

第5章

シミュレータの改良

5.1 緒言

本章では第3章で構築したシミュレータをより実験機の条件に近づけるために、流路幅方向の圧力分布に有限幅近似を施す。そのことにより無限幅近似を用いた場合に比べ振動体上下にかかる圧力が小さくなるよう調節することが可能となる。解の導出には、3.7節で解説した、安定性の高い差分解法である陰解法を用いる。また有限幅近似における幅方向圧力分布関数として4.7節で述べた n 次関数および台形関数を採用する。しかしいずれの関数形状に近似しても自励振動がほとんど起こらないというシミュレーション結果が得られる。5.2.2節ではその原因について考察する。

5.3節では幅方向圧力分布についての考察を深めるために、流路長手方向・幅方向についての2次元レイノルズ方程式を解くシミュレータの構築を行う。1次元シミュレータ構築の難解な点は、幅方向圧力分布が実際の実験機を反映するよう自分で適切に設定しなければならないことにある。そのため、シミュレータを定量的にも実験機の条件に近づけるためには、実験機における幅方向圧力分布の特徴を今まで以上に掴む必要がある。2次元シミュレーションの結果により、幅方向圧力分布関数の境界値を大気圧より高くとることで、流路内圧力分布を実際に近づけることが可能であるとの見通しを立てる。

5.4節では幅方向圧力分布関数を改良しシミュレーションを行う。その結果、幅方向圧力分布関数の境界値をある一定値以上にとると自励振動が発生することが分かる。また、完成したシミュレータにおいてパラメータを変えてシミュレーションすることで自励振動の発生に影響を与えるパラメータを把握する。

5.5節では第4章の理論および第5章のシミュレーション結果を総括し、自励振動発生メカニズムを解明する。

5.2 有限幅近似の導入

本節では、第3章で構築したシミュレータに第4章で提案した有限幅近似を反映させる。具体的には、シミュレータ構築に新たに用いた近似、幅方向圧力分布関数の設定の仕方、陰解法による差分化、シミュレーション結果についてまとめる。

5.2.1 シミュレータ構築に用いた近似

本節では、有限幅近似をシミュレータに導入するに当たり、新たに施した近似についてまとめる。

(I) 入力圧力形状の変換

第3章で構築したシミュレータでは無限幅近似を施したため、幅方向の圧力は一定であり、その大きさを P_m で表していた。一方で有限幅近似を施す場合、幅方向圧力分布は一定ではなく今回は放物線形状および台形形状を採用するため、Fig.5-1に示すよう

に P_{top} の決定の仕方が問題になる。そこで近似的に幅方向の圧力を y 方向に積分した値、すなわち、幅方向圧力分布関数と y 軸で囲まれる面積が等しくなるよう P_{top} の値を決定する。つまり圧力の総量が変わらないようにする。それを式で表すと以下の通りになる。

$$P_m b = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g(y) dy \quad (5-1)$$

$g(y)$ が放物線形状・台形状の場合、それぞれ式(5-2),(5-3)の通りに表せる。但し放物線形状として4.5節で提案した 2^n 次関数を採用する。

$$g(y) = -\frac{4P_{top}}{b^2} \left\{ y^{2^n} - \left(\frac{b}{2}\right)^{2^n} \right\} \quad (5-2)$$

$$g(y) = \begin{cases} \frac{2P_{top}}{b-2c} \left(y + \frac{b}{2} \right) & \left(-\frac{b}{2} \leq y \leq -c \right) \\ P_{top} & \left(-c \leq y \leq c \right) \\ -\frac{2P_{top}}{b-2c} \left(y - \frac{b}{2} \right) & \left(c \leq y \leq \frac{b}{2} \right) \end{cases} \quad (5-3)$$

(II) 振動体中央への集中加重

第3章で述べたが、無限幅近似を施したシミュレータでは幅方向の圧力分布が一定であり、振動体の幅方向の変形も無視できるため、振動体を一次元の梁に近似することができた。従って振動体に働く圧力の幅方向の位置を気にする必要はなかった。一方でシミュレータに有限幅近似を施す場合、4.2節で述べた無限小幅近似と同様、圧力は幅方向に一定ではなくなるため、振動体には幅方向に分布加重がかかる。しかし本シミュレータは、幅方向の変形を無視することで解が収束すると言っても過言ではない。そこで幅方向圧力の積分値が振動体の中央に集中的に加重していると考え、振動体を一次元の梁に近似する。またこの近似により、幅方向圧力分布関数と y 軸に囲まれた部分の面積が大きいほど、振動体への圧力による加重が大きくなる。

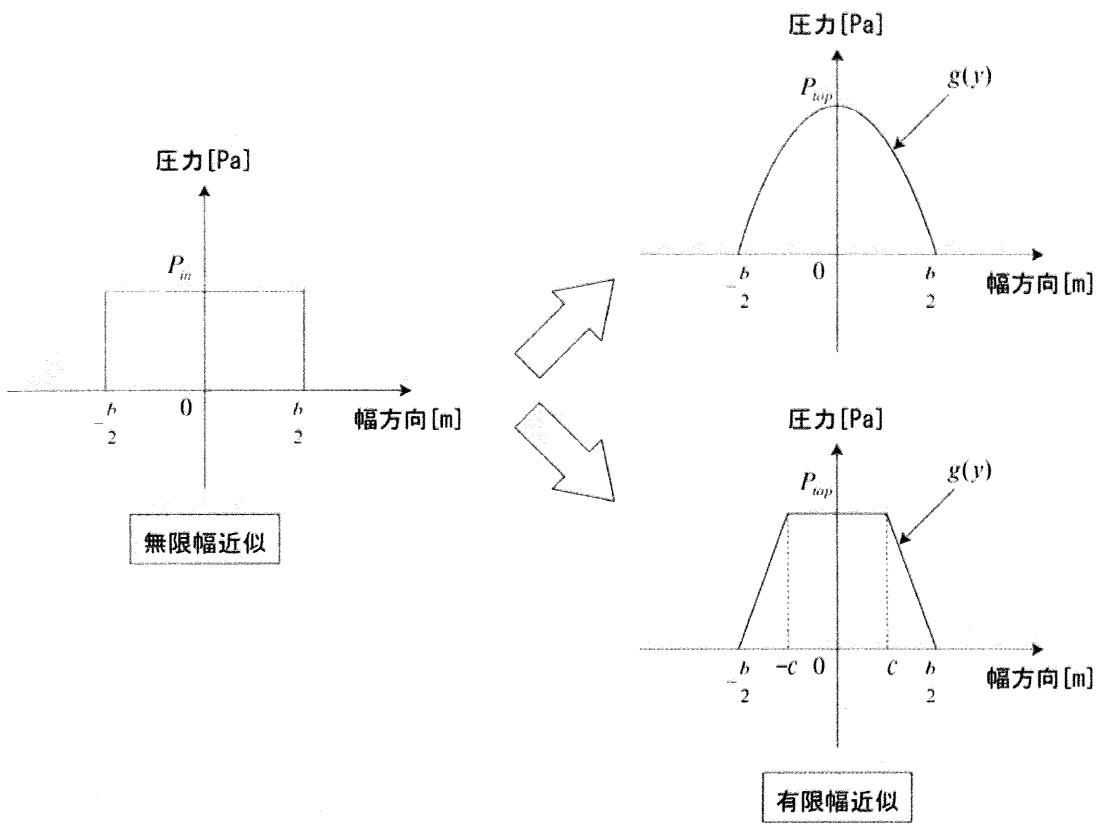


Fig.5-1 入力圧力形状の変換

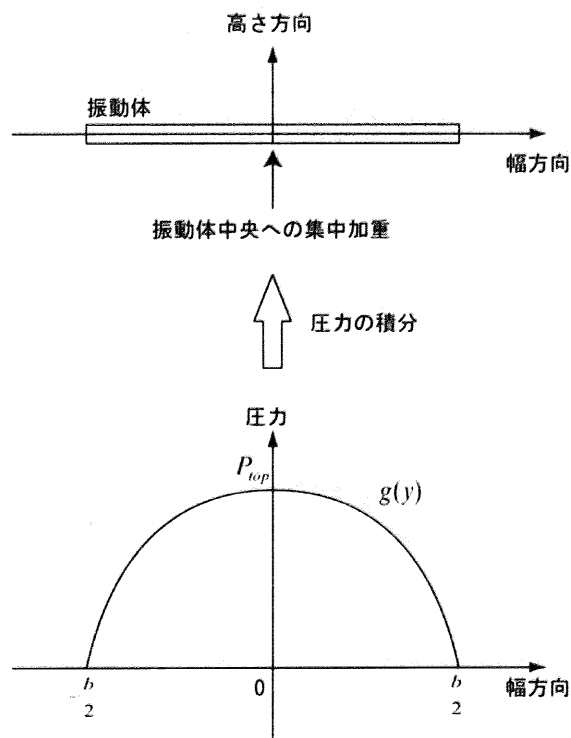


Fig.5-2 集中加重

5.2.2 陰解法による差分化

本節では、有限幅近似をシミュレータに組み込む上で必要な数式を導く。振動体形状から圧力分布を決定する方程式では2次元レイノルズ方程式に有限幅近似を施し、前節の入力圧力形状の変換を採用する。圧力分布から振動体形状を決定する方程式では、前節の集中加重の考え方を数式に反映させる。

まずは振動体形状から幅方向圧力分布を決定する方程式を導く。最初は振動体の下側について考える。2次元レイノルズ方程式を幅方向に積分した式(4-30)に幅方向のみを変数分離した流路内圧力分布関数(4-29)を代入して整理すると以下の通りになる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f}{\partial t} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g dy &= -\frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial t} \left(f \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g dy + bP_0 \right) \\
 &+ \frac{1}{12\mu} \left\{ \left(h^2 \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + 3hf \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial x} + h^2 f \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right) \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g^2 dy + \left(3hP_0 \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial x} + h^2 P_0 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right) \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g dy \right\} \\
 &+ \frac{h^2 P_0 f}{12\mu} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} dy
 \end{aligned} \tag{5-4}$$

