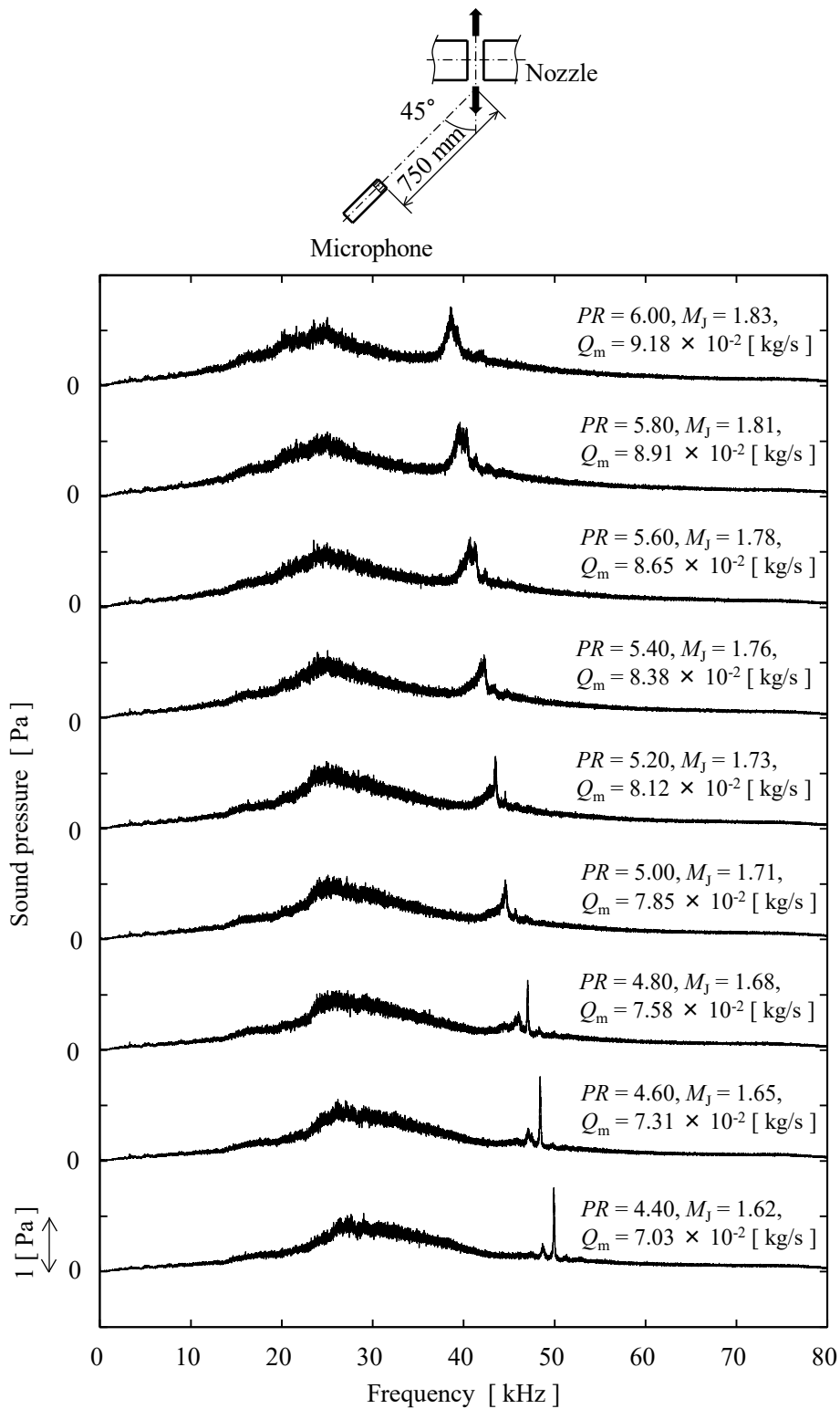


Fig. 4.4 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 4.40$ to 6.00 ($D_2 = 12$ mm)

4.3.2 $D_2 = 16 \text{ mm}$ スリットノズル

図 4.5 にノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流の FFT 解析結果の例を示す。縦軸が音圧、横軸が周波数である。これは 0.46 秒間の音響測定データを FFT 解析し、そのスペクトルを 10 回加算平均した結果である。スクリーチが現れた圧力比 3.00 から 4.80 までの波形を 0.20 刻みで示している。また、図中に完全膨張時の噴流マッハ数 M_j と完全膨張時の質量流量 Q_m も示している。

圧力比 3.00 では周波数 63.3 kHz に音圧 0.2 Pa のスクリーチが現れ、30 から 50 kHz 付近にスクリーチより大きな音圧のブロードバンドノイズが確認できる。圧力比 3.20 では周波数 59.8 kHz に音圧 0.6 Pa のスクリーチが確認される。スクリーチの音圧は圧力比および質量流量の増加とともに増加する傾向を示し、図 4.5 の圧力比の範囲で最大となる圧力比 4.80 では周波数 43.9 kHz で、音圧は 1.6 Pa になる。圧力比すなわち質量流量の増加とともにブロードバンドノイズの音圧は高まり、周波数は低くなる傾向を示す。また、図 4.3 および図 4.4 のノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流と異なり、圧力比が上昇するにつれてスクリーチの帯域幅が広がる傾向は確認できない。

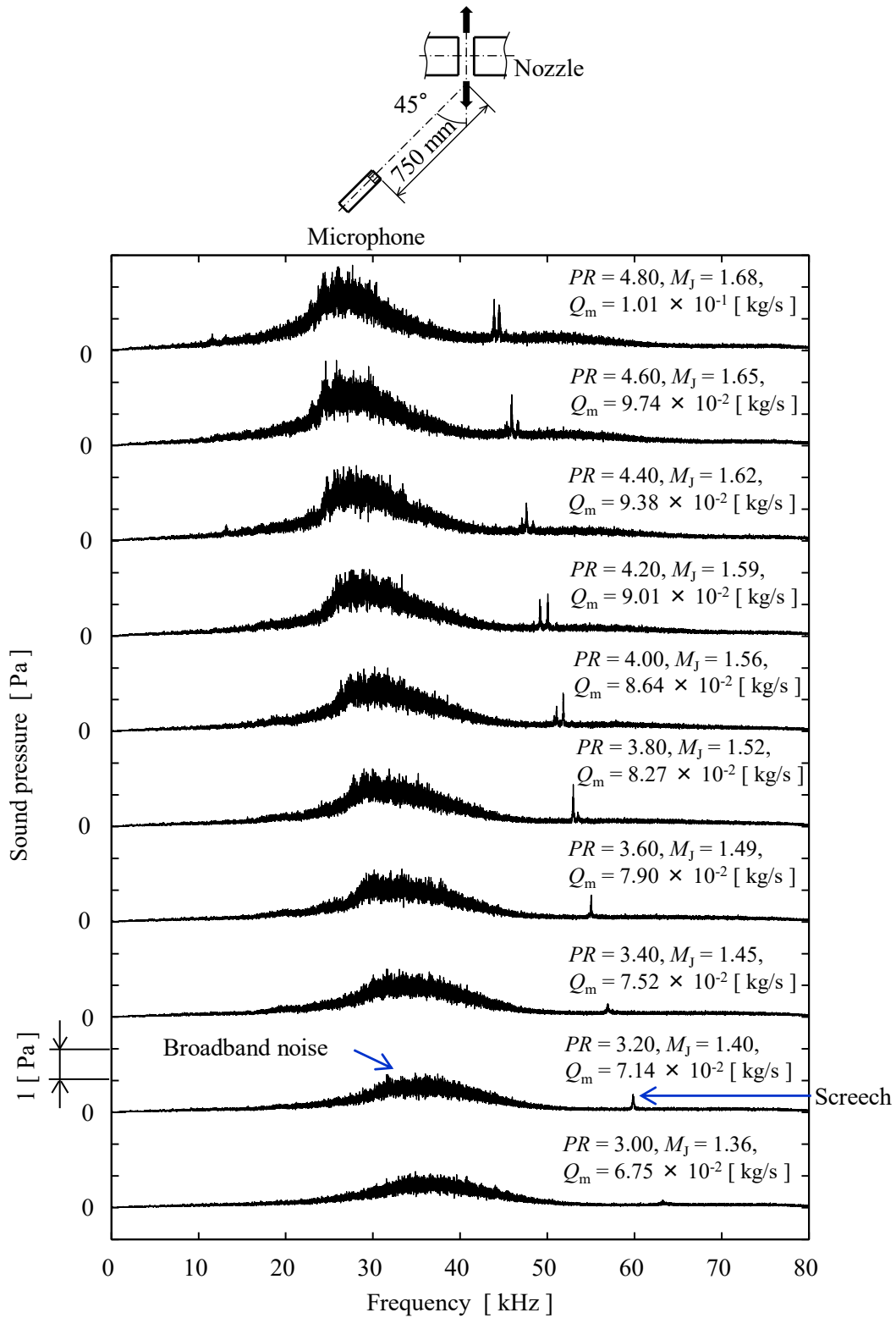


Fig. 4.5 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 3.00$ to 4.80 ($D_2 = 16$ mm)

4.3.3 $D_2 = 60$ mm 分割スリットノズル

図 4.6, 図 4.7 および図 4.8 にノズル外径 $D_2 = 60$ mm の放射状噴流の FFT 解析結果の例を示す. 縦軸が音圧, 横軸が周波数である. これは 0.46 秒間のデータを FFT 解析し, そのスペクトルを 15 回加算平均した結果である. 図 4.6 はスクリーチを確認した最小圧力比 2.30 の FFT 解析結果であり, この圧力比はノズル外径 $D_2 = 12$ mm および 16 mm のスリットノズルの放射状噴流より低い. 周波数 31.7 kHz に小さな音圧 0.06 Pa のスクリーチと 15 kHz 付近にブロードバンドノイズが確認できる. 図 4.7 に圧力比 2.30 から 3.00 まで, 図 4.8 に圧力比 3.10 から 3.70 までの範囲の波形を 0.10 刻みで示している. 図 4.7 の圧力比 2.40 では 30.2 kHz にスクリーチが確認できる. その後, スクリーチの周波数は圧力比すなわち質量流量の増加とともに低下し, 音圧は増加する傾向を示す. 図 4.8 の圧力比の範囲で最大となる 3.70 ではスクリーチの周波数は 22.0 kHz になる. ブロードバンドノイズの周波数は圧力比の増加とともに低下するが, 圧力比 3.00 以上ではほとんど変化しない.

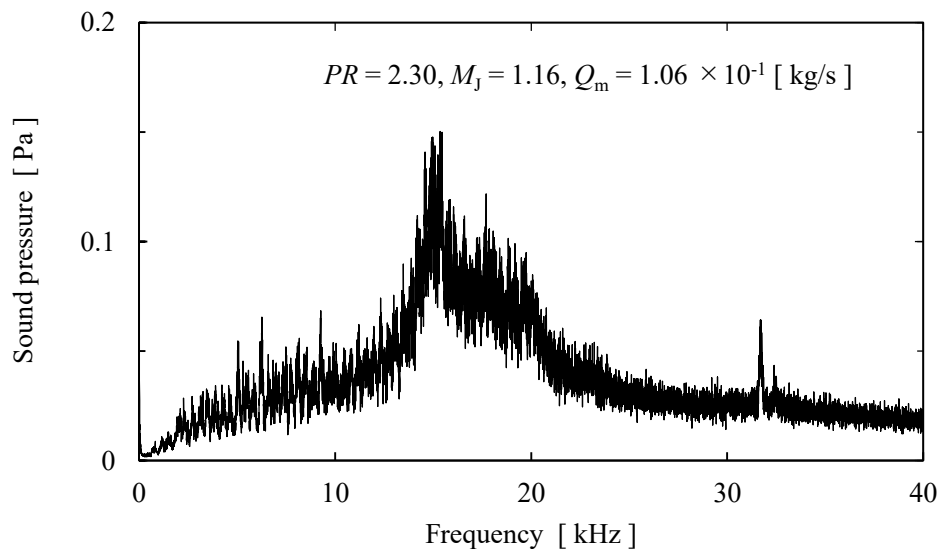


Fig. 4.6 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.30$
($D_2 = 60$ mm)

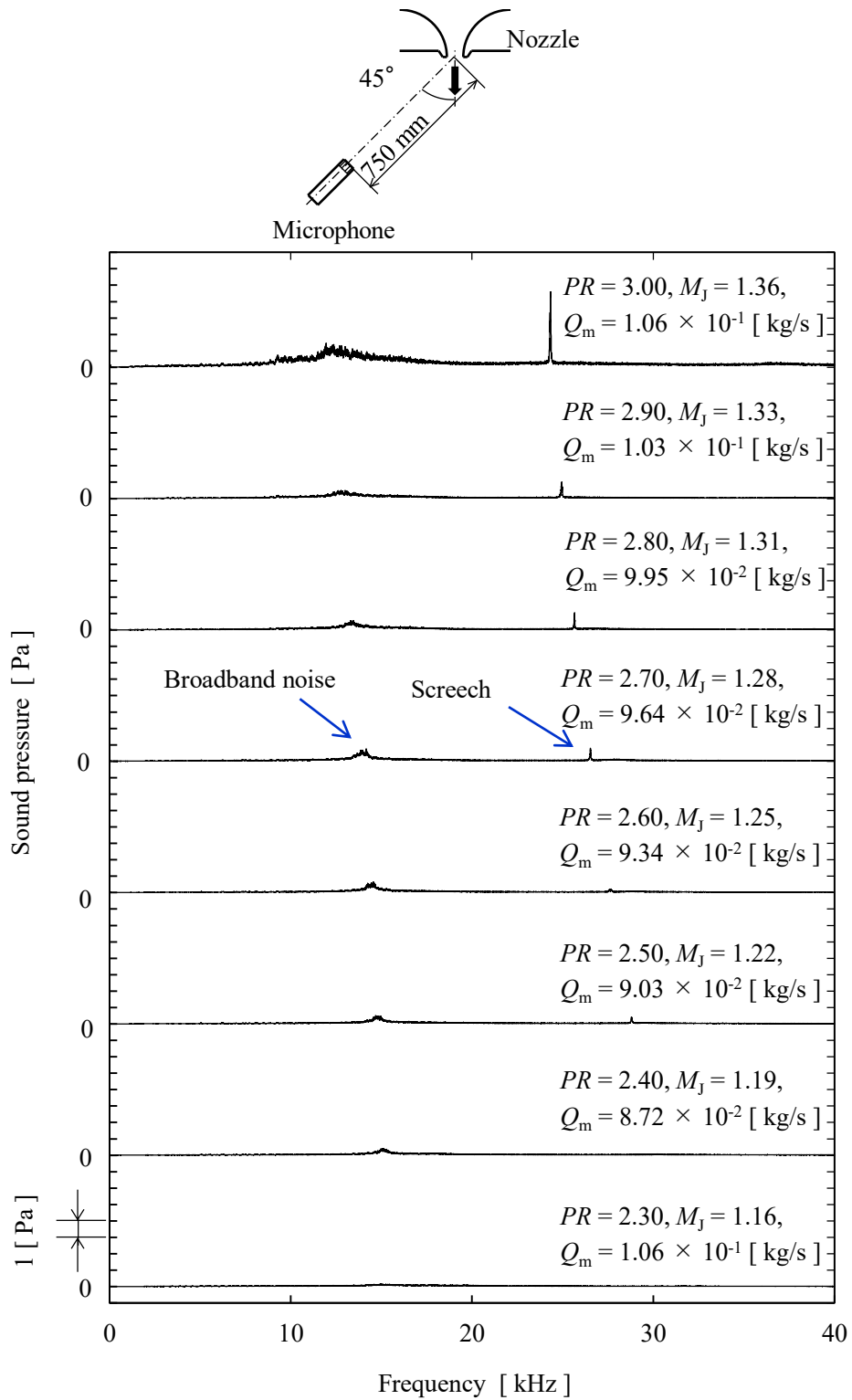


Fig. 4.7 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 2.30$ to 3.00 ($D_2 = 60$ mm)