式(5-4)において g の含まれる積分項は全て定数となる。また、 h とその時間微分項については1ステップ分過去に解いた振動体形状決定方程式から得られた値を採用するため、こちらも式(5-4)を解く間は時間に関して定数であると思なすことができる。従って、式(5-4)における時間に関する変数は f のみである。この f に対して3.7節で解説した陰解法による差分化を施す。圧力 P に関する差分式において P をそのまま f に置き換えて式(5-4)に代入し f について整理することで、 n ステップの圧力分布から $n+1$ ステップの圧力分布を導出する式は以下のように簡易化して求められる。

$$\begin{aligned}
 \left(\begin{bmatrix} 0 & \frac{k}{\Delta t} & 0 \end{bmatrix} - \lambda \begin{bmatrix} \text{dope1} & \text{dope2} & \text{dope3} \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} f_{j-1}^{n+1} \\ f_j^{n+1} \\ f_{j+1}^{n+1} \end{bmatrix} &= \\
 \left(\begin{bmatrix} 0 & \frac{k}{\Delta t} & 0 \end{bmatrix} + (1-\lambda) \begin{bmatrix} \text{dope1} & \text{dope2} & \text{dope3} \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} f_{j-1}^n \\ f_j^n \\ f_{j+1}^n \end{bmatrix} &- \frac{1}{h_j^n} \frac{\partial h}{\partial t} (kf_j^n + bP_A) \tag{5-5}
 \end{aligned}$$

但し、

方向をそれぞれ表している。シミュレーション結果より、この関数近似方法では実験機における自励振動を再現することは不可能であると言える。

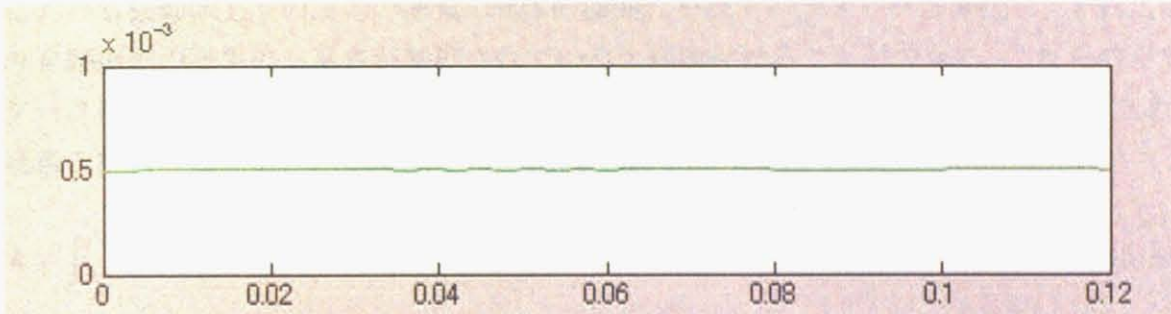


Fig.5-3 幅方向圧力分布関数が2ⁿ次関数のときの振動体の変位

ここで自励振動が発生しない原因を探るために式(5-4)に着目する。この式の左辺は着目している位置における圧力の時間変化を表している。右辺第1項は振動体の高さの変化率に起因する圧力変化を、右辺第2項はx方向の流量変化に起因する圧力変化を、そして右辺第3項はy方向の流量変化に起因する圧力変化をそれぞれ表している。従って、右辺第2項と第3項の値が大きいほど、左辺における圧力 f の時間変化が大きくなり、自励振動が発生しやすくなると言える。

また式(5-4)は無限幅近似を表すこともできる。すなわち、幅方向の圧力を $g=1$ とおくことで、第3章で構築した無限幅近似のシミュレータにおける圧力変化を支配する方程式(3-13)に変形可能である。 $g=1$ とおくと式(5-4)の右辺第3項の値が0になる。それはすなわち流路幅方向の圧力変化がないことを意味する。

一方で有限幅近似の場合、すなわち幅方向の圧力分布が一定ではなく、振動体中央に行くほど圧力が高くなるような関数を設定する場合、式(5-4)の右辺第3項の値は必ず負になる。右辺第3項を以下のように変形すると、

$$\frac{h^2 P_0 f}{12\mu} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} dy = \frac{h^2 P_0 f}{12\mu} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} g\left(\frac{b}{2}\right) - \frac{\partial}{\partial y} g\left(-\frac{b}{2}\right) \right\} \quad (5-9)$$

となり、これは幅方向圧力分布関数の境界 $y = \pm \frac{b}{2}$ における圧力変化率の差を意味する

ため、上に凸の関数形状を仮定すれば必ず負の値になる。これは物理的には流体が振動体の横に漏れることで振動体上下における圧力の増加が抑制され、自励振動が発生しにくくなることを示している。一方で、式(5-4)の右辺第2項における g に関する積分項も幅方向圧力分布関数形状によって変化する。右辺第2項は複雑なため、括弧内の各項の物理的意味を掴むことは容易ではない。しかし g に関する積分値とは振動体上下に存在

する圧力の総量を表しているため、この値が大きいほど振動体に働く加振力が大きくなり、自励振動が発生しやすくなることは容易に想像できる。

以上より、有限幅近似では、幅方向圧力分布関数 $g(y)$ の決定の仕方により、式(5-4)における振動体上下の圧力の総量・流体の横漏れを表すパラメータが変化し、それにより自励振動の発生のし易さが制御されていると結論付けることができる。これらのパラメータは自励振動の発生に関して物理的に重要なパラメータであると考えられるため、今後の解析の便宜上、以下のように k, l, m と表現することにする。

$$k = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} g(y) dy \quad (5-10)$$

$$l = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (g(y))^2 dy \quad (5-11)$$

$$m = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} dy \quad (5-12)$$

すなわち、 k と l は振動体上下に存在する圧力の総量、 m は流体の横漏れを意味する。 k, l については値が大きいほど圧力の総量が大きくなり、 m については値が負方向に大きいほど横漏れが多いことを意味する。今度はこれら k, l, m の値を用いて自励振動の発生のし易さについて議論することにする。

ここで幅方向圧力分布関数が 2^n 次関数のときの k, l, m の値を求めておく。 n の値と k, l, m の値の関係を表すグラフは Fig.5-4 の通りである。グラフを見れば分かるように n の値が大きいほど k の値は大きくなり、 m の値は小さくなる。この結果より、幅方向圧力分布関数を 2^n 次関数に仮定した時には入力圧力をどれだけ大きくしても自励振動が発生しないことが分かる。横漏れだけに着目した場合、 2^n 次関数の中で最も横漏れが少なく自励振動が発生し易いと予測される2次関数における m の値は -550 である。従って、幅方向圧力分布を改良するにあたり、 m の値が -550 よりも大きくすることを考慮することが有効であると言える。

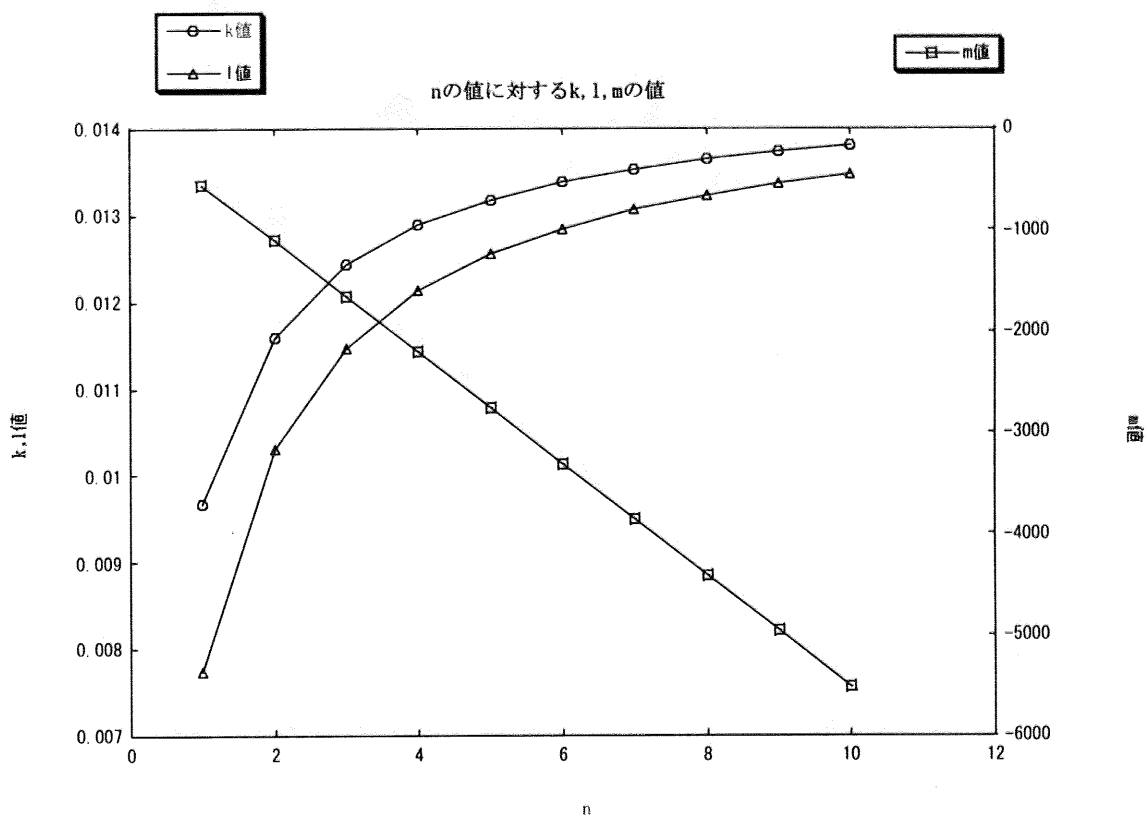


Fig.5-4 n の値に対する k,l,m の値の変化

そこで今度は幅方向圧力分布関数としてFig.5-5に示すような台形関数を考える。この関数に仮定するメリットは、 C の値を 3.64×10^{-3} [m]よりも小さくした場合に m の値が-550よりも大きくなるよう設定することが可能になることである。幅方向の長さの半分が 7.25×10^{-3} [m]なのでその約半分に相当する。従ってこの関数形状で C の値を十分に小さくとれば自励振動を発生させられる可能性は高くなると考えられる。

この台形関数を用い、 C の値を 2.2×10^{-3} [m]とおいたときに振動体の変位する様子をFig.5-6に示す。このときの入力圧力は1.15[atm]であり、実験機における流量14[l/min]に相当する。2次関数を仮定した場合と異なり、 m の値が-600~-500よりも小さくなるように設定すれば、自励振動を観測することができる。但し、 m の値がこれよりも小さくなるよう設定すると、入力圧力をどれだけ大きくしても自励振動が発生しない。また m の値を適切に設定すれば自励振動は観測できるものの振幅が実際よりも小さく出てしまう。以上の結果より、台形関数形状に近似した方が、2次関数を仮定した場合に比べて自励振動が発生し易くなると言えるが、実験機における流路内圧力分布を表現できているとは言い難い。