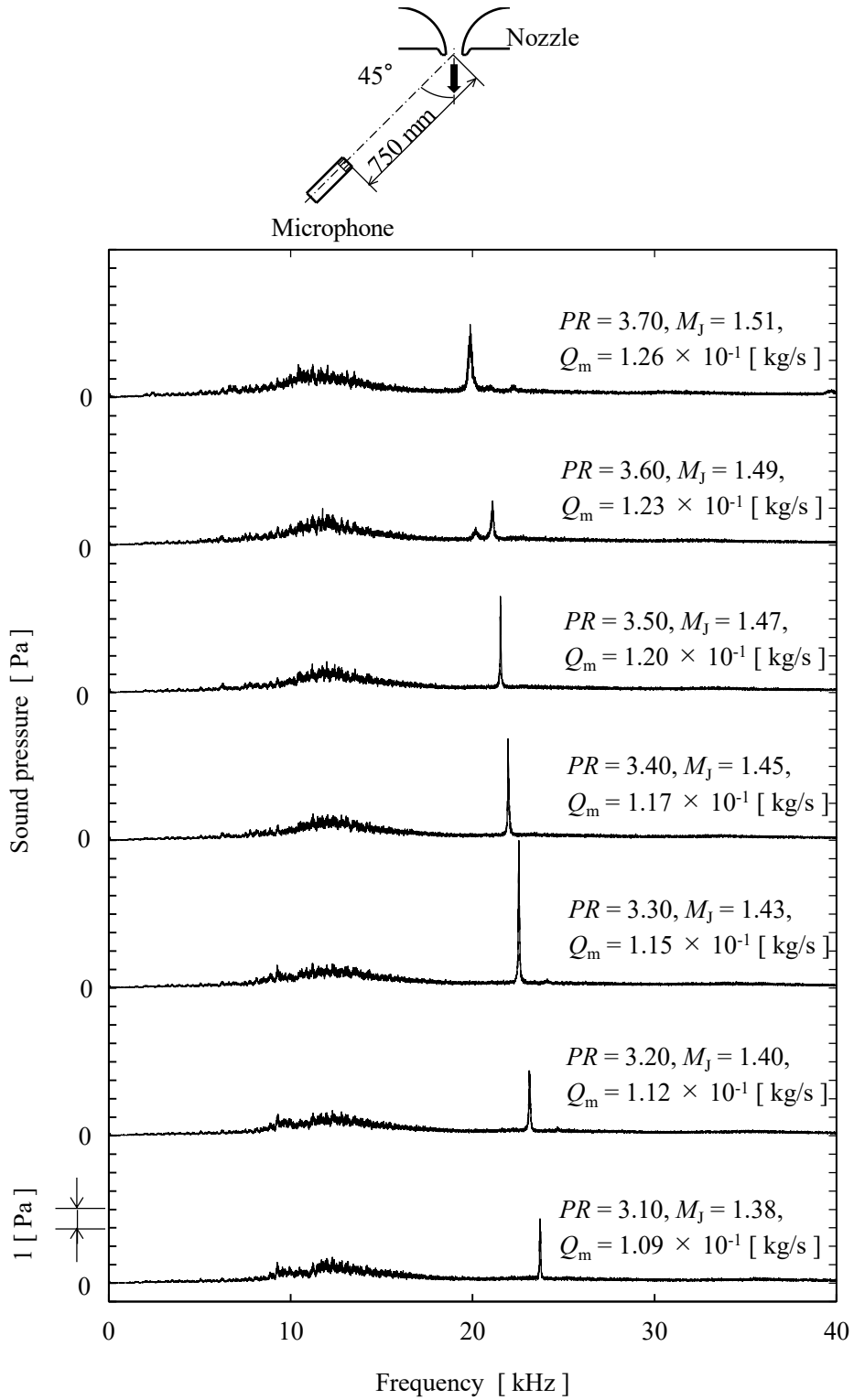


Fig. 4.8 FFT analysis of the sound emitted from flow field of radial jet at $PR = 3.10$ to 3.70 ($D_2 = 60$ mm)

4.4 矩形噴流の放射音

図 4.9 および図 4.10 に矩形噴流からの放射音を FFT 解析した結果の例を示す。縦軸は音圧、横軸は周波数である。図 4.9 はスクリーチが現れた圧力比 2.20 から 3.20 まで、図 4.10 は圧力比 3.30 から 4.00 までの波形を 0.10 刻みで示している。これは 0.46 秒間の音圧データを FFT 解析し、そのスペクトルを 10 回加算平均した結果である。図中に完全膨張時の噴流マッハ数 M_J と完全膨張時の質量流量 Q_m を示す。

図 4.9 の圧力比 2.20 では周波数 23.6 kHz にスクリーチの特徴である非常に狭い帯域の騒音が見られるが、その音圧は 0.7 Pa 程度である。圧力比 2.40 ではスクリーチは周波数 19.5 kHz に音圧 1.5 Pa、周波数 38.9 kHz に音圧 0.5 Pa の 2 つが現れる。この 2 つの周波数は基本周波と高調波の関係である。19.5 kHz のスクリーチより低い周波数帯においてブロードバンドノイズが確認される。圧力比 3.00 では周波数 13.9 kHz に音圧 3.7 Pa の 1 つ目のスクリーチが、その 2 倍の周波数の 27.8 kHz に音圧 2.0 Pa の 2 つ目のスクリーチが確認される。図 4.10 の圧力比 3.40 では周波数 12.0 kHz に音圧 10.3 Pa の 1 つ目のスクリーチが、周波数 24.1 kHz に音圧 1.9 Pa の 2 つ目のスクリーチが現れており、1 つ目のスクリーチの音圧が著しく増加している。1 つ目のスクリーチの周波数の約 3 倍にあたる 36.1 kHz に、音圧が 0.5 Pa の周囲の騒音成分に埋もれるほどの小さなピークが確認できる。圧力比 4.00 では 1 つ目のスクリーチは周波数 10.3 kHz で音圧は 8.8 Pa、2 つ目のスクリーチは周波数 20.7 kHz で音圧は 2.2 Pa、3 つ目のスクリーチは周波数 31.1 kHz で音圧は 0.6 Pa となる。ブロードバンドノイズは圧力比の増加とともに強くなり、比較的高い周波数帯域にも現れている。低い周波数の 1 つ目のスクリーチは圧力比すなわち質量流量の増大に従って音圧は大きくなるが、高調波となる 2 つ目のスクリーチの音圧にはあまり変化はみられない。

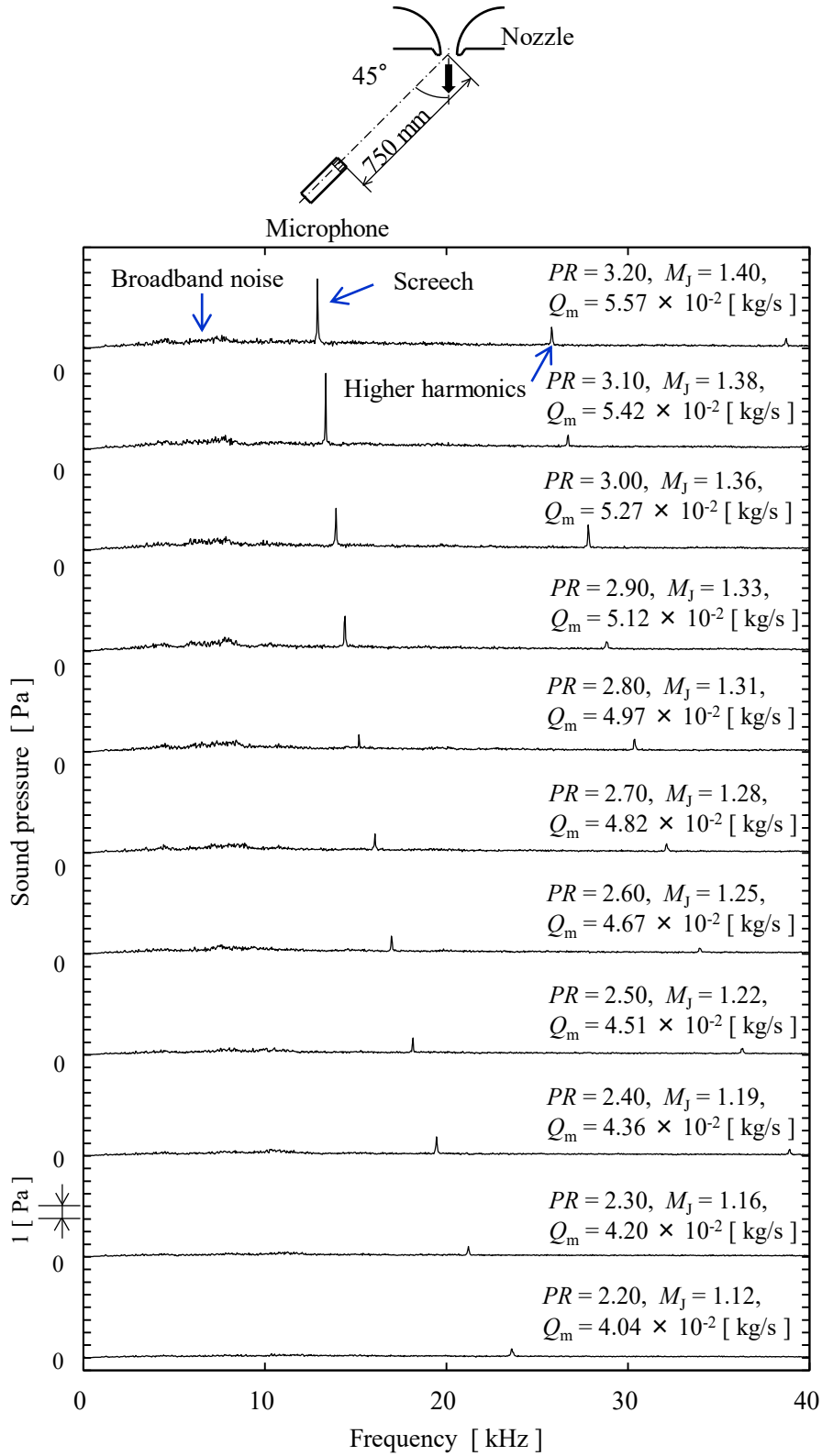


Fig. 4.9 FFT analysis of the sound emitted from flow field of rectangular jet at $PR = 2.20$ to 3.20

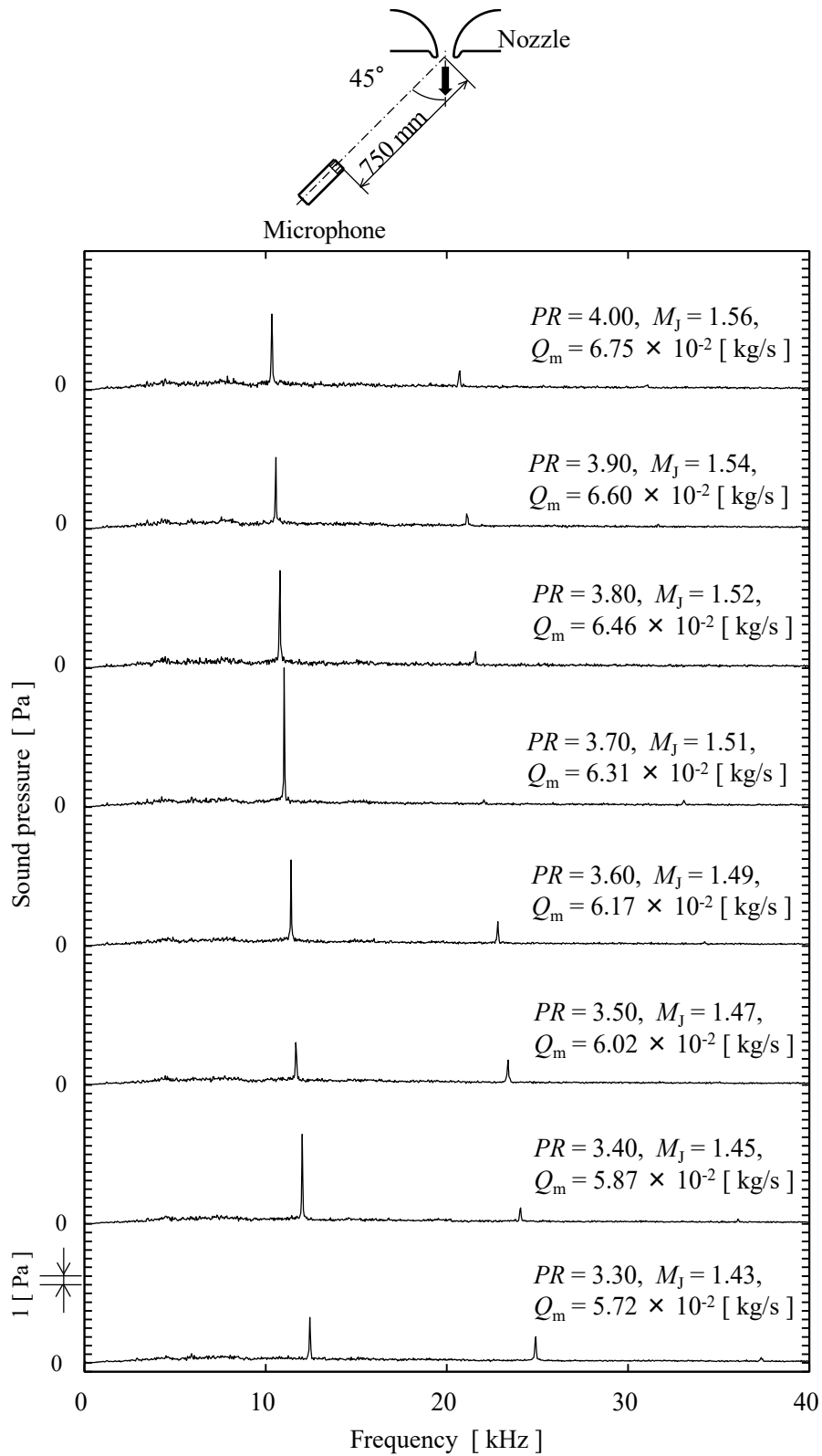


Fig. 4.10 FFT analysis of the sound emitted from flow field of rectangular jet at $PR = 3.30$ to 4.00

4.5 スクリーチ周波数

図 4.11 にノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$, 16 mm , 60 mm の放射状噴流と矩形噴流のスクリーチ周波数を示す。縦軸は周波数、横軸は圧力比である。

$D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流は圧力比 0.20 刻みで実験を行い、供給限界の圧力比 6.60 までスクリーチの発生を確認した。圧力比 2.80 では 78.1 kHz の高い周波数のスクリーチが現れ、圧力比の増加とともにスクリーチ周波数は低下する。ノズル径の大きい $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流においても圧力比 0.20 刻みで実験を行い、供給限界の圧力比 4.80 までスクリーチを確認している。スクリーチは $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流と同じ圧力比 2.80 で現れ、その周波数は 67.6 kHz と低くなる。圧力比の増加に従いスクリーチ周波数は減少するが、同じ圧力比では $D_2 = 12 \text{ mm}$ のスクリーチ周波数を上回ることはない。 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流では圧力比 0.10 刻みで実験を行い、供給限界の圧力比 3.70 までスクリーチを確認した。 $D_2 = 12 \text{ mm}$ および 16 mm の放射状噴流より低い圧力比 2.30 で周波数 31.5 kHz のスクリーチが発生している。圧力比の増加に従いスクリーチ周波数は低下しており、供給限界の圧力比 3.70 では 19.9 kHz になる。

矩形噴流は圧力比 0.10 刻みで実験を行い、供給限界の圧力比 4.00 までスクリーチの発生を確認した。先の 3 つの放射状噴流よりも低い圧力比 2.20 で周波数 23.6 kHz のスクリーチが発生している。矩形噴流のスクリーチ周波数も圧力比の増加に従い低下しており、同じ圧力比では 3 つの放射状噴流よりもさらに低い周波数になる。ノズル形状によるこのような周波数の差は、ノズル幅およびノズル出口面の曲率の影響と考えられる。矩形噴流のようにノズル幅のみで形状が特徴付けられる場合は、スクリーチ周波数はノズル幅に反比例する。同一の圧力比における隙間幅 $b = 2 \text{ mm}$ の放射状噴流と $w = 5 \text{ mm}$ の矩形噴流のスクリーチ周波数の比は 6 程度であり、ノズルの隙間幅比の逆数の 2.5 よりも大きい。隙間幅 $b = 2 \text{ mm}$ の放射状噴流 $D_2 = 12 \text{ mm}$ および $D_2 = 16 \text{ mm}$ のスクリーチ周波数に隙間幅比 $2/5$ を乗じた結果も同図に白抜きのプロットで示す。これらは $b = 5 \text{ mm}$ の実験結果に相当し、 $w = 5 \text{ mm}$ の矩形噴流の周波数に近い値となる。また、 D_2/b が大きいほどスクリーチ周波数が小さいことがわかる。このことは、3.4 節での議論と一致する。つまり、 D_2/b が大きいほど放射状の影響が小さくなり、スクリーチ周波数が小さくなる。

流体の粘性を無視すれば矩形噴流の幅は不変であるが、放射状噴流の場合は図 3.19 のように変化する。噴流幅は下流になるにつれ、連続の式を満足するように小さくなる。噴流幅が小さくなるためセル長さも短くなり、放射状噴流は矩形噴流よりも高周波数のスクリーチを発生すると考えられる。

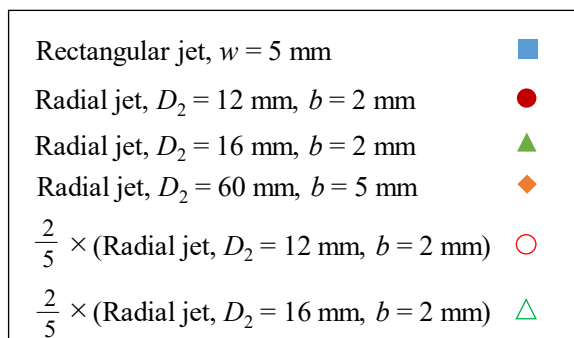
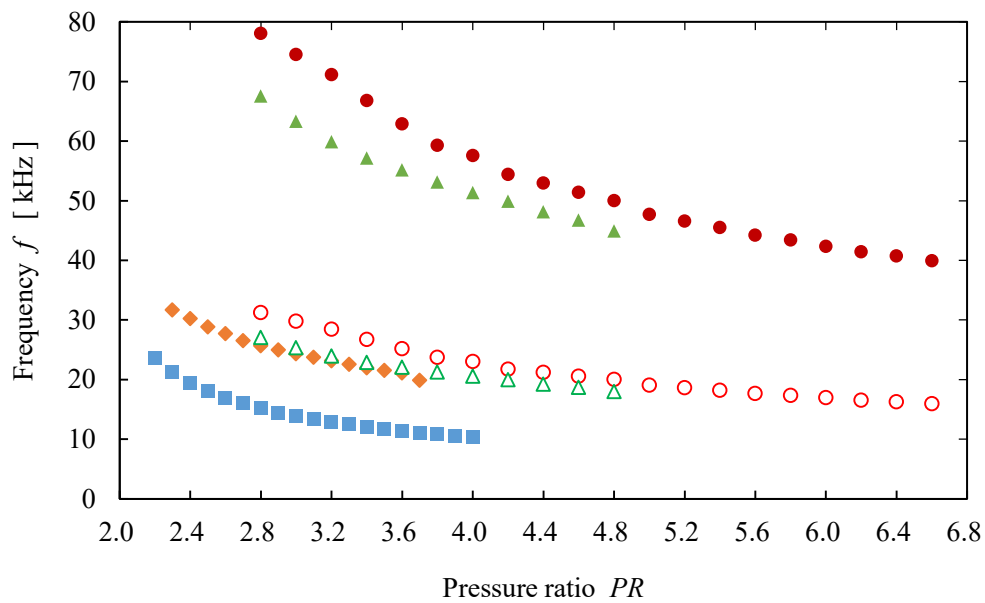


Fig. 4.11 Screech frequency of radial jet and rectangular jet

4.6 密度波の発生周波数

図 4.12 に圧力比 4.80 ($M_f = 1.68$) の瞬間的な断面視の放射状噴流のシュリーレン写真を示す。ノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ のスリットノズルであり、ナイフエッジは光源に対して上半分を遮るように水平配置しており圧縮する流れは明色、膨張する流れは暗色となる。また、放射状の流れ場の断面視においては、シュリーレン法は光路積分であるため円周方向のある角度範囲のみで生じる現象をとらえている。写真中央付近の噴流の左右には、噴流から発生した密度波が半円弧状の波として観察される。この波は左右で反対称であり、左右交互に発生し伝ばすると考えられる。この振動モードは放射状噴流の全周にわたって一様な振動ではなく、円周方向に位相差を有する振動であることが指摘されている^[19]。

図 4.12 のような噴流の左右に密度波が可視化された写真を 30 枚用いて、図 4.13 のように噴流中心軸から左右の密度波の最遠点の距離を r_L, r_R として計測した。その差 $\Delta r = |r_L - r_R|$ を用いて式 (4.1) から密度波の発生周波数 f_d を算出した。

$$f_d = \frac{2\Delta r}{c_a} \quad (4.1)$$

ここで、 c_a は雰囲気音速である。可視化写真から算出した密度波の発生周波数 f_d を図 4.14 に白抜きのプロットで示す。中実のプロットは図 4.11 で示したノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ および 16 mm の放射状噴流のスクリーチ周波数である。縦軸は周波数、横軸は圧力比である。式 (4.1) より求めた密度波の発生周波数 f_d は、 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流で密度波が可視化された圧力比 4.40 から 6.00 の範囲で、スクリーチ周波数と良く一致している。ノズル径の大きい $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流においても圧力比 4.20 から 4.80 の範囲で良い一致を示している。よって、可視化写真で撮影された放射状噴流から生じる半円弧状の密度波は、スクリーチであるといえる。

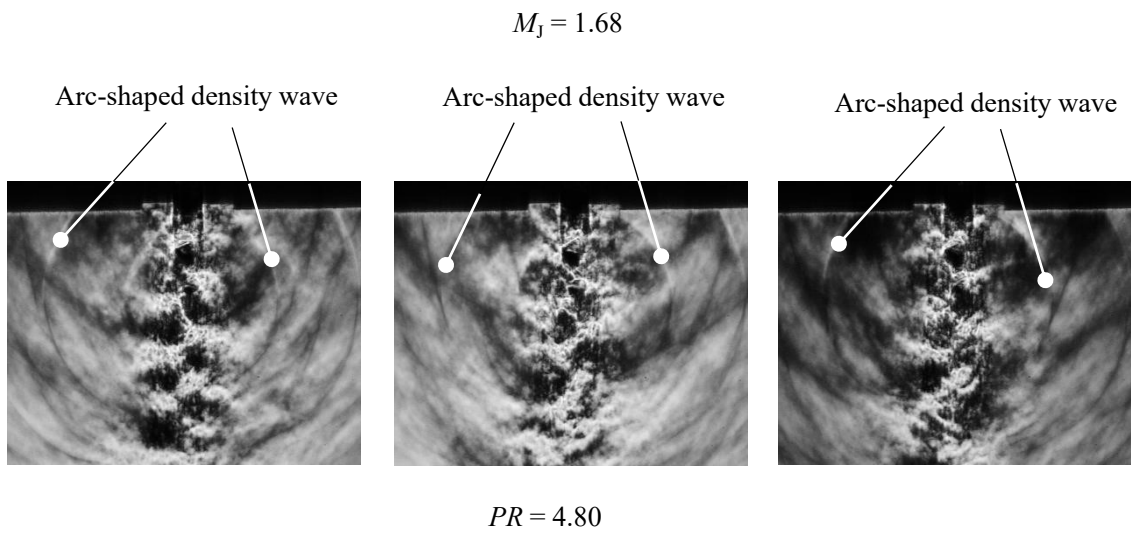


Fig. 4.12 Schlieren photograph of radial jet from cross-section view ($D_2 = 16$ mm)

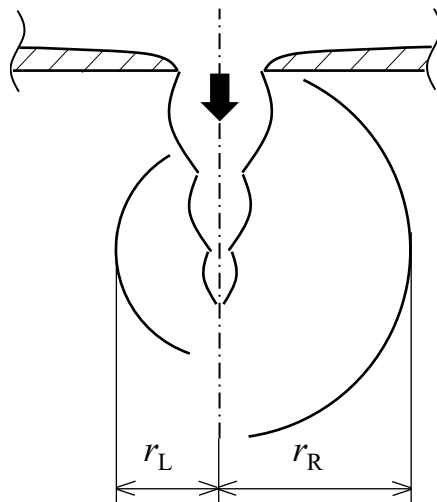
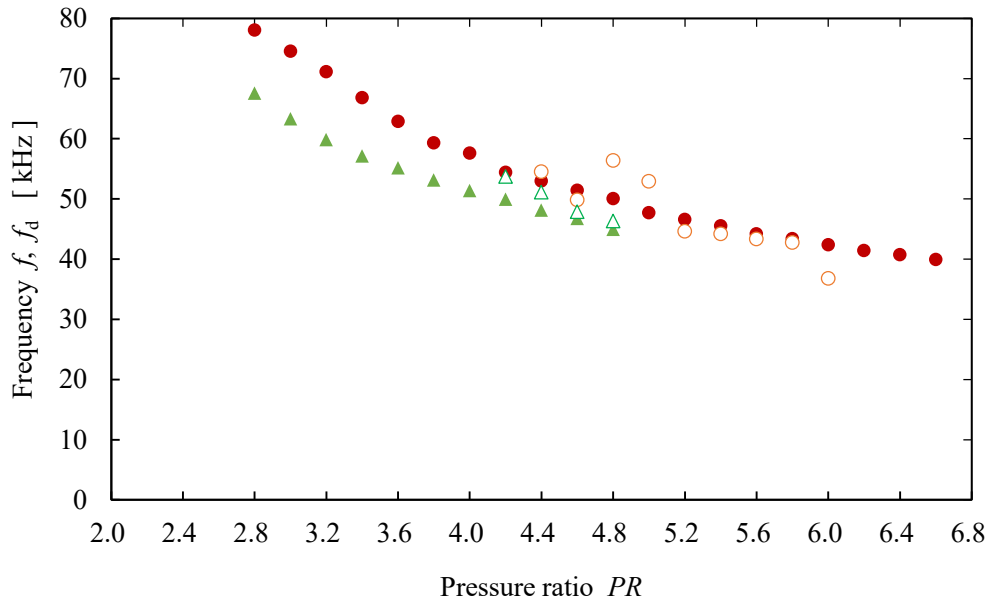