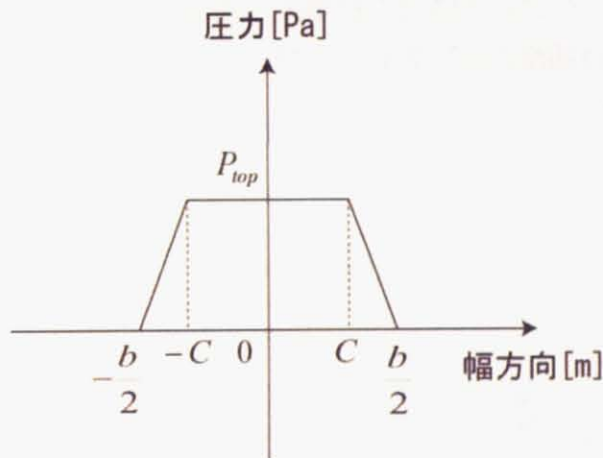


Fig.5-5 台形関数

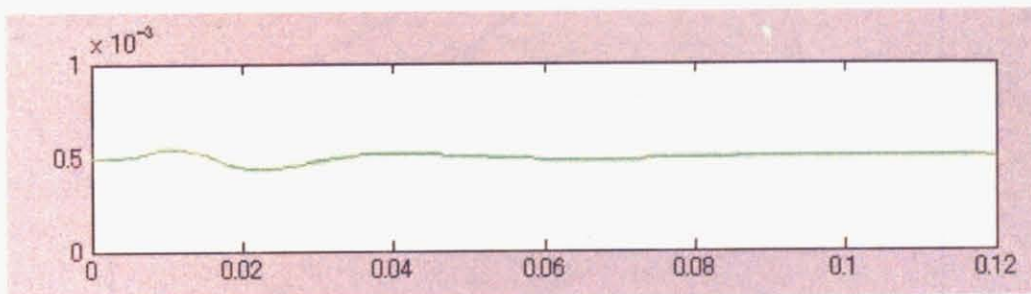


Fig.5-6 台形関数におけるシミュレーション結果($C = 2.2 \times 10^{-3}$, $P_{in} = 1.15$ [atm])

ここで、台形関数において C を変化させたときの k, l, m の変化についてFig.5-7にまとめる。 C が大きくなるにつれて k, l の値が大きくなり、 m の値が小さくなっていく様子が見て取れる。 k, l は振動体上下における圧力の総量を表しているため、この値が大きいくほど、当然のことながら、振動体に働く力が弱くなり自励振動が発生しにくくなると言える。しかし実際には、 m の値が大きくなるほど、すなわち k, l の値が小さくなるほど自励振動が発生し易くなるという結果が得られており、自励振動の発生には k, l の値に比べて m の値の影響が支配的であると見なすことができる。それはすなわち、流体の横漏れを抑えれば自励振動が発生し易いことを示唆している。

以上の考察により、有限幅近似において幅方向圧力分布の積分値が無限幅近似・無限小幅近似の場合の中間値を取るよう設定しても、実際の実験機と同等の自励振動を発生させることは困難であることが導かれた。しかしながら、振動体上下に存在する圧力のパワーを意味する k, l 値、流体の横漏れを意味する m 値を自励振動の発生のし易さに対する指標として設定し、自励振動が発生する場合と照らし合わせて考えることで、 m 値が自励振動の発生に支配的な影響を持つことを推測できた。すなわち、 m 値を大きく設定することで自励振動を発生させやすくすることができるという結論は得ることができた。次節では、幅方向圧力分布を実際の実験機に合わせるための手がかりを得るため、第4章で構築した2次元シミュレータに実験機の特徴である横漏れを反映させ、そのときの幅方向圧力分布形状について考察する。

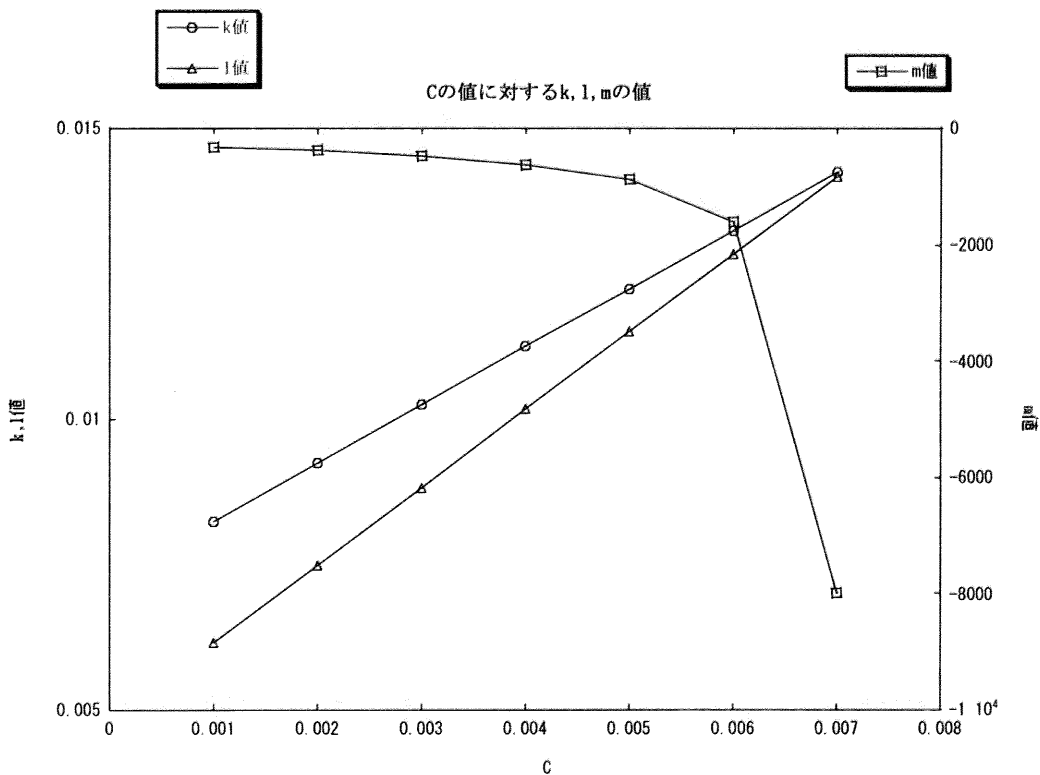


Fig.5-7 C の値に対する k, l, m の関係

5.3 幅方向圧力分布関数の考察

前節で述べたように、実際の実験機に即した幅方向圧力分布形状を発見しなければ自励振動を発生させることが困難である。そこで本節では第4章で構築した2次元シミュレータに実験機の特徴を反映させたときの流路内圧力分布を直接求めてしまうことにより、幅方向圧力分布関数形状の特徴を掴む。幅方向圧力分布を自分で設定して実行した1次元シミュレーションとは異なり、2次元シミュレーションでは幅方向圧力分布を計算により求めるため、得られた関数形状が仮定ではなく現実に近いという理論的根拠を得ることができる。あくまで幅方向圧力分布形状の傾向を掴めればよく、定量的な正確性は求めている。従って、シミュレーションで用いるモデルは実験機の流路を定性的に表現できれば十分であり、定量的な正確性についてはここでは議論しない。

5.3.1 流体の圧縮性の仮定

本節では、前章で構築した2次元シミュレータに実験機の特徴を反映させる前に流体の圧縮性の仮定について考察する。実際の実験機では流路の初期圧力分布が大気圧に保たれており、その状態から約5kPaに相当する圧縮流体が入力される。次に流路内は徐々に圧縮流体で満たされ、流路内圧力分布が変化していく。一定時間が経過すると流路内圧力分布は定常状態へと収束する。そこで問題となるのが収束解の妥当性である。そこで本節では、前章で仮定した剛体板静止モデルを用い、流体の圧縮性を仮定しても解が正しく収束することを示す。

以下、差分解の導出方法を述べる。まずは気体が等温圧縮されていると考え、式(3-5)を2次元レイノルズ方程式(4-5)へ代入する。その式において流路の高さが一定値 h_0 であると整理すると、

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{h_0}{12\mu} \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right\} \quad (5-13)$$

となる。式(5-13)は式(4-72)とは異なり、左辺に圧力の時間微分項が含まれている。従ってこの方程式は位置 (x,y) および時刻 t に依存する。従って $t=0$ における流路内圧力分布を与えてやれば n ステップ後における流路内圧力分布は時間発展的に計算され、十分な時間が経過した後にはある一定関数に収束する。式(5-13)は1次元シミュレータ構築の際に用いたレイノルズ方程式の形状に比べ構造が単純であり、また振動体の変形・変位を完全に無視するため現象も単純である。従って陽解法で解いても解が発散しない可能性は十分考えられ、その方が計算時間も短くなるため、ここでは陽解法を用いて解くことにする。また方程式は x,y に関して対称であるため、ここでも中心差分を施すのが適当であると考えられる。式(4-73),(4-74)に加え、 P の x,y による1階微分項に対しても

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_{i+1,j}^n - P_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \quad (5-14)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{P_{i,j+1}^n - P_{i,j-1}^n}{\Delta y} \quad (5-15)$$

と差分化する。但しPの右上の添え字nは時刻nステップ目を表す。また時刻tに対しては1次元シミュレータと同様、位置(x,y)におけるPに対して以下の前進差分を施す。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{P_{i,j}^{n+1} - P_{i,j}^n}{\Delta t} \quad (5-16)$$

以上の式を式(5-13)へ代入し整理すると、

$$P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^n + \frac{h_0^2 \Delta t}{12\mu} \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right\} \quad (5-17)$$

となる。x,yによる微分項には式(4-73),(3-74),(5-14),(5-15)を代入するものとする。この式から分かることは、時刻n+1ステップ目の流路内圧力分布は時刻nステップにおける流路内圧力分布に時間変化項を加えたものであるということである。初期圧力分布として、流入端以外における全ての位置における圧力を0とし、流入端における圧力を P_m とおいた場合の流路内圧力分布の推移をFig.5-8に示す。(A)~(D)の順に時間は流れる。この推移図から流入端を源として流体が大気圧に逃げるように流路内を徐々に満たしていく様子が見て取れる。その収束解は流体を非圧縮に仮定した場合の定常解と一致することが確認された。

本シミュレーションにより、流体が圧縮性を持つと仮定した場合、安定性が低いと思われる陽解法でも十分に妥当性のある収束解を得ることができた。逆行列を用いるよりも時間発展的に差分を求める方が少ない計算量で済むため、解が発散しない限りは流体の圧縮性を仮定して差分を求める方がシミュレータの構築上有利である。また流路内が大気圧に保たれている状態から圧縮された流入流体が流路内を徐々に満たすまでの過程を視覚的に捉えることができるという点でも現象把握に対して有利である。次節では流体の圧縮性を考慮し、実際の実験機における流路を定性的に表現したシミュレータを構築する。

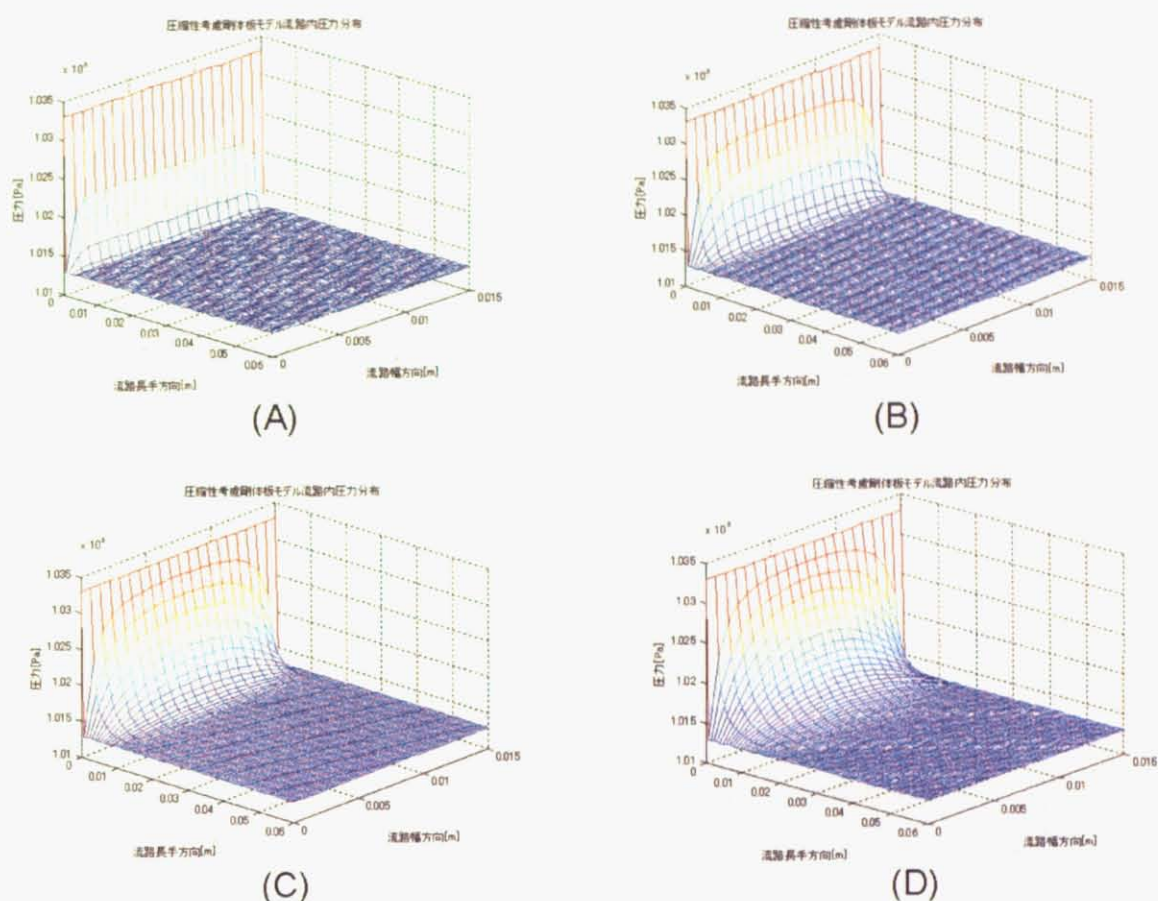


Fig.5-8 流路内圧力分布の推移

5.3.2 絞り効果の導入

前節では、流路両端が大気圧に開放された場合について流路内圧力分布を考察してきたが、実際の実験機では流路両端は大気圧に開放されておらず、パラフィルムを埋め込むことで流体が両端に逃げない工夫をしている。従って、実際は振動体両端における圧力は大気圧より高く保たれていると考えられる。ここで実験機において、振動体の両端と流路両壁の隙間に注目する。この隙間には振動体が存在せず、振動体上下の圧力差を緩和するよう絶えず流体が隙間部分に流れ込む、あるいは流れ出す。Fig.5-9は流路内部の断面図であるが、この図においては、振動体上側の圧力よりも振動体下側の圧力の方が低く、振動体上側の流体の一部が隙間を介して振動体下部に流れ込むことになる。

ここである x 座標における隙間部分の圧力を計算するためには流路長手方向について振動体上部・振動体下部・両隙間の4つの領域に分けてレイノルズ方程式を解く必要があるが、それは容易ではない。また今回は隙間部分の圧力を厳密に求め、振動体上下の圧力分布を定量的に正確に表現することが目的ではなく、振動体の両端における圧力および振動体内側の圧力分布形状の大まかな特徴を表現できれば十分であるため、別の近似方法を考えることとする。その特徴とは、振動体両端における圧力は大気圧と入力

圧力の間中値を取るということである。従って、今回は Fig.5-10 のモデルに簡易化して考える。この図も流路内部を流出端側から見た断面図を表している。このモデルでは振動体上下の区別をせず、単一の流路についてのみ考える。何故なら、あくまで振動体中央から両端までの圧力分布形状の傾向を掴むことが目的であって、振動体上下の圧力差を議論する必要がないからである。このモデルの特徴は流路の外側に絞りを設け、流路中央から流路両端までの圧力を高く保つ仕組みを与えたことである。流入流体は圧力を高く保ちながら流路両端に達し、絞り部分で圧力を一気に大気圧まで減少させる。また絞り部分の高さと長さを調節することで絞りの強さを表現できる。例えば、絞り部分が低く横に長いほど絞りが強くなる。このように流路両端における流体の横漏れを自由に調節する効果を今後は絞り効果と呼ぶことにする。



Fig.5-9 流路内部における流体の流れ



Fig.5-10 絞り効果モデル

この絞り効果モデルを用いてできることは、絞りを強くすることで流路内圧力分布形状がどのように変化していくのかを視覚的に確認し、その大まかな傾向を掴むことができることである。しかも流路および絞り部分の仮定以外は実際に計算で解くため信憑性が高い。絞りを強くすればするほど流路内圧力は全体的に高く保たれ、実際の実験機における振動体上下における流路内圧力の状態に定性的に近づけることができる。

ここで流路内部の計算に移行する。流路両端における圧力の境界値を求めるためには2次元レイノルズ方程式を幅方向について解く必要がある。ここで問題が生じる。レイノルズ方程式は不連続問題を取り扱えないという問題である。流路部分と絞り部分の境界において高さが不連続に変化しているため、厳密に解くには3次元のNavier-Stokes方程式を考えなければならない。それは容易ではないため、ここでは絞り効果を表現する連続的な流路形状を仮定することとする。すなわち、流路の高さをFig.5-11のように仮定する。このモデルの特徴は、流路の高さを上に凸の2n次関数でおき、nの値を調節することで絞りの強さを表現できることである。実験機の流路形状と一見かけ離れているようだが、絞り効果を表現しつつ幅方向に連続的な関数であり、幅方向圧力分布形状の大まかな特徴だけならこの流路形状により掴めると考えられる。絞りの強さは、関数の曲率を表すnの値および境界における流路高さ h_1 により調節する。例えば、n, h_1 の値が共に小さいほど絞りは強くなる。

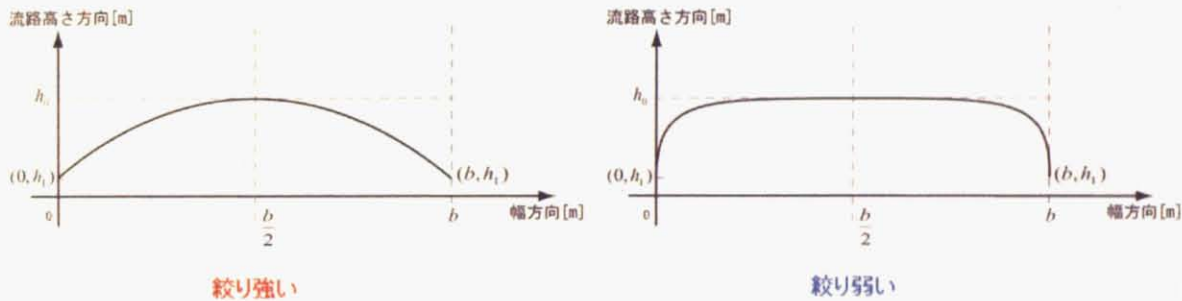


Fig.5-11 流路高さの連続変化による絞りの表現

以上より、絞り効果を表現しつつ2次元レイノルズ方程式を適用可能なこのモデルを用い、幅方向圧力分布形状についてシミュレーションする。Fig.5-11の関数は以下の式で与えられる。

$$h = \left(\frac{2}{b}\right)^{2n} (h_1 - h_0) \left(y - \frac{b}{2}\right)^{2n} + h_0 \quad (5-18)$$

ここで5.3.2節と同様、気体が等温圧縮されていると考え、式(5-18)を2次元レイノルズ方程式(4-5)へ代入する。ここで流路幅方向にのみ高さを変化させるため、x方向にのみ高さが一定であると考え、差分化を施すと以下のように整理される。

$$P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12\mu} \left[h^2 \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)^2 + P \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right\} + 3Ph \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} \right] \quad (5-19)$$

この式において流路の高さを表す式(5-18)およびそのyによる微分式を代入し、5.3.2節と同様の差分化を施す。初期圧力分布も5.3.2節と同様とする。 h_1 の値を h_0 の20分の1

に固定し、 n の値を3,7,20に変化させたときのシミュレーション結果をFig.5-12~5.17に示していく。またそれぞれの n の値における、 x 座標に対する k,l,m の値をFig.5-18~5-22に示す。

まずはFig.5-12,5-13に注目する。 k,l の値については n の値に関わらずほぼ同一の関数形状となったためグラフは1つだけ載せることとする。すなわち、絞りを強くしても流路に存在する圧力のパワーには影響がほとんどないと結論付けることができる。

一方、 m の値に対する影響は大きい。絞りと強くすることで、流路境界の1つ内側の格子から流路中央までにおける圧力分布形状に違いが出る。特に長手方向に格子1つ分進んだ x 座標における幅方向圧力分布に注目すると、絞りが強いほど流路境界の1つ内側の格子における圧力の値が大きくなる。そもそも本シミュレーションはFig.5-16の絞り効果モデルを近似的に表現したモデルであるため、絞りに相当する部分、すなわち流路幅方向の両端部分は流路に含めないと考える方が妥当である。そこでこの絞り付き流路シミュレータにおいては、幅方向の差分格子の両端を除外して考える。すると幅方向圧力分布関数は境界部分に下駄を履かせたような形状となる。この形状を今後はかまぼこ関数と呼ぶこととする。