Fig. 4.13 Locations of density waves measured from jet axis



	Density wave	Screech frequency
Radial jet, $D_2 = 12$ mm	○	●
Radial jet, $D_2 = 16$ mm	△	▲

Fig. 4.14 Generation frequency of density wave

4.7 密度波の発生位置とセル長さ

放射状噴流の密度波の発生位置の計測方法を図 4.15 に示す。第 3 章と同様に第 1 セル長さを L_1 、第 2 セル長さを L_2 、第 3 セル長さを L_3 とし、時間平均化した画像より求める。密度波の発生位置は円弧状に広がる密度波の噴流中心軸からの最遠点とノズル出口からの距離を発生位置 S とした。

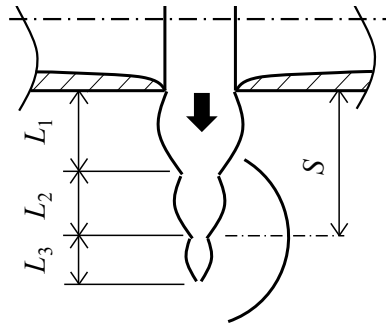


Fig. 4.15 Shock cell structure and position of density wave source

ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流のセル節の位置 (L_1 , $L_1 + L_2$, $L_1 + L_2 + L_3$) と密度波発生位置 S を図 4.16 に示す。縦軸はノズル出口からの距離、横軸は圧力比である。低い圧力比では密度波が可視化されなかったため、鮮明に可視化された圧力比 4.40 から 6.00 までを解析対象とした。圧力比の増加に伴い第 1 セル長さと第 2 セル長さは増大するが、第 3 セル長さはあまり増加していない。圧力比 4.40 から 5.20 の範囲では密度波の発生位置は第 2 セル終端の下流近傍にあり、それ以上の圧力比では圧力比の増加に従って第 3 セル内を下流側へと移動する。

ノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流のセル節の位置と密度波発生位置を図 4.17 に示す。第 3 セル長さは光学系の理由により測定が不可能であった。密度波が可視化された圧力比の範囲は 4.20 から 4.80 である。図 4.16 と同様に圧力比の増加に伴い第 1 セルと第 2 セルの長さは増大する。図中の圧力比の範囲内では発生位置は第 2 セルの終端よりやや下流であり、圧力比の増加に伴う下流側への移動は確認されなかった。これらのことから、放射状噴流ではノズルの外径に関わらず、第 3 セル内から円弧状に密度波、すなわちスクリーチが発生していることが、平均写真との比較により推察される。

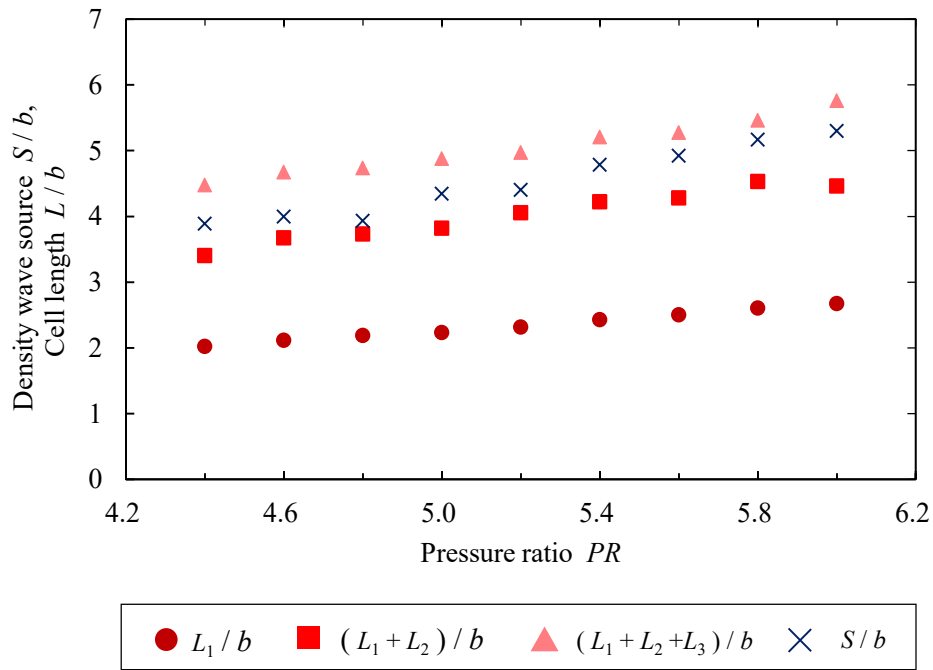


Fig. 4.16 Positions of cell nodes and density wave source of radial jet from slit nozzle ($D_2 = 12$ mm)

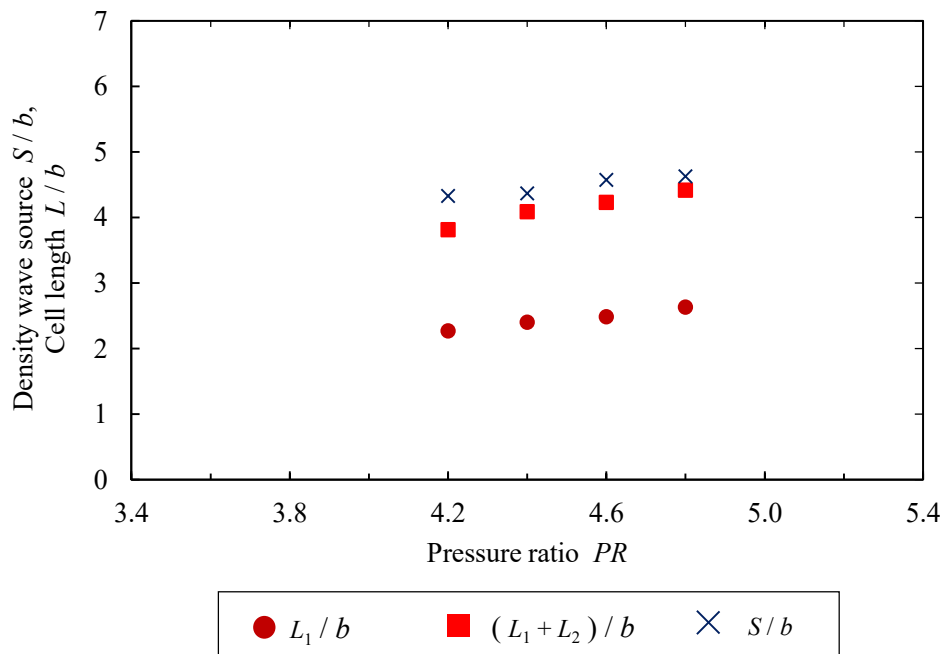


Fig. 4.17 Positions of cell nodes and density wave source of radial jet from slit nozzle ($D_2 = 16$ mm)

4.8 スクリーチの指向性

ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流から放出されるスクリーチ周波数 f について、マイクロホンの設置角度 θ を 15° から 60° まで 15° 刻み、圧力比を 2.80 から 6.60 まで 0.20 刻みとして測定を行った。ノズル出口とマイクロホンの距離は 750 mm とした。これを図 4.18 に示す。マイクロホンの設置角度 $\theta = 45^\circ$ を基準とした差は 3.5% 以内であり、 θ によるスクリーチ周波数 f への影響はないことがわかる。

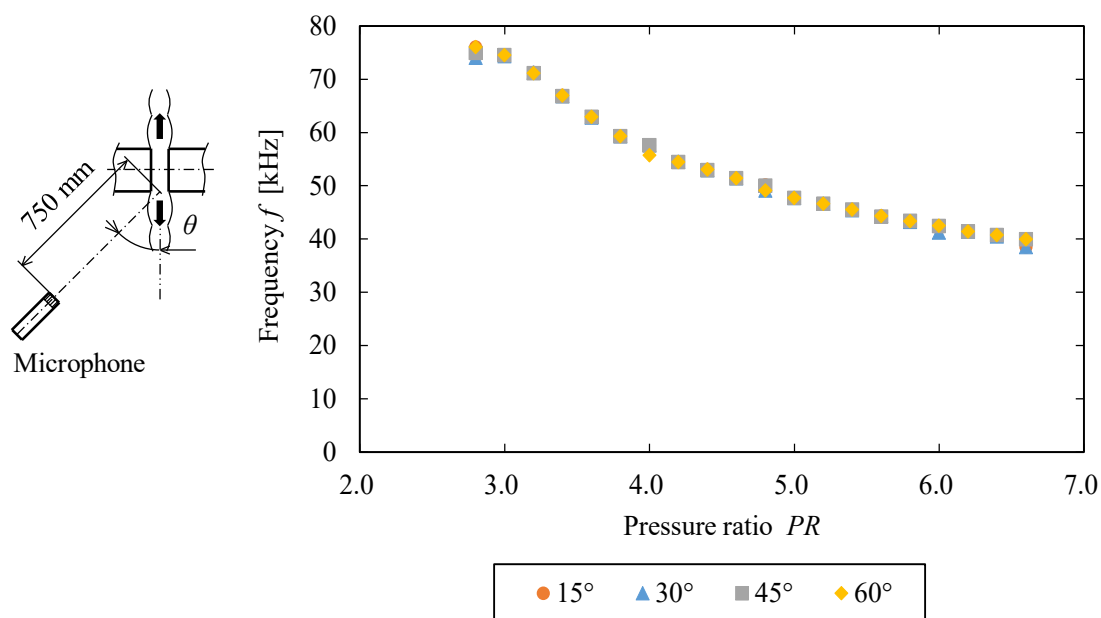


Fig. 4.18 Screenshot frequency directivity ($D_2 = 12 \text{ mm}$)

4.9 結言

放射状噴流からも矩形噴流と同様に狭帯域の騒音であるスクリーチが放出され、スクリーチの周波数は圧力比の増加とともに減少する。スクリーチが発生する圧力比は矩形噴流が最も低くなる。また、出口幅が同一であっても同じ圧力比では放射状噴流のスクリーチ周波数の方が矩形噴流より高くなる。ノズルの曲率半径 D_2/b が大きくなるほど、スクリーチ周波数は低くなる。放射状噴流、矩形噴流ともにスクリーチより低周波領域でブロードバンドノイズが確認できる。

$D_2 = 12 \text{ mm}$ および 16 mm の放射状噴流で可視化された噴流から放射される密度波の周波数を測定し、スクリーチ周波数と一致することを確認した。さらに、密度波の発生位置は平均化画像と比較した結果、第3セル内にあることを確認した。

第5章 ストローハル数とじょう乱の移流速度に関わる係数

5.1 緒言

本章ではストローハル数とじょう乱の移流速度に関わる係数について述べる。ストローハル数とは周期的に変動する非定常な流れの周波数を表す無次元数であり、時間変化によって生じる力と慣性力の比となる。脈動流やカルマン渦列の発生周波数のような流れの振動現象によく用いられている。本研究のストローハル数はスクリーチの周波数とセル幅から導出した。このセル幅は可視化写真から測定したセル長さから疑似的なセル幅として計算したものを使用した。

じょう乱の移流速度に関わる係数はスクリーチ周波数とセル長さから計算した。セル長さに第1セル、第2セル、第3セルをそれぞれ使い、じょう乱の移流速度に関わる係数に対する影響を確認した。ストローハル数およびじょう乱の移流速度に関わる係数を放射状噴流と同様に矩形噴流についても計算し、比較を行った。

5.2 ストローハル数

放射状噴流からのスクリーチ周波数を矩形噴流の場合と比較するために、代表長さを疑似的なセル幅 B とするストローハル数 St を算出した。放射状噴流ではセルの始端と終端でのセル幅が異なるため、2次元噴流の場合の Tam の式を用いて、式 (5.1) より疑似的なセル幅 B を計算し^[12]、式 (5.2) よりストローハル数 St を求めた。

$$B = \frac{L}{2(M_J^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \quad (5.1)$$

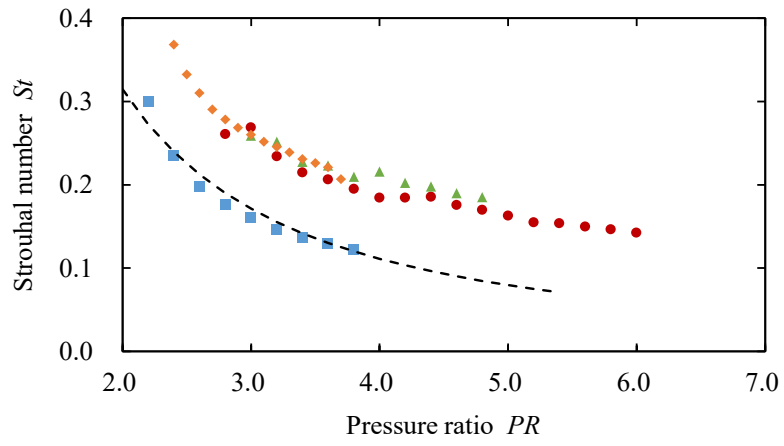
$$St = \frac{Bf}{U_J} \quad (5.2)$$

ここで、 f と U_J はそれぞれスクリーチの基本周波数と完全膨張時の噴流速度である。図 5.1 にストローハル数と圧力比の関係を示す。縦軸はストローハル数、横軸は圧力比である。図中の破線は Krothapalli らが矩形噴流の実験から得られた経験式である式 (5.3) より求めたストローハル数である^[7]。

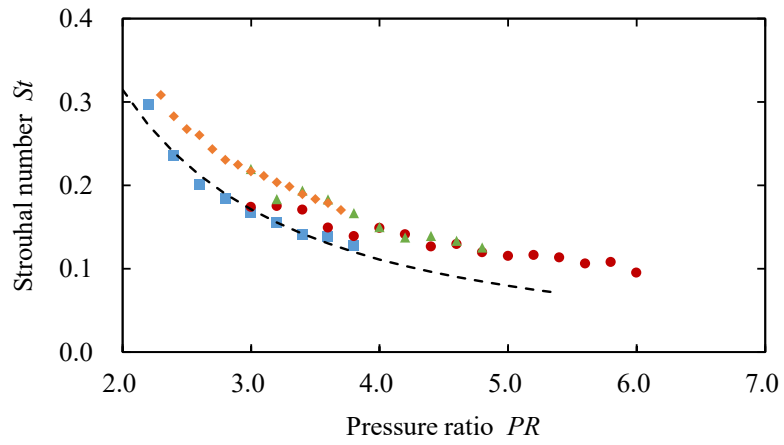
$$St = K \cdot PR^{\frac{3}{2}} \quad (5.3)$$