ここでかまぼこ関数の m の値を評価する。この場合の m の値は、幅方向差分格子の最も外側における圧力勾配ではなく、かまぼこ関数の境界部分における圧力勾配を採用している。 $n=4,7,20$ とおいたときの様子をそれぞれFig.5-20~5-22に示す。 n の値が小さいほど絞りが強くなり、それに応じて m の値は大きくなっている。特に $n=4$ のときは m の値が最小で約-75であり、1次元シミュレータで 2^n 次関数を仮定したときの $m=-550$ に比べて格段に小さい値となっている。 m の値は横漏れ度合いを表すため、絞りを強くするほど横漏れが小さくなるという物理現象を反映したパラメータであると言える。

本節の考察により、実際の実験機を反映した絞り付き流路モデルにおいて、絞りを強くするほどその内側の幅方向圧力分布関数は下駄形状となることが分かった。また、かまぼこ関数において m の値を求めたときに、下駄が高くなるほど m の値が大きくなる傾向が読み取れる。このことから m が横漏れ度数を表現することの根拠はより確かなものとなり、また実際の実験機における流路内圧力分布をかまぼこ関数形状に仮定することが自励振動の発生に有効であるとの見通しが立った。次節では本節を活かして1次元シミュレータにおいてかまぼこ関数を採用し、自励振動の発生を表現することを試みる。

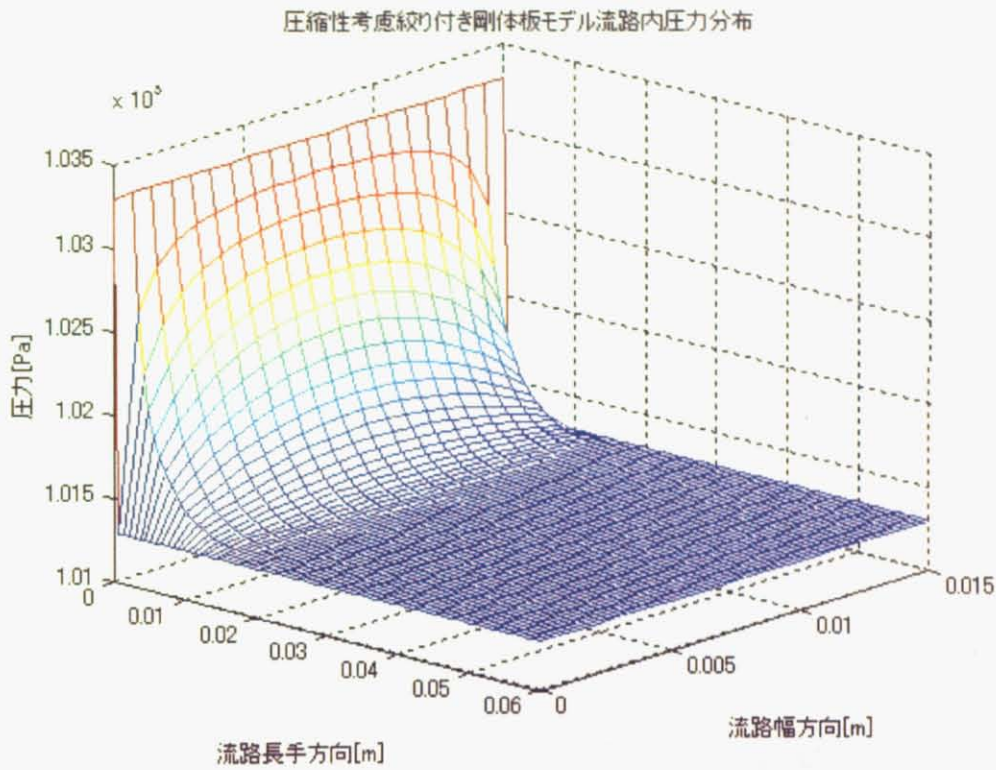


Fig.5-12 n=20 における絞り付き流路内圧力分布(全体像)

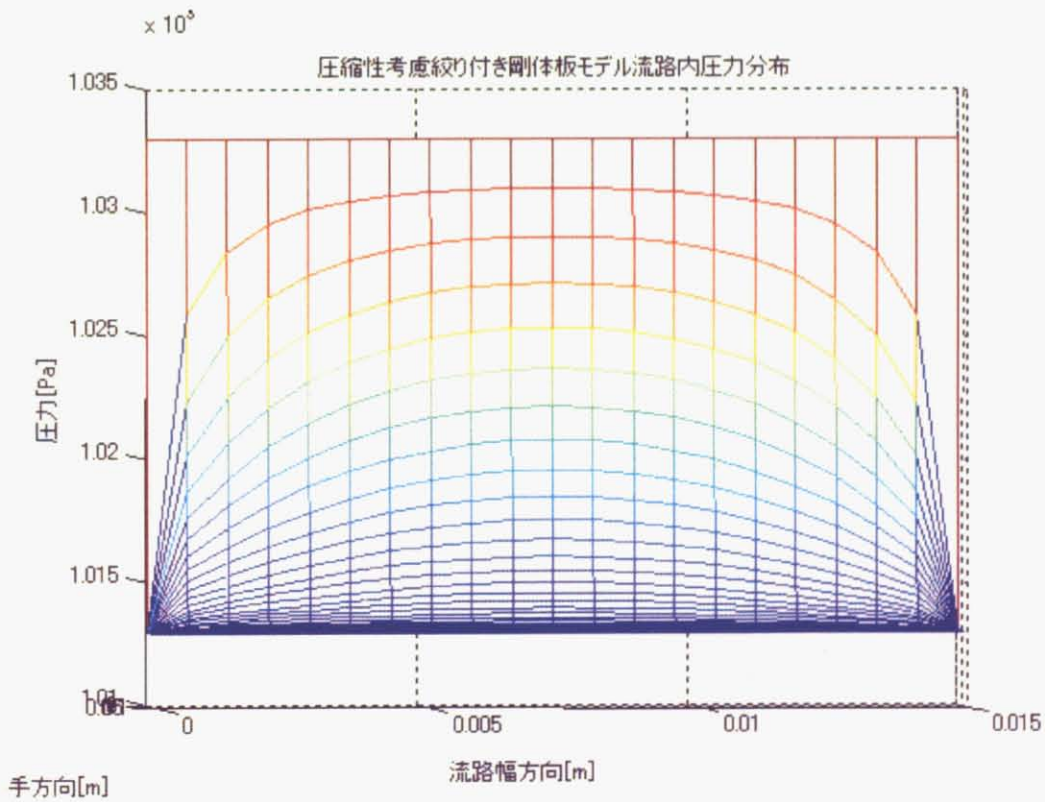


Fig.5-13 n=20 における絞り付き流路内圧力分布(幅方向)

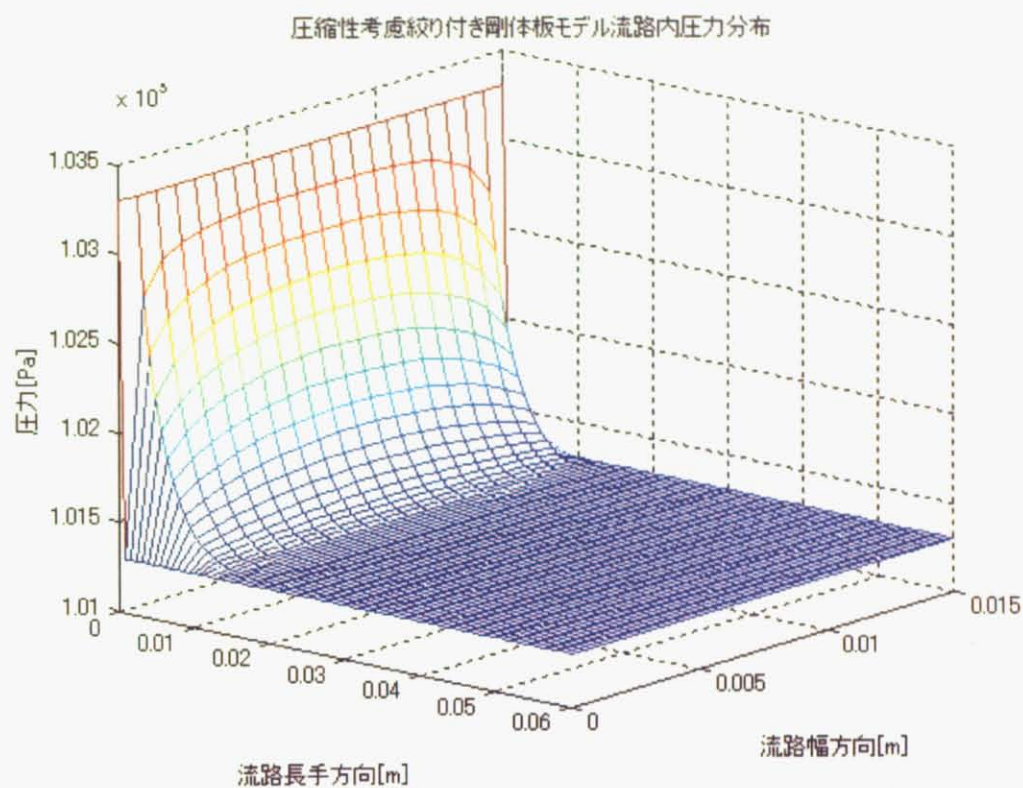


Fig.5-14 $n=7$ における絞り付き流路内圧力分布(全体像)

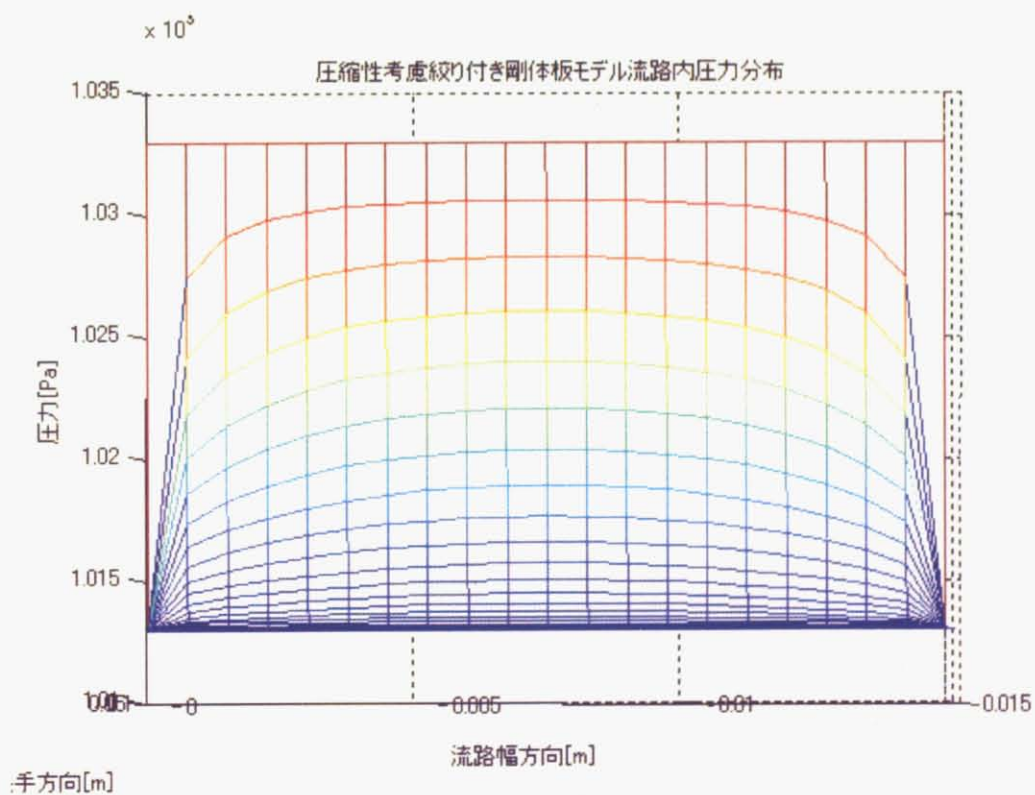


Fig.5-15 $n=7$ における絞り付き流路内圧力分布(幅方向)