ここで、 PR は圧力比、 $K=0.89$ である。

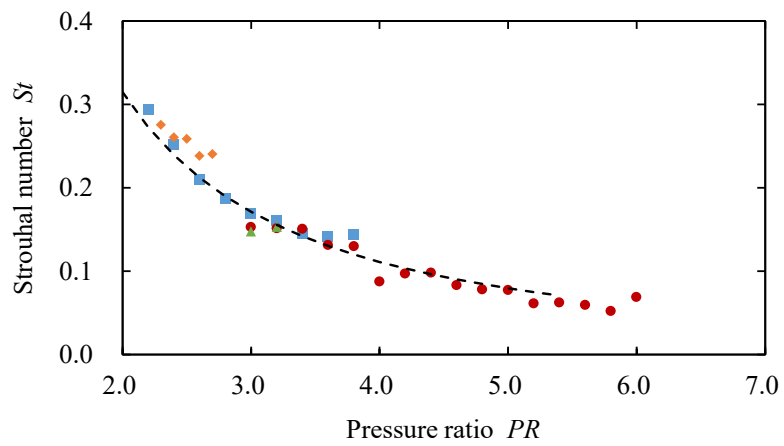
図 5.1 (a) に式 (5.1) の L に第 1 セル長さ L_1 を与えて算出したストローハル数を示す。ストローハル数は 3 つの放射状噴流および矩形噴流ともに圧力比の増加に対して減少する。ノズル外径 $D_2=12\text{ mm}$, $D_2=16\text{ mm}$ および $D_2=60\text{ mm}$ の 3 つの放射状噴流のストローハル数はよく一致しているが、これらは矩形噴流や Krothapalli の式よりも大きい。 L を第 2 セル長さ L_2 に替えてストローハル数を算出した結果を図 5.1 (b) に示す。 3 つの放射状噴流は第 1 セル長さ L_1 で計算したものより矩形噴流や Krothapalli の式に近い値となる。 さらに、図 5.1 (c) に $L=L_3$ とした場合の算出結果を示す。 矩形噴流と 3 つの放射状噴流のストローハル数がよく一致していることがわかる。 Suda らの矩形噴流の実験では、第 3 セルが振動することでスクリーチが発生すると結論付けており^[9]、それらを考慮すると、放射状噴流からのスクリーチ周波数に支配的なセルは第 3 セルであると考えられる。



(a) $L = L_1$



(b) $L = L_2$



(c) $L = L_3$

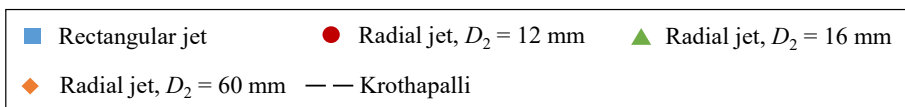


Fig. 5.1 Strouhal number

5.3 じょう乱の移流速度に関わる係数

Powell は噴流境界を移流するじょう乱が噴流内の衝撃波と干渉し、そこで発生した音波が噴流の外を上流側に伝ばして、ノズル出口と干渉することで再び噴流にじょう乱を生じさせるフィードバック機構を報告している^[10]。このときに発生する音がスクリーチであり、その周波数 f は式(5.4)で与えられている^[24]。

$$\frac{1}{f} = \frac{L}{U_c} + \frac{L}{c_a} \quad (5.4)$$

ここで、 U_c はじょう乱の移流速度、 c_a は雰囲気音速、 L はセル長さである。また、 U_c はじょう乱の平均移流速度に関わる係数 α を用いて、式(5.5)となる。

$$U_c = \alpha U_J = \alpha M_J c \quad (5.5)$$

ここで、 c は完全膨張時の噴流の音速である。

矩形噴流の α については過去の研究で様々な報告がなされている。Tamは $\alpha = 0.7$ であると報告している^[12]。また、Ramanは $M_J = 1.10 \sim 1.60$ の実験結果とTamの式との比較により $\alpha = 0.55$ になることを示している^[24]。さらに、Sudaらは実験により噴流の振動モードに依らず $\alpha = 0.42$ であることを^[9]、Pandaらは $M_J = 1.41 \sim 1.80$ で $\alpha < 1$ になると報告している^[25]。

式(5.4)および式(5.5)より、高圧タンク内のよどみ点温度が雰囲気温度と等しいと仮定し $c_0 = c_a$ とすると、じょう乱の移流速度に関わる係数 α は式(5.6)となる。

$$\alpha = \left[\left(\frac{c_0}{fL} - 1 \right)^{-2} \left\{ \frac{1}{M_J^2} + \frac{(\kappa - 1)}{2} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.6)$$

ここで、 c_0 は高圧タンク内の音速、 κ は比熱比であり、本研究では空気のため1.40とした。

式(5.6)よりセル長さ L に第1セル長さ L_1 、第2セル長さ L_2 、第3セル長さ L_3 をそれぞれ用いて α を算出した。

ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流の α を図5.2に示す。圧力比3.00から6.00($M_J = 1.36$

～ 1.83) の結果である。セル長さ L を第 1 セル長さ L_1 とすると図 5.2 の圧力比の範囲で α は 1 以上になり、圧力比の増加に従わずかに増加する。第 2 セル長さ L_2 では α は 1 未満になり圧力比の増加に対する変化もほとんど確認できない。第 3 セル長さ L_3 では α はさらに小さくなり圧力比の増加とともにわずかに減少する。

ノズル外径 $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流の α を図 5.3 示す。圧力比 3.00 から 4.80 ($M_j = 1.36 \sim 1.68$) の結果である。第 1 セル長さ L_1 は図 5.3 の圧力比の範囲で α は 1 以上になり、圧力比の増加に従い増加する。第 2 セル長さ L_2 では α は 1 未満になり圧力比の増加とともにわずかに減少する。第 3 セル長さ L_3 では α は約 0.4 となる。

ノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流の α を図 5.4 示す。圧力比 2.30 から 3.70 ($M_j = 1.16 \sim 1.65$) の結果である。第 1 セル長さ L_1 の α は 1 以上になり、圧力比の増加に従い増加する。第 2 セル長さ L_2 では α は 1 未満になり圧力比の増加とともに増加する。第 3 セル長さ L_3 では α は $L = L_2$ の場合とほぼ等しくなり、圧力比の増加とともに増加する。

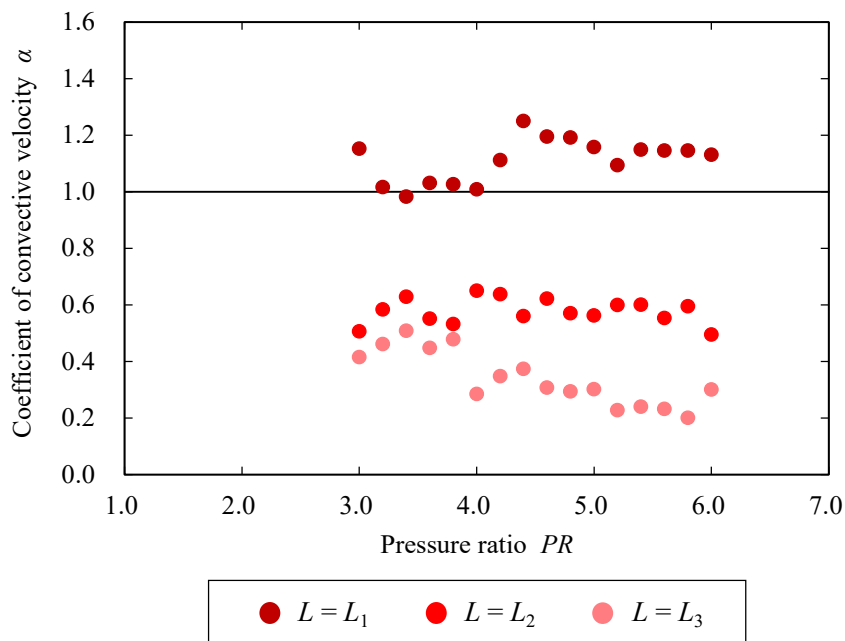


Fig. 5.2 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 12 \text{ mm}$)

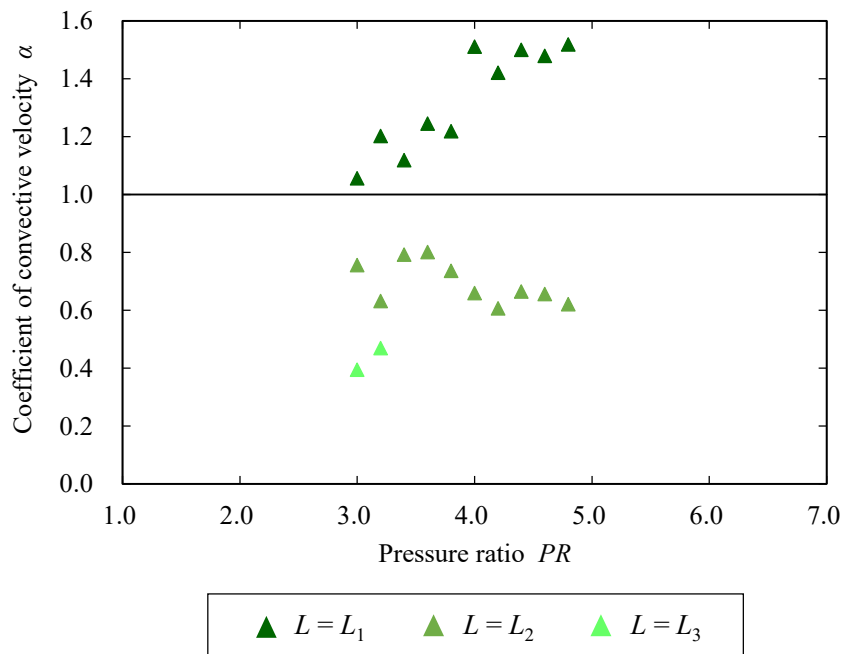


Fig. 5.3 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 16$ mm)

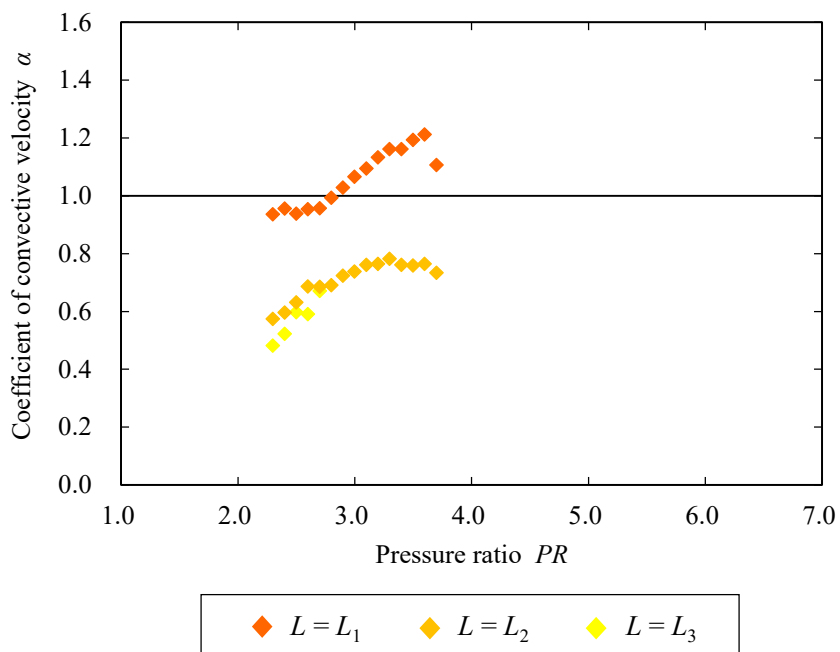


Fig. 5.4 Coefficient of convective velocity α for radial jets ($D_2 = 60$ mm)

矩形噴流の α を図 5.5 示す. 圧力比 2.20 から 3.80 ($M_j = 1.12 \sim 1.52$) の結果である. 図 5.5 の圧力比の範囲では, すべてのセル長さの α は約 0.4 から 0.6 になり, 圧力比の増加に対して α はほとんど変化しない.

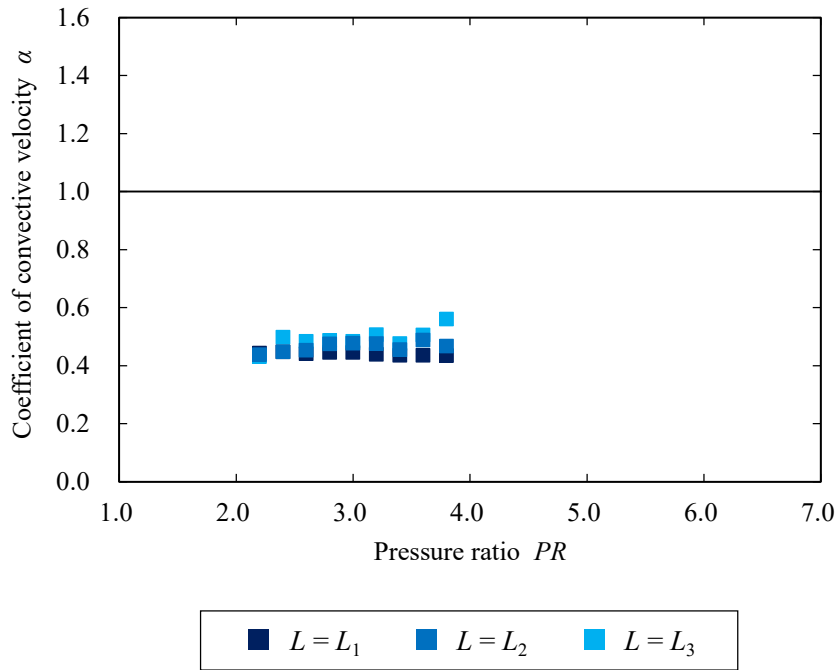


Fig. 5.5 Coefficient of convective velocity α for rectangular jets

図 5.2, 図 5.3, 図 5.4, 図 5.5 で示した矩形噴流および放射状噴流の α の平均値を表 5.1 に表す. 矩形噴流は α を算出するセルが異なっても 0.44 から 0.49 の比較的狭い範囲となる. 一方, 放射状噴流はノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$, $D_2 = 16 \text{ mm}$, $D_2 = 60 \text{ mm}$ とともに第 1 セル長さ L_1 で算出した α は 1 よりも大きくなる. 第 2 セル長さ L_2 で算出すると α は $D_2 = 12 \text{ mm}$ の場合では 0.62, $D_2 = 16 \text{ mm}$ は 0.69, $D_2 = 60 \text{ mm}$ は 0.72 と過去の研究結果と比較して妥当な数値になる. 第 3 セル長さ L_3 で算出すると α は $D_2 = 12 \text{ mm}$ の場合では 0.33 となり, 過去に報告されている値よりもやや小さい. $D_2 = 16 \text{ mm}$ は 0.43, $D_2 = 60 \text{ mm}$ は 0.57 と妥当な数値となる. これらのことから, 放射状噴流におけるスクリーチの発生周波数に対して第 2 あるいは第 3 セル長さが重要なパラメータであると考えられる.

Table 5.1 Average coefficient of convective velocity α for jets

	$L = L_1$	$L = L_2$	$L = L_3$
Rectangular jet	0.44	0.46	0.49
Radial jet, $D_2 = 12 \text{ mm}$	1.19	0.62	0.33
Radial jet, $D_2 = 16 \text{ mm}$	1.33	0.69	0.43
Radial jet, $D_2 = 60 \text{ mm}$	1.07	0.72	0.57

5.4 結言

流れの非定常性を表すストローハル数でスクリーチ周波数の整理を行った。可視化写真から得られたセル長さから、ストローハル数の代表長さとして疑似セル幅を第1セル，第2セル，第3セルごとに計算し，それらを Krothapalli の経験式と比較を行った。矩形噴流は第1，第2，第3の全てのセル長さで計算しても Krothapalli の式とよく一致した。放射状噴流は $D_2 = 12 \text{ mm}$ ， 16 mm ， 60 mm の全てにおいて，第1セル長さまたは第2セル長さで計算すると Krothapalli の式より大きくなる傾向を示し，第3セル長さで計算すると Krothapalli の式とよく一致する。

スクリーチ現象の要因のひとつである噴流のじょう乱の移流速度に関わる係数 α について第1セル，第2セル，第3セルで計算を行った。矩形噴流ではどのセル長さを用いても α が比較的狭い範囲となる。放射状噴流は $D_2 = 12 \text{ mm}$ ， $D_2 = 16 \text{ mm}$ ， $D_2 = 60 \text{ mm}$ の全てにおいて第1セル長さで計算した α が1よりも大きくなる。第2セルおよび第3セル長さで算出すると α は過去の研究結果と比較して妥当な数値になる。

以上のことから，放射状噴流におけるスクリーチの発生周波数に対して第2セル長さあるいは第3セル長さが重要であると考えられる。

第6章 スクリーチとブロードバンドノイズの音圧

6.1 緒言

本章では放射状噴流および矩形噴流から発生する騒音の音圧について述べる。噴流騒音の FFT 解析結果からスクリーチの最大音圧を測定した。また、高圧配管のバルブ周辺の放射状噴流から発生するスクリーチの予測に関して、工業的な適用例を示す。

6.2 スクリーチの音圧

第4章で示した放射状噴流と矩形噴流から発生する放射音について FFT 解析した結果から、スクリーチの最大音圧を測定した。これを図 6.1 に示す。縦軸はスクリーチの最大音圧、横軸は圧力比であり、凡例には噴流の放射状性を表すノズル外径と幅の比 D_2/b も併記する。ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ と $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流は圧力比が増加しても、音圧の増加量はわずかである。ノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流と矩形噴流は、低い圧力比では圧力比の増加に対して音圧の増加量は小さく、圧力比 2.90 以上では音圧の増加量が大きくなる。また、それらの音圧はノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ と $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流と比べて大きいことがわかる。ノズル外径と幅の比 D_2/b が大きいほど、つまり 2 次元噴流に近づくほどスクリーチの音圧は、圧力比の増加に従い急激に大きくなる。

Tam^[5]による先細ノズルから噴出する不足膨張噴流の放射音の強さと、噴流マッハ数の関係を式 (6.1) に示す。

$$I \propto (M_J^2 - 1)^2 \quad (6.1)$$

ここで、 I は放射音の強さ (単位: dB)、 M_J は完全膨張時の噴流マッハ数であり、放射音の強さにはスクリーチや混合騒音が含まれている。 $M_J = 1$ 、すなわち適正膨張噴流の場合、噴流内に衝撃波がないため放射音は周辺雰囲気との混合騒音によるものとなり、式 (6.1) は最小になる。 M_J が増加して不足膨張噴流になると放射音も増加していく。さらに M_J が増加して不足膨張度が強くなると、噴流内にはマッハディスクが形成されて放射音は増加しなくなる。スクリーチの最大音圧を式 (6.1) で整理した結果を図 6.2 に示す。縦軸は基準音圧を $2 \times 10^{-5} \text{ [Pa]}$ とした音の強さ、横軸は $(M_J^2 - 1)^2$ である。ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ と $D_2 = 16 \text{ mm}$ の放射状噴流では $(M_J^2 - 1)^2$ が 1.5 以上において音の強さはほとんど変化しな

いことから、噴流内にマッハディスクが存在している可能性がある。ノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流は $(M_j^2 - 1)^2$ が 1.1 以上、矩形噴流は $(M_j^2 - 1)^2$ が 1.6 以上において音の強さはほとんど変化しなくなる。

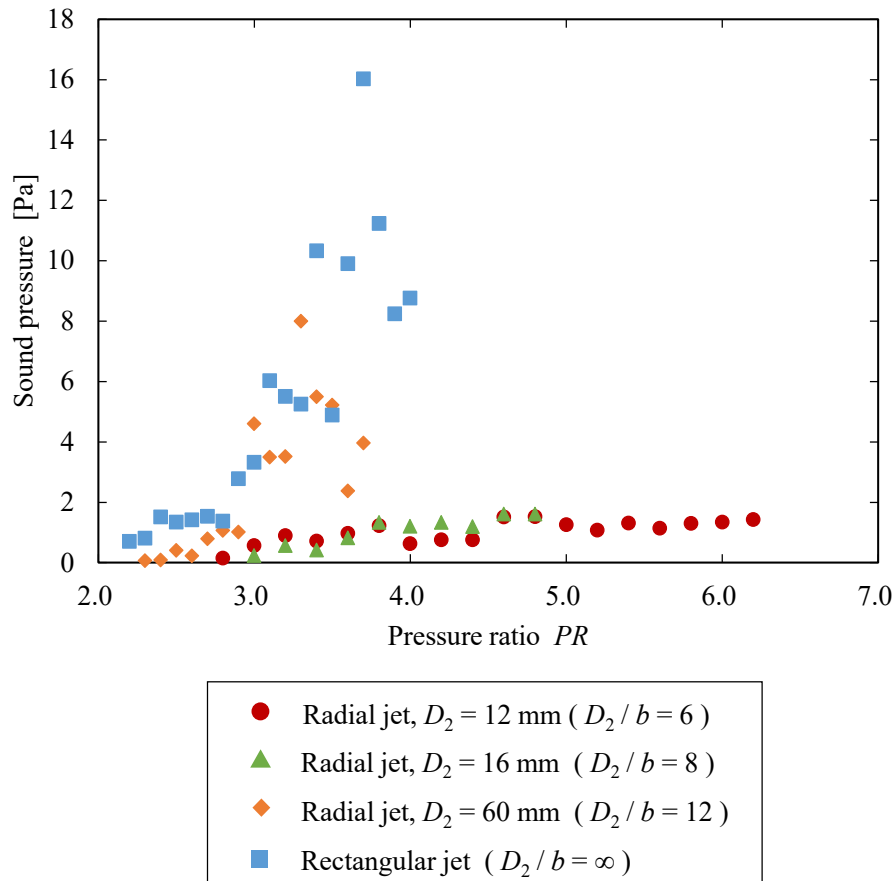


Fig. 6.1 Maximum sound pressure of screech

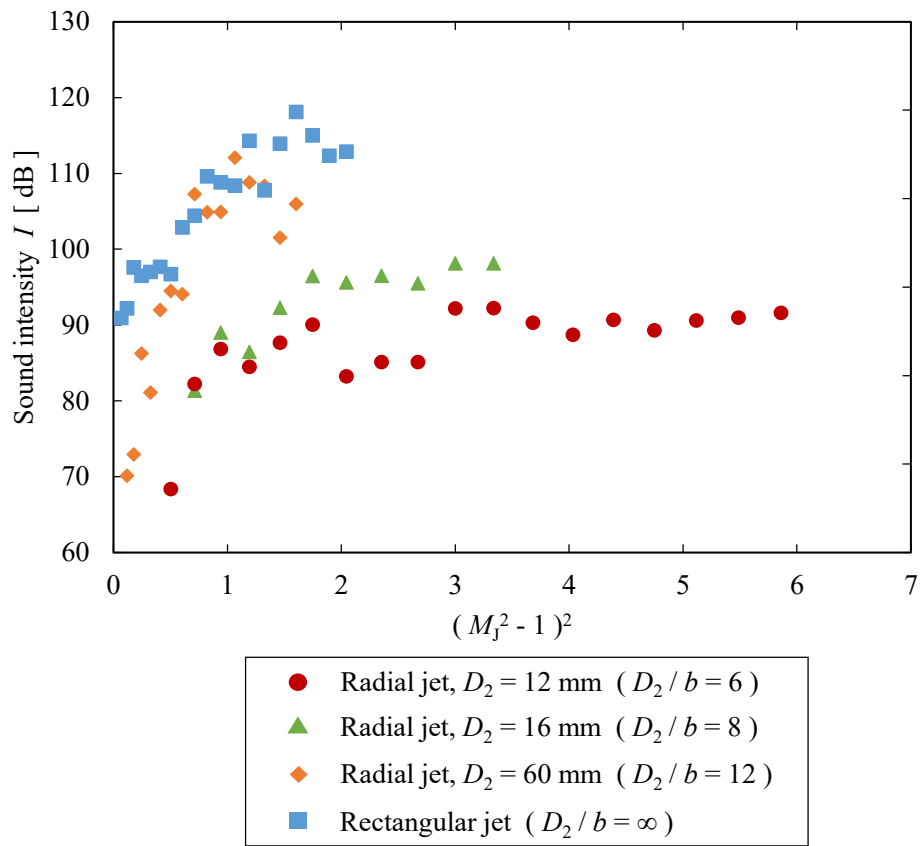


Fig. 6.2 Sound intensity of screech

ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流の音圧について、マイクロホンの設置角度 θ を 15° から 60° まで 15° 刻み、圧力比を 2.80 から 6.60 まで 0.20 刻みに変化させて測定を行った。ノズル出口とマイクロホンの距離は 750 mm とした。これを図 6.3 に示す。マイクロホンの設置角度 $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ は図 6.3 の圧力比の範囲では、角度ごとの音圧の差は少ない。また、圧力比 4.60 以上では、圧力比が増加しても音圧は増加しなくなる。 $\theta = 60^\circ$ は他の角度と比較して全般的に音圧が小さく、圧力比の増加に伴いスクリーチの音圧は緩やかに増加する。これらのことから、スクリーチの最大音圧には指向性があることがわかる。

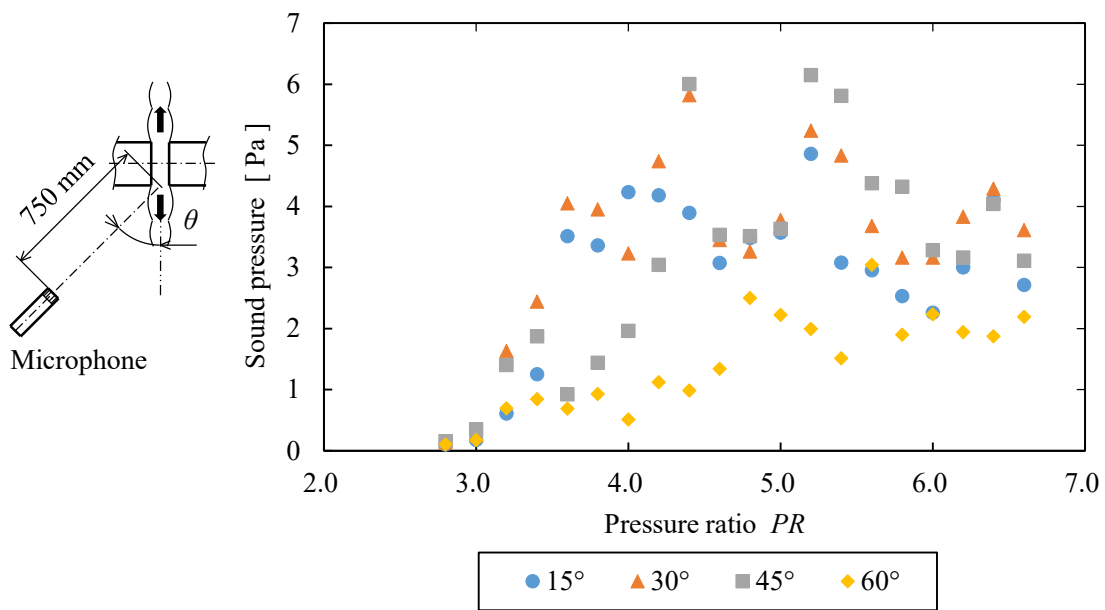


Fig. 6.3 Directivity of screech tone ($D_2 = 12 \text{ mm}$)