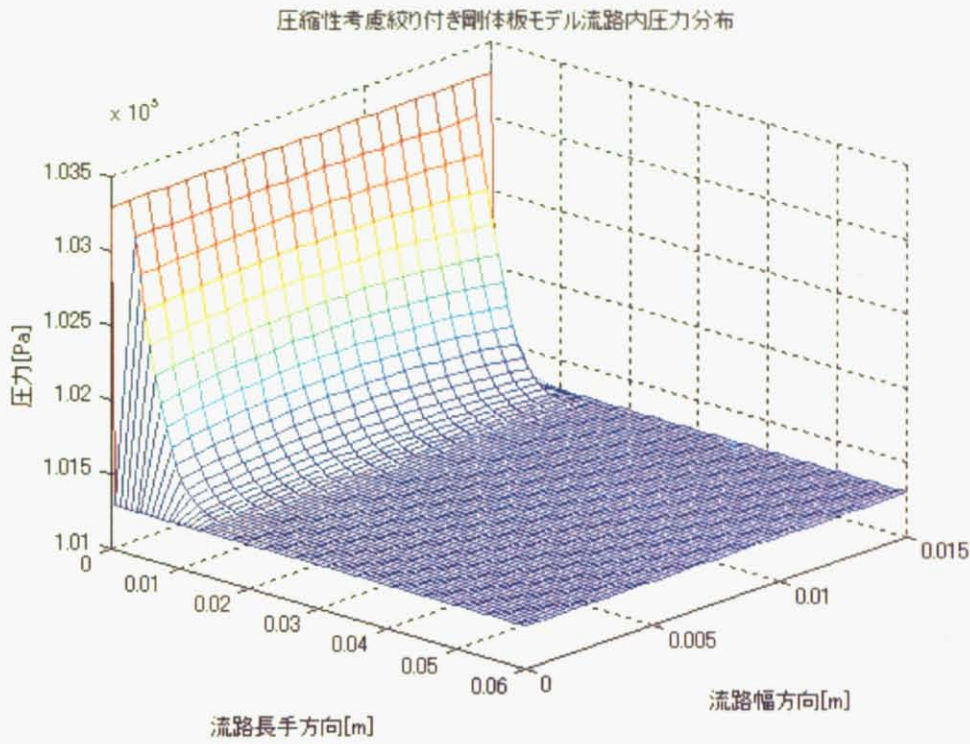


Fig.5-16 $n=4$ における絞り付き流路内圧力分布(全体像)

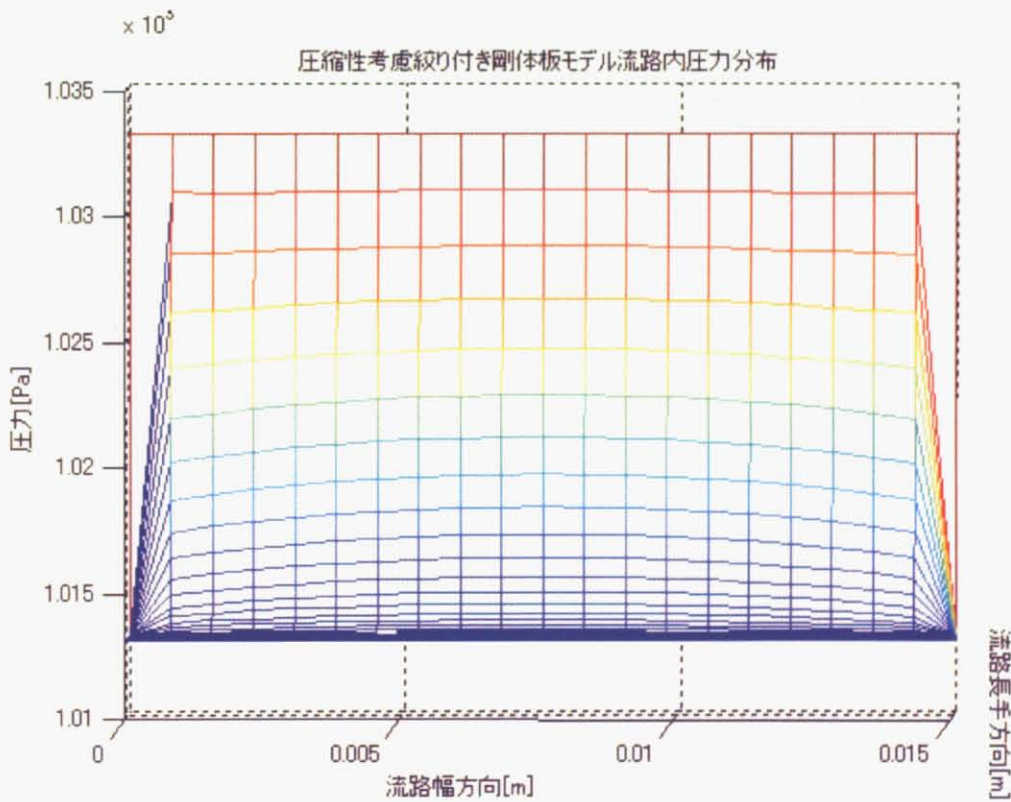


Fig.5-17 $n=4$ における絞り付き流路内圧力分布(幅方向)

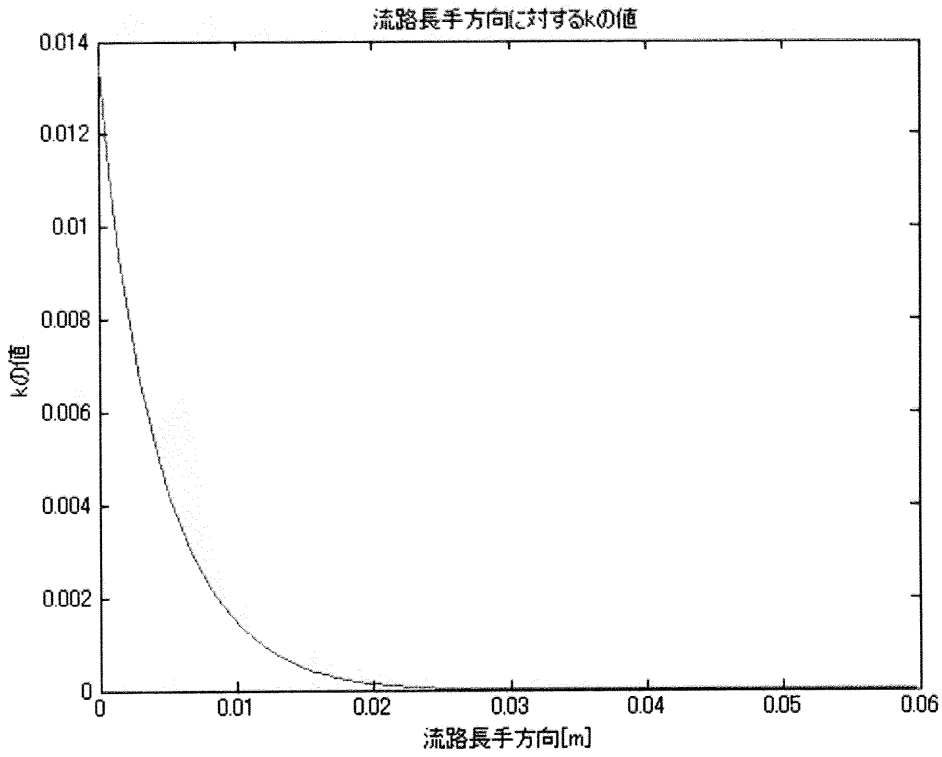


Fig.5-18 x 座標に対する k の値(n=4,7,20)

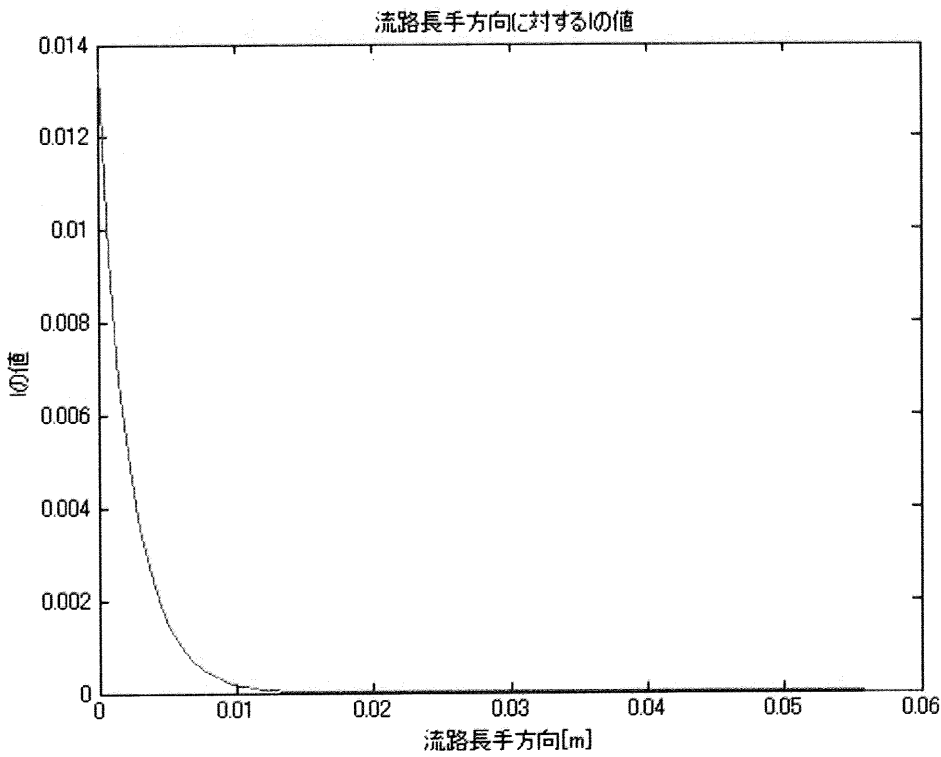


Fig.5-19 x 座標に対する l の値(n=4,7,20)