6.3 ブロードバンドノイズの音圧

噴流騒音の FFT 解析結果から、ブロードバンドノイズの最大音圧を測定した。これを図 6.4 に示す。縦軸はブロードバンドノイズの最大音圧、横軸は圧力比である。圧力比の増加に従いブロードバンドノイズの音圧も増加する。ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流の音圧が最も小さくなり、 $D_2 = 16 \text{ mm}$ あるいは $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流と矩形噴流の各音圧の差は小さい。ノズル外径と幅の比 D_2/b は、ブロードバンドノイズの音圧への影響は小さい。

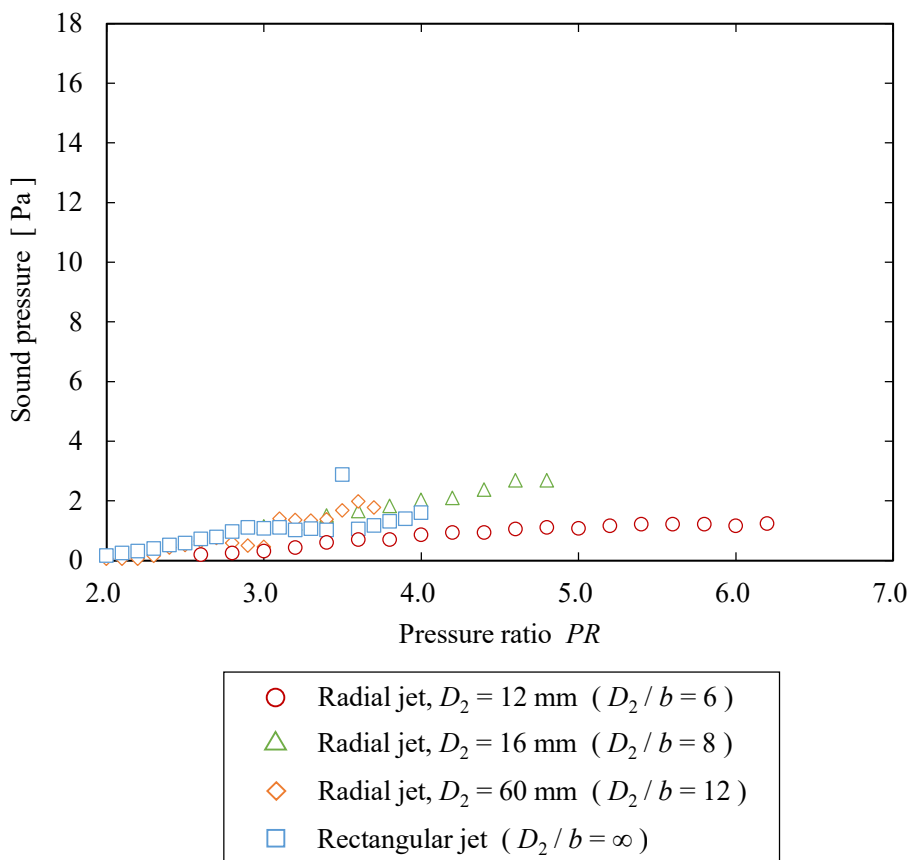


Fig. 6.4 Maximum sound pressure of broadband noise

ブロードバンドノイズの最大音圧を式 (6.1) で整理した結果を図 6.5 に示す. 縦軸は基準音圧を 2×10^{-5} [Pa] とした音の強さ, 横軸は $(M_j^2 - 1)^2$ である. ノズル外径 $D_2 = 12$ mm と $D_2 = 16$ mm の放射状噴流では $(M_j^2 - 1)^2$ が 1.2 以上において音の強さはあまり変化しない. ノズル外径 $D_2 = 60$ mm の放射状噴流では $(M_j^2 - 1)^2$ が 0.4 以上, 矩形噴流では 0.6 以上において音の強さはほとんど変化しなくなる.

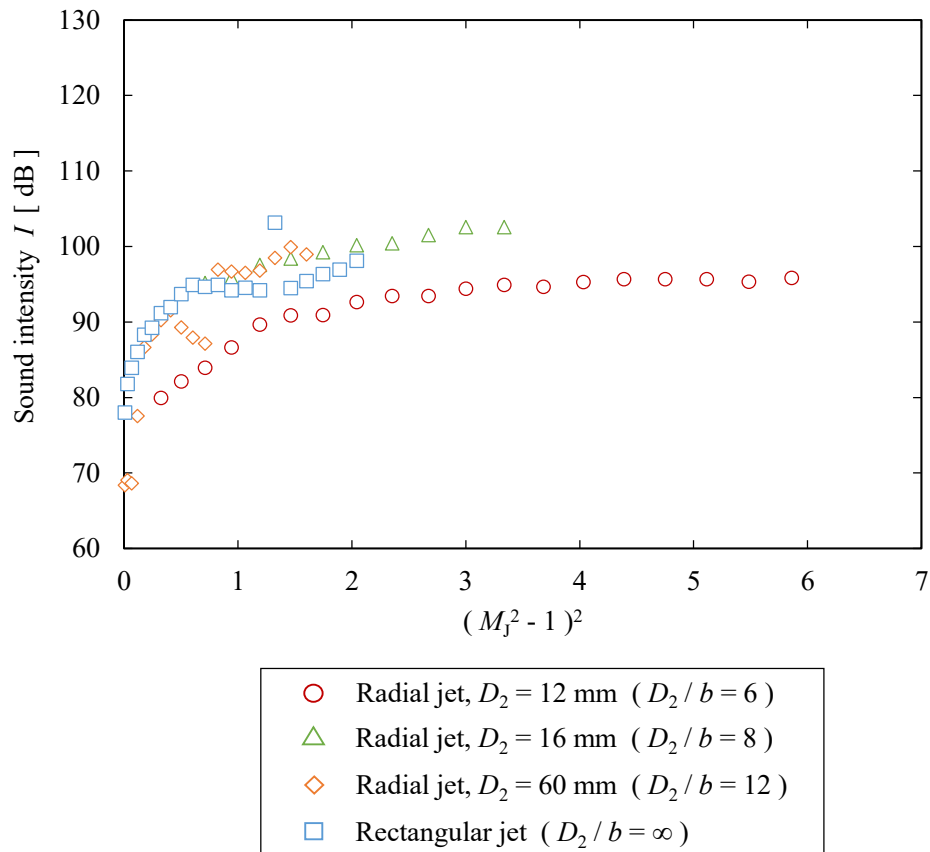
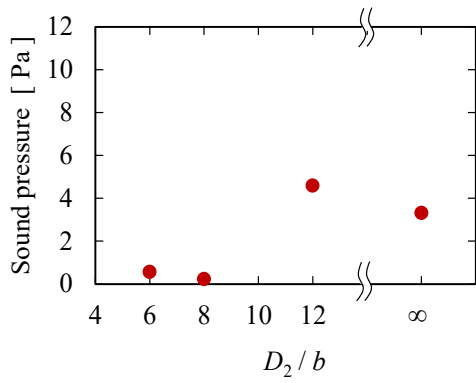


Fig. 6.5 Sound intensity of broadband noise

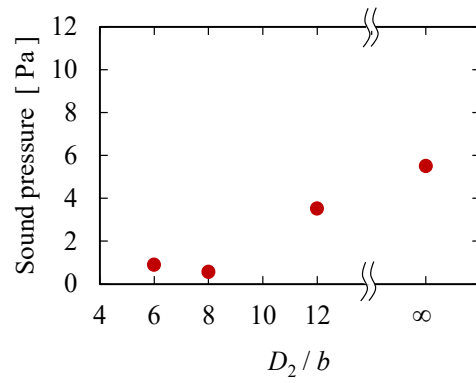
6.4 噴流の放射状性が音圧に与える影響

各圧力比におけるスクリーチの最大音圧をノズル外径と幅の比 D_2/b で整理を行った。これを図 6.6 に示す。縦軸が音圧、横軸は D_2/b である。圧力比 3.80 と 4.00 は測定の都合上、ノズル外径 $D_2 = 60 \text{ mm}$ の放射状噴流のデータは記載していない。また、2次元噴流に相当する噴流として矩形噴流の結果を示す。図 6.6 (a) の圧力比 3.00 と図 6.6 (b) の圧力比 3.20 から D_2/b が大きいほど、音圧が大きくなる傾向がある。図 6.6 (c) の圧力比 3.40 以上ではその傾向がより強くなる。これらのことから、同一の圧力比では D_2/b の大きな放射状噴流ほどスクリーチの音圧が大きくなることがわかる。

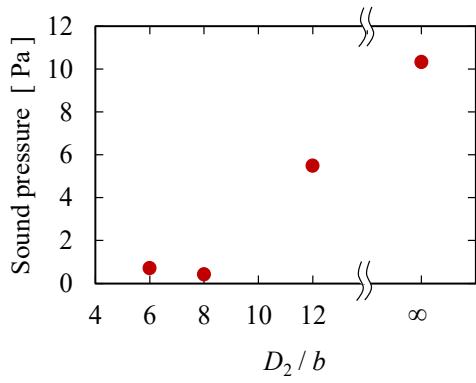
各圧力比におけるブロードバンドノイズの最大音圧をノズル外径と幅の比 D_2/b で整理を行った。これを図 6.7 に示す。縦軸が音圧、横軸は D_2/b である。図 6.7 (f) の圧力比 4.00 以外で $D_2/b = 8$ あるいは $D_2/b = 12$ の音圧が最も大きいことから、 $D_2/b = \infty$ の 2次元噴流よりもある特定の D_2/b の放射状噴流の方が、ブロードバンドノイズの音圧が大きくなる傾向がある。



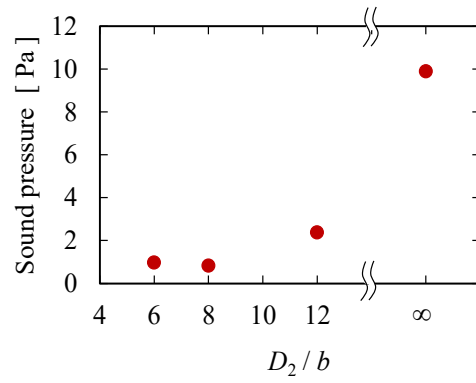
(a) $PR = 3.00$



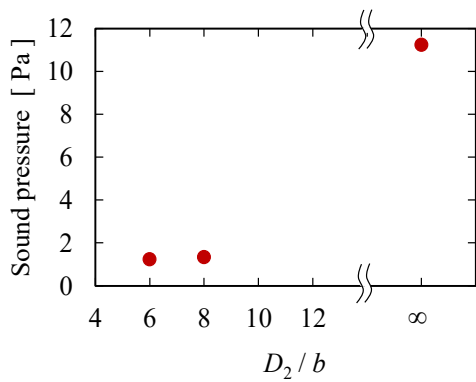
(b) $PR = 3.20$



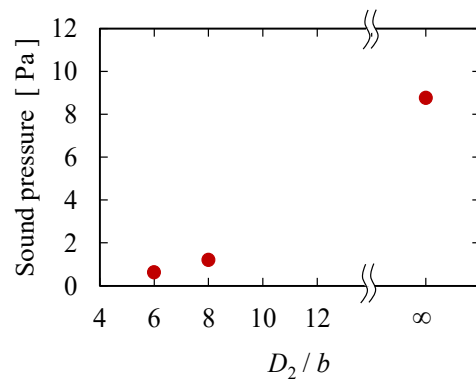
(c) $PR = 3.40$



(d) $PR = 3.60$

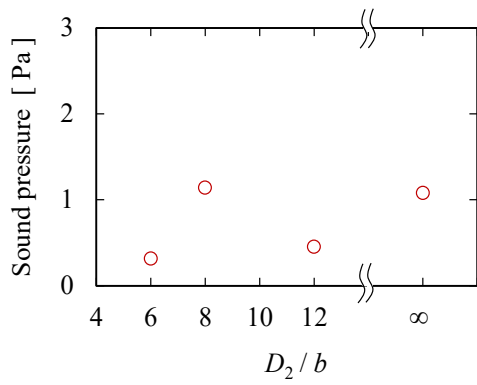


(e) $PR = 3.80$

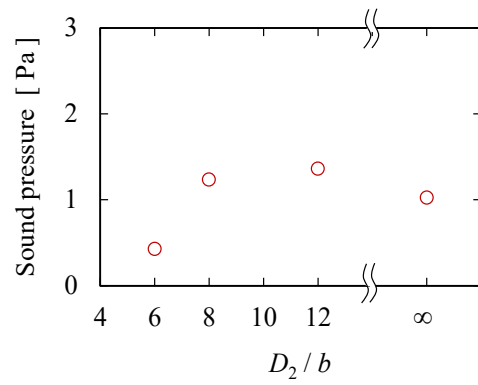


(f) $PR = 4.00$

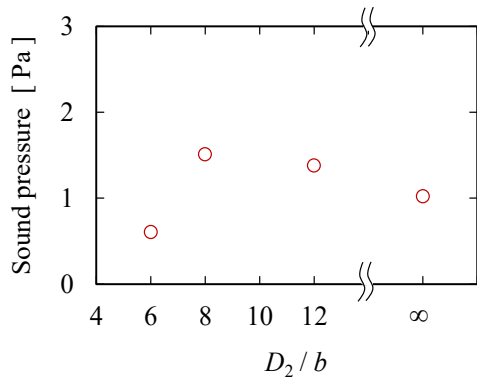
Fig. 6.6 Sound pressure of screech by nozzle shape