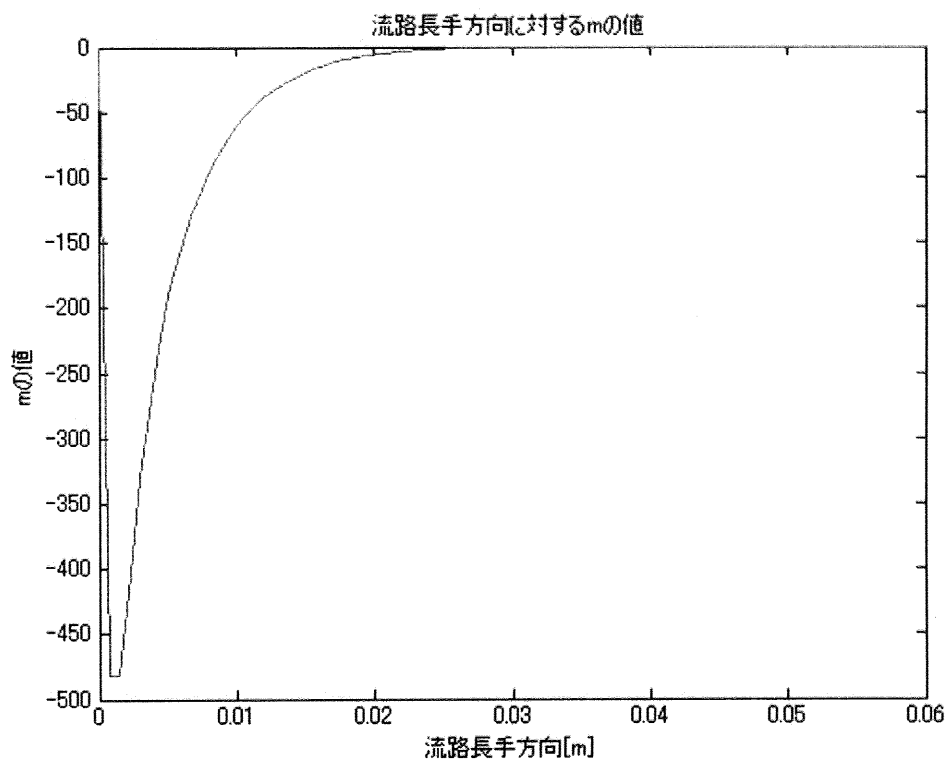


Fig.5-20 x 座標に対するの m 値(n=20)

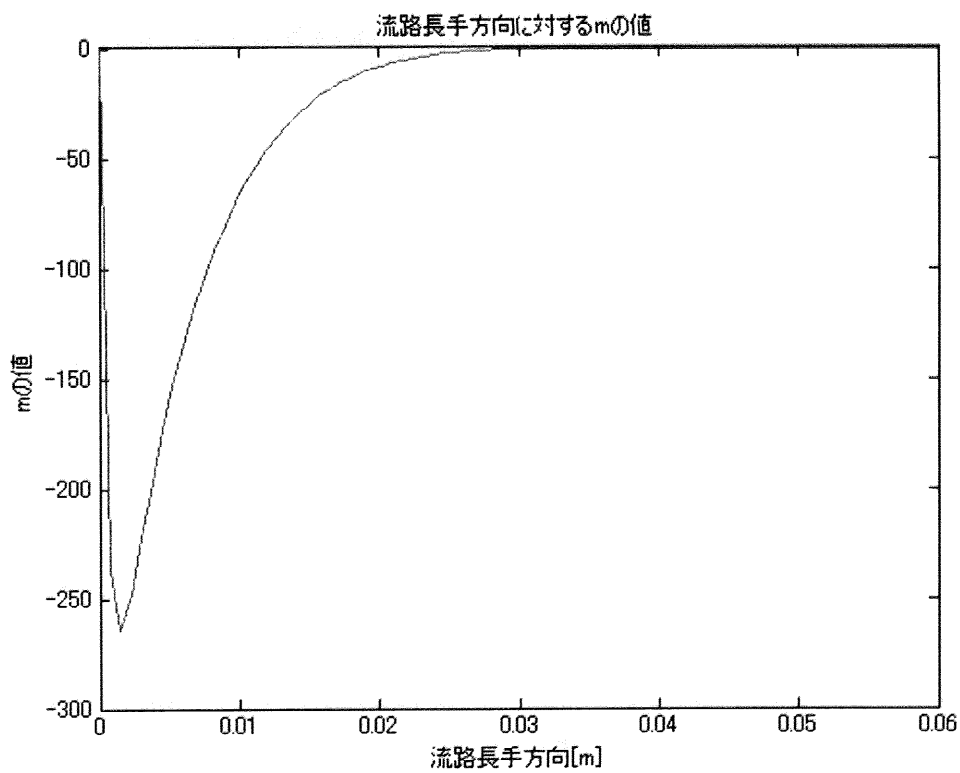


Fig.5-21 x 座標に対するの m 値(n=7)

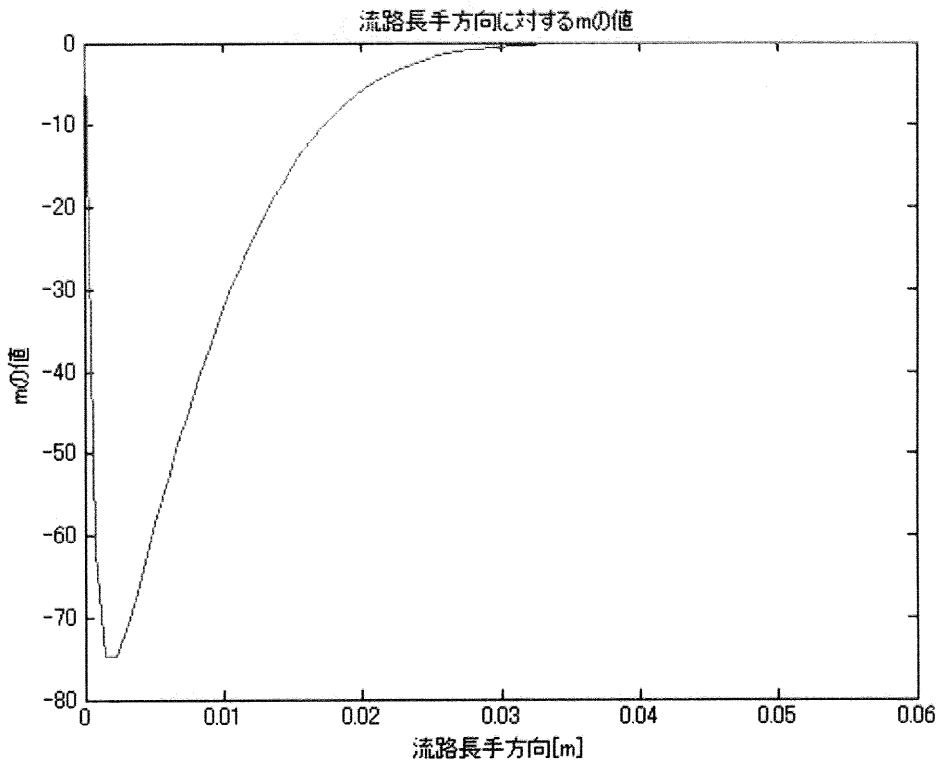


Fig.5-22 x 座標に対するの m 値(n=4)

5.4 幅方向圧力分布関数の改良

前節では、実際の実験機を絞り付きモデルに近似した場合における流路内圧力分布を2次元シミュレーションで直接求めてしまうことにより、幅方向圧力分布形状の傾向を掴んだ。それにより、有限幅近似を用いた1次元シミュレータにおいて幅方向圧力分布をかまぼこ関数に仮定することで、実際の実験機のような横漏れの少ない流路を表現できるとの予測を得た。本節ではかまぼこ関数を採用し、自励振動の発生についてさらなる考察を深める。

5.4.1 幅方向圧力分布関数の設定

本節では幅方向圧力分布関数の設定を行う。前節での予測を元に、 $g(y)$ に下駄を履かせた形状を近似式として与える。すなわち今まで圧力分布をFig.5-23のように考えていたものを、Fig.5-24のように考え直すこととする。

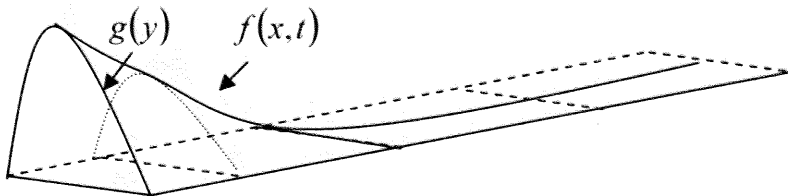


Fig.5-23 従来の幅方向圧力分布形状

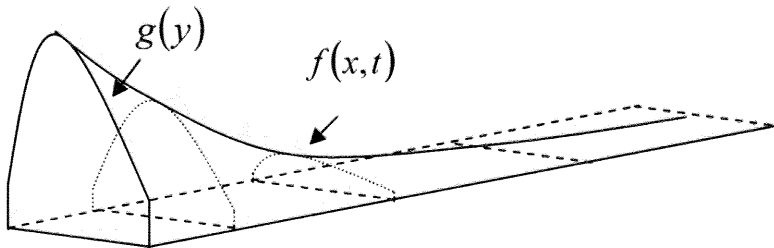


Fig.5-24 改良した幅方向圧力分布形状

ここでは下駄の上の曲線を $2n$ 次式で与える. その概要図をFig.5-25に示す. かまぼこ関数の特徴として, 下駄の高さ D の値が1のとき, 幅方向圧力分布形状は長方形となり, これは無限幅近似を施した場合の幅方向圧力分布形状に相当する. また D の値が0のときは幅方向圧力分布形状は2次関数となり, これは無限小幅近似を施した場合の幅方向圧力分布形状に相当する. D の値の両端を用いることで無限幅近似・無限小幅近似をもかまぼこ関数1つで表現できてしまう. 実際の実験機における流路では横漏れが存在するが, 完全な横漏れではないため, 幅方向圧力分布は明らかに無限幅近似と無限小幅近似の中間となる. 以上の意味でも, かまぼこ関数を採用したことの妥当性が確認される. また関数式は,

$$g(y) = 1 - (1 - D) \left(\frac{2}{b} \right)^{2n} y^{2n} \quad (5-20)$$

と表現できる. 本シミュレータでは幅方向圧力分布関数の形状に関係なく $g(y)$ の最大値を1とおいているため, D の値は0から1の範囲で変化させることができる. ここでかまぼこ関数における k, l, m の値を計算すると,

$$k = b - \frac{b(1-D)}{2n+1} \quad (5-21)$$

$$l = b - \frac{2b(1-D)}{2n+1} + \frac{b(1-D)^2}{4n+1} \quad (5-22)$$

$$m = -\frac{8n(1-D)}{b} \quad (5-23)$$

となる. 一方で下駄を履かせなかった場合の k, l, m は

$$k = b - \frac{b}{2n+1} \tag{5-24}$$

$$l = b - \frac{2b}{2n+1} + \frac{b}{4n+1} \tag{5-25}$$

$$m = -\frac{8n}{b} \tag{5-26}$$

である。これらの値を比較すると、下駄を履かせた方がk,mの値が上昇する。すなわち圧力のパワーが上がると共に横漏れ度合いが減るため、自励振動が起こりやすい状態へとシフトすることが確認できる。