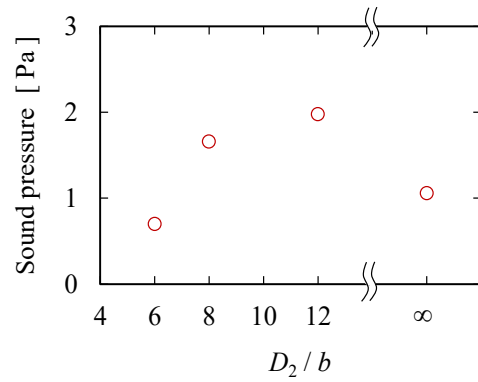
(a) $PR = 3.00$



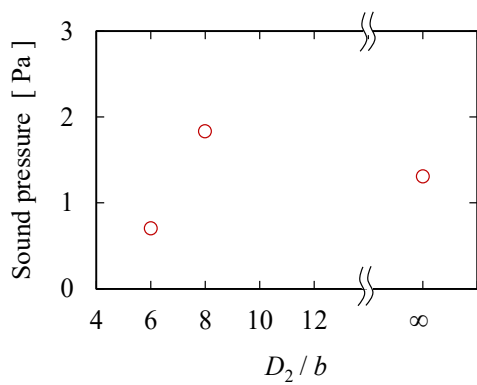
(b) $PR = 3.20$



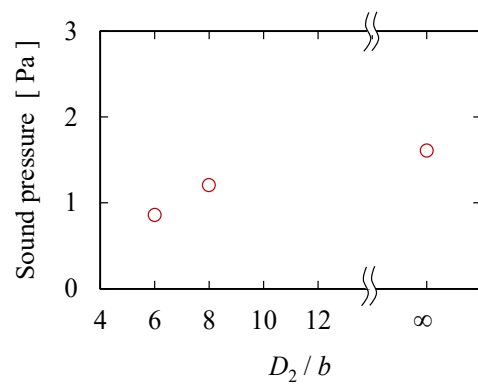
(c) $PR = 3.40$



(d) $PR = 3.60$



(e) $PR = 3.80$



(f) $PR = 4.00$

Fig. 6.7 Sound pressure of broadband noise by nozzle shape

6.5 騒音予測の適用例

高圧配管の圧力調整弁や内燃機関の吸排気バルブの放射状噴流について、バルブシート面の形状の影響で噴流に開き角があることを考慮する必要があるが、バルブ直径 D_0 を本研究のノズル外径 D_2 、隙間 l をノズルの隙間幅 b とすれば、噴流から発生するスクリーチの周波数と音圧の予測が本研究で得られたデータを基に可能となる。これを図 6.8 に示す。実際にこれらのバルブを用いてスクリーチが問題になる場合、設計変更が可能な範囲でバルブ直径を小さくする、あるいはバルブ開き量を大きくして D_2/b を小さくすれば、スクリーチの音圧を低下することができる。

レーザー加工のアシストガスの下流側に現れる壁面噴流については、北村^[26]は放射状に広がる壁面噴流が不足膨張噴流になる領域を報告している。この概略を図 6.9 に示す。図 6.9 中の D_c は先細ノズル出口直径、 L_c はノズル平板間距離である。例えば圧力比 3.00、 $L_c/D_c = 1.3$ のとき、壁面噴流は D_c の約 1.6 倍の直径の位置より、厚さは D_c の約 0.2 倍の不足膨張噴流が形成される。これらは本研究のノズル外径 $D_2 = 1.6 D_c$ であり、平板をすべり壁と考えれば $b = 0.4 D_c$ となる。よって本研究より加工精度や作業環境の改善が見込まれる。

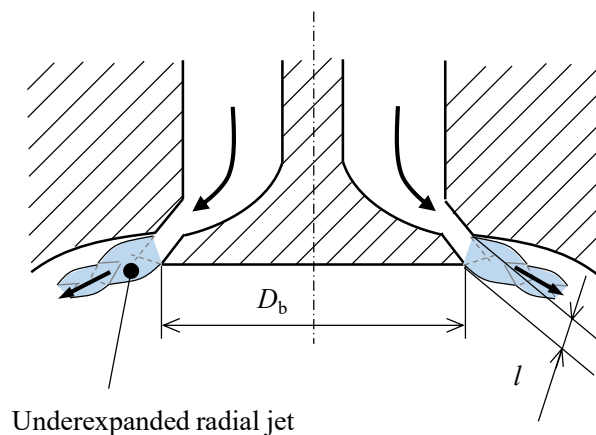


Fig. 6.8 Underexpanded jet radially in poppet valve

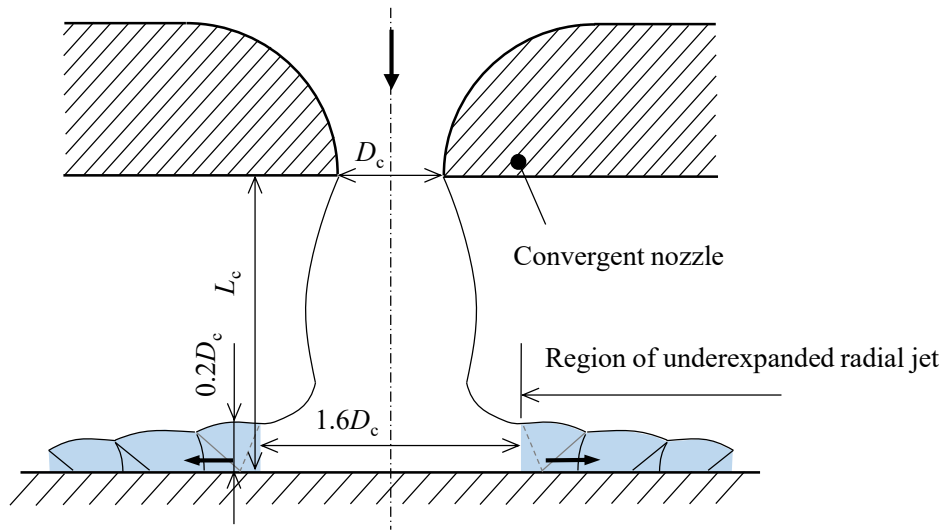


Fig. 6.9 Underexpanded jet spreading radially on flat plate

6.6 結言

放射状噴流および矩形噴流から発生するスクリーチとブロードバンドノイズの音圧についてノズル外径と幅の比 D_2/b で整理を行った。スクリーチの最大音圧は D_2/b が大きく矩形噴流に近づくほど、音圧が大きくなる傾向がある。スクリーチの指向性についてはノズル中立面から 15° から 45° の範囲の音圧の差は小さく、 60° はそれらよりも音圧が小さくなる。ブロードバンドノイズの音圧は $D_2/b=8$ と $D_2/b=12$ のときに最大となる傾向がある。

実際の工業的な応用に関して、高圧配管のバルブでスクリーチが発生する場合、バルブの直径を小さく、その開き量を大きくして本研究における D_2/b を小さくすればスクリーチの音圧を低下することができる。同様にレーザー加工のアシストガスの壁面噴流でスクリーチが発生する場合にも、先細ノズル出口直径 D_c を小さくすればスクリーチの音圧を低下することが可能である。

第7章 結論

本研究において得られた結果を以下に示す.

- (1) ノズル外径 $D_2 = 12 \text{ mm}$, 16 mm , 60 mm の放射状噴流の可視化実験を行った. $D_2 = 12 \text{ mm}$ の放射状噴流の側面視から, ショックセル構造の節に相当する円環状の衝撃波を確認した. $D_2 = 60 \text{ mm}$ の側面視からも周方向に分割された扇状の衝撃波を確認した.
- (2) 可視化した放射状噴流の断面視から, ショックセル構造は低い圧力比から確認できる. セルの数は圧力比の増加とともに急激に減少し, セル長さは増大する. 放射状噴流は矩形噴流と異なり, 下流に進むにつれてセル幅が狭くなり, それに伴いセル長さも短くなる.
- (3) 矩形噴流のセル長さについて Tam の理論式と比較を行い, 第1セルから第3セルまでよく一致することを確認した.
- (4) 放射音の測定を行い, 放射状噴流も矩形噴流と同様にスクリーチとブロードバンドノイズが放射されていることを確認した. スクリーチとブロードバンドノイズの周波数は圧力比の上昇に伴い減少する.
- (5) 噴流から放射する密度波について画像解析を行い, 密度波の周波数がスクリーチ周波数と一致することを確認した. また, スクリーチの音源は第3セルに存在することが示された.
- (6) 矩形噴流のストローハル数は Krothapalli の経験式と良い一致を示した. また, 放射状噴流の第2および第3セルの疑似セル幅を用いて算出されたストローハル数は矩形噴流の結果と良い一致が得られた.
- (7) じょう乱の移流速度に関わる係数の解析から, 放射状噴流において第2および第3セルの長さがスクリーチ周波数の重要であることが示された.

- (8) 本研究により，工業的に用いられるバルブ周辺から発生する騒音の音圧低減や発生周波の変更が定性的に可能になる．

参考文献

- [1] Fieret, J., Terry, M. J. and Ward, B. A., Overview of flow dynamics in gas-assisted laser cutting, SPIE High Power Lasers, Vol. 801 (1987), pp. 243-250.
- [2] Barsom, J. M., Fracture of tempered glass, Journal of American Ceramics Society, Vol. 51, Issue 2 (1968), pp. 75-78.
- [3] Aratani, S. and Ojima, N., Effect of shock waves on fracture and quenching in tempered glass, Proceeding of 8th International Symposium of Shock Waves (1991), pp. 1277-1282.
- [4] Carling, J. C. and Hunt, B. L., The near wall jet of a normally impinging, uniform, axisymmetric, supersonic jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 66, Issue 1 (1974), pp. 159-176.
- [5] Tam, C. K. W. and Tanna, H. K., Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles, Journal of Sound and Vibration, Vol. 81, No. 3 (1982), pp. 337-358.
- [6] Norum, T. D. and Seiner, J. M., Measurements of near static pressure and far field acoustics of shock-containing supersonic jets, NASA TM 84521 (1982).
- [7] Krothapalli, A., Hsia, Y., Baganoff, D. and Karamcheti, K., The role of screech tones in mixing of an underexpanded rectangular jet, Journal of Sound and Vibration, Vol. 106, No. 1 (1986), pp. 119-143.
- [8] Powell, A., Umeda, Y. and Ishii, R., Observation of the oscillation modes of choked circular jets, Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 92, Issue 5 (1992), pp. 2823-2836.
- [9] Suda, H., Manning, T. A. and Kaji, S., Transition of oscillation modes of rectangular supersonic jet in screech, 15th AIAA Aeroacoustics Conference (1993), pp. 1-9.
- [10] Powell, A., On the mechanism of choked jet noise, Proceedings of the Physical Society. Section B, Vol. 66, Issue 12 (1953), pp. 1039-1056.
- [11] Tam, C. K. W., Seiner, J. M. and Yu, J. C., Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones, Journal of Sound and Vibration, Vol. 110, No. 2 (1986), pp. 309-321.
- [12] Tam, C. K. W., The shock-cell structures and screech tone frequencies of rectangular and non-axisymmetric supersonic jets, Journal of Sound and Vibration, Vol. 121, No. 1 (1988), pp. 135-147.
- [13] Tam, C. K. W., Broadband shock associated noise from supersonic jets measured by a ground observer, AIAA Journal, Vol. 30, No. 10 (1992), pp. 2395-2401.

- [14] Raman, G., Screech tones from rectangular jets with spanwise oblique shock-cell structures, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 330 (1997), pp. 141-168.
- [15] Panda, J., Shock oscillation in underexpanded screeching jets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 363 (1998), pp. 173-198.
- [16] Suzuki, H., Endo, M. and Sakakibara, Y., A study on behaviour of underexpanded jet and induced vortex, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 12, No. 5 & 6 (2013), pp. 521-538.
- [17] 岡田隆一, 渡辺紀徳, 鷗沢聖治, 姫野武洋, 井上智博, 大石勉, 超音速矩形ジェットから発生する騒音のマイクロジェットによる抑制 — 第一報 騒音低減効果と流れ場の変化 —, *日本ガスタービン学会誌*, Vol. 45, No. 4 (2017), pp. 274-280.
- [18] 地曳浩至, 蒸気加減弁の振動, *ターボ機械*, Vol. 28, No. 4 (2000), pp. 225-229.
- [19] 高橋順之, 高差圧弁下流配管の音響振動, *騒音制御*, Vol. 22, No. 5 (1998), pp. 255-258.
- [20] 榊原洋子, 遠藤正樹, 岩本順二郎, 放射状不足膨張噴流の流れ場に関する研究, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 71, No. 712 (2005), pp. 2922-2927.
- [21] 遠藤正樹, 榊原洋子, 岩本順二郎, 放射状不足膨張噴流の時間平均的なセル形状に関する研究, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 72, No. 720 (2006), pp. 1901-1906.
- [22] Nojima, T., Sakakibara, Y., Endo, M., and Suzuki, H., A numerical study on jet structure and noise emission of underexpanded radial jet, *Proceedings of 7th Asian Joint Workshop on Thermophysics and Fluid Science* (2018).
- [23] Sakakibara, Y. and Iwamoto, J. Oscillation of impinging jet with generation of acoustic waves, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 1, No. 4 (2002), pp. 385-402.
- [24] Raman, G., Supersonic jet screech: half-century from Powell to the present, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 225, Issue 3 (1999), pp. 543-571.
- [25] Panda, J., Raman, G. and Zaman, K. B. M. Q., Underexpanded screeching jets from circular, rectangular, and elliptic nozzles, *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (1997).
- [26] 北村史郎, 超音速衝突噴流の数値解析, 修士論文, 東京電機大学大学院工学研究科, (1997).

謝辞

本研究を進め、本論文をまとめるにあたり、終始懇切なるご指導ならびにご鞭撻を賜りました東京電機大学 理工学部 遠藤正樹 教授に深く感謝の意を表します。

本研究に有益なご指導とご助言を頂き、本論文をご査読頂きました東京電機大学 理工学部 榊原洋子 教授に深く感謝致します。本論文をご査読いただき、有益なご指導とご助言を頂きました帝京大学 理工学部 久保田弘敏 客員教授，東京電機大学 理工学部 田中慶太 准教授，東京電機大学 理工学部 山崎敬則 准教授にお礼申し上げます。

本研究に適切なご助言を頂き、実験遂行上ご協力頂いた東京都立産業技術高等専門学校 鈴木昌弘 助教に厚く御礼申し上げます。

本研究の実験遂行上多くのご協力を頂いた東京電機大学大学院 理工学研究科 熱流体関連振動研究室 平野岳彦氏，湯田治彦氏，平本雄一氏，流体工学研究室 野島拓実氏を始めとする学生の皆様に厚く御礼申し上げます。

在職のまま大学院編入学の機会を与えて頂いた日本発条株式会社 茅本隆司 社長に厚く御礼申し上げます。

在学中の研究遂行に格別のご配慮とご協力を頂いた日本発条株式会社 風間 俊男 専務，宮地真也 部長，斎藤慎二 前部長，勝矢晃弘 元部長を始めとする皆様に深く感謝致します。

本論文の完成まで常に支えてくれた妻 由香，長男 健登に感謝します。