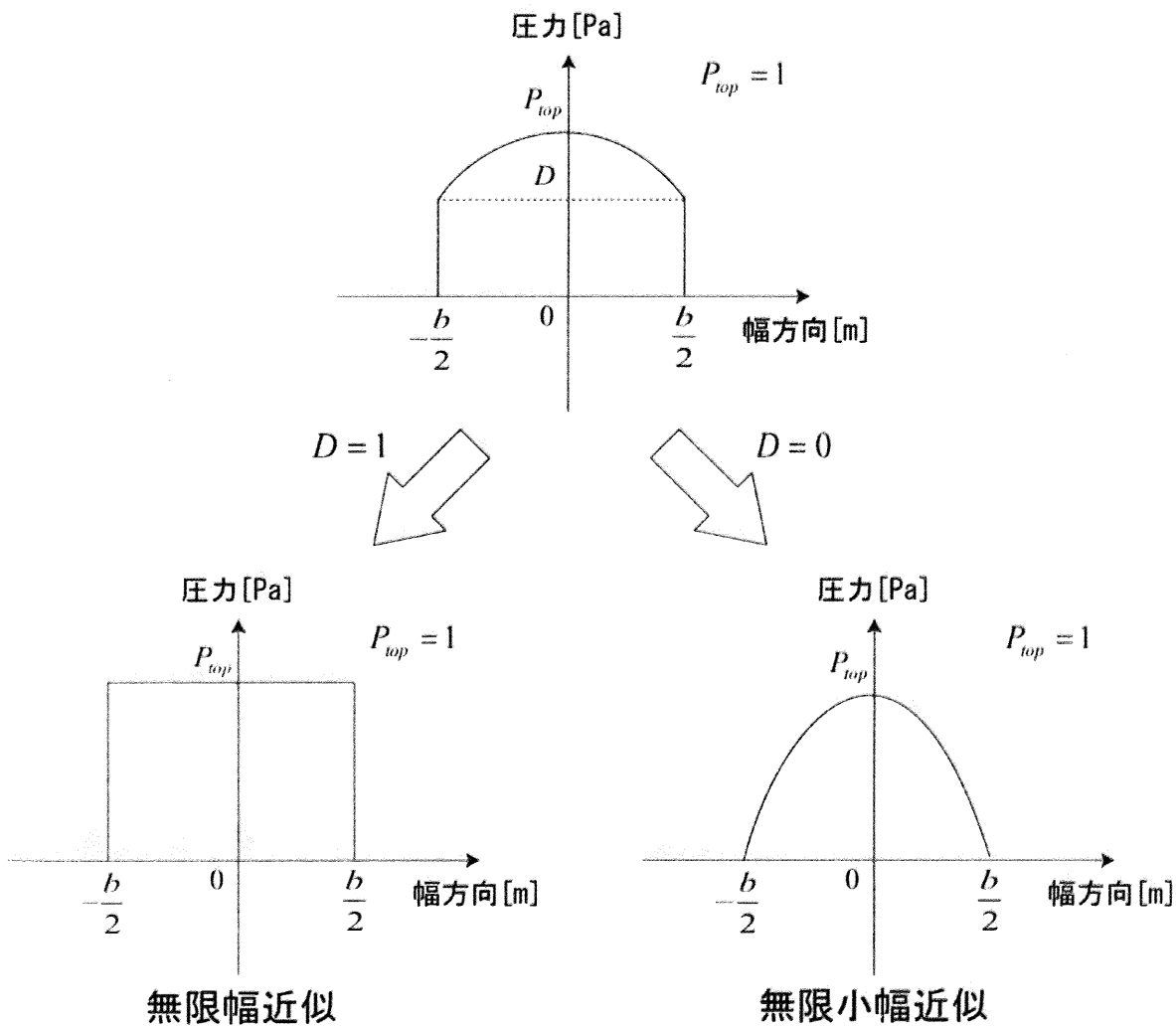
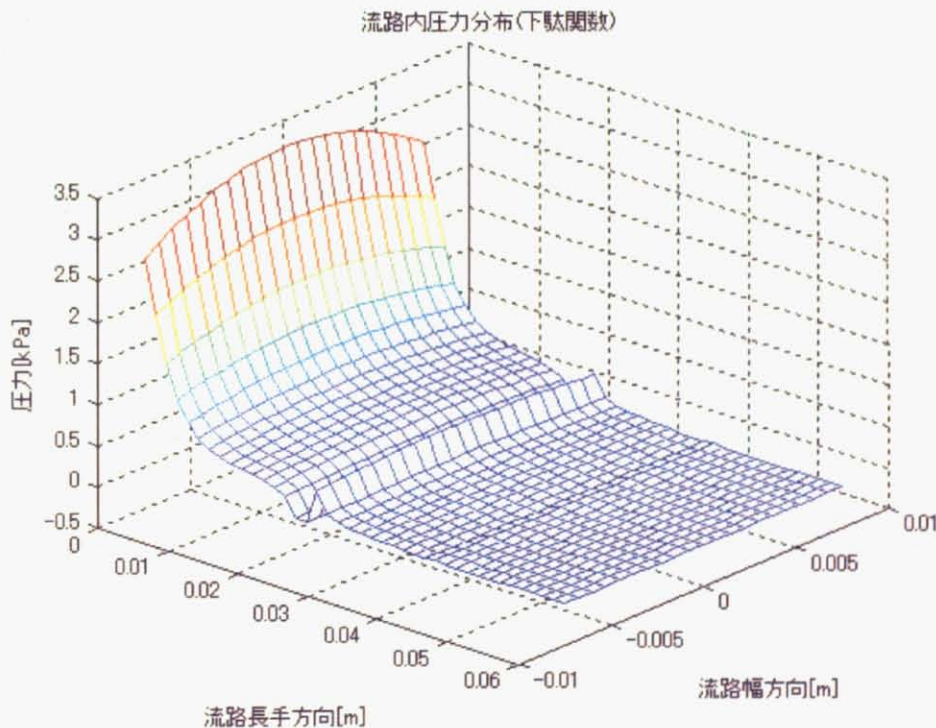


Fig.5-25 かまぼこ関数

5.4.2 シミュレーション結果

本節では、前節で仮定したかまぼこ関数を1次元シミュレータに組み込み、下駄の高さを変化させて実際にシミュレーションを行ったときの結果を示していく。なおここでは $n=1$ とおき、かまぼこ関数の上部曲線を2次関数形状におく。それによって幅方向圧力分布形状を $D=0$ のときに無限小幅近似の場合と一致させ、 $D=1$ のときに無限幅近似の場合と一致させることが可能となる。

まずは $D=0.7$ とおいたときの流路内圧力分布についてのみ3次元表示する。振動体の変位に応じて圧力が変化している様子が立体的に見て取れる。幅方向圧力分布は既に与えられているため、実質は流路長手方向の1次元でレイノルズ方程式を解いているにも拘らず、実際は2次元における圧力分布を求めていることがこのシミュレータの特徴である。すなわち、2次元シミュレーションを行えばかかるであろう膨大な計算量を大幅に減少し、かまぼこ関数の D の値やその他のパラメータを調節するだけで自励振動の発生の様子を観測することができる。

Fig.5-26 流路内圧力分布の3次元表示($D=7$)

次に D の値を変化させたときの自励振動の発生の具合を観察する。実際に振動体に働く力は幅方向圧力の集中加重であることに注意が必要である。また入力圧力は実際の実

験機と同様の値である1.05[atm]を採用する。以上の入力条件下において、 $D=0.8$ のとき、Fig.5-27のように大きな自励振動が観測された。横軸が流路長手方向を、縦軸が変位を表している。

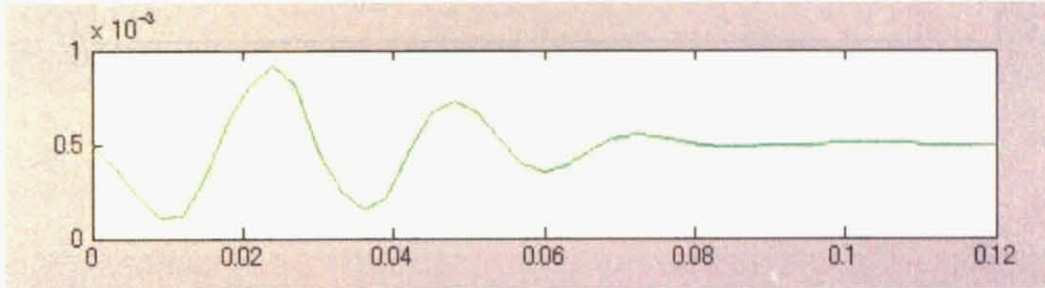


Fig.5-27 振動体の変位($D=0.8$)

また、振動板を止めたときのx方向の圧力分布はFig.5-28のようになり、無限幅近似を施したときのx方向の圧力分布と比較すると、横漏れの影響により長手方向の圧力減少が著しいことが見て取れる。グラフは横軸が流路長手方向を、縦軸が圧力を表している。

さらに $D=0.6$ のときの自励振動の様子をFig.5-29に示す。 $D=0.8$ のときに比べて振動が弱いことが見て取れる。下駄の高さが低くなった分、横漏れ度合いが大きくなり、振動体にうまく力が伝わらないためであろうことが考えられる。

また、振動板を止めたときのx方向の圧力分布はFig.5-30のようになる。 $D=0.8$ のときに比べてさらに横漏れが大きくなり、流路長手方向の圧力減衰が強くなっていることが曲線から読み取れる。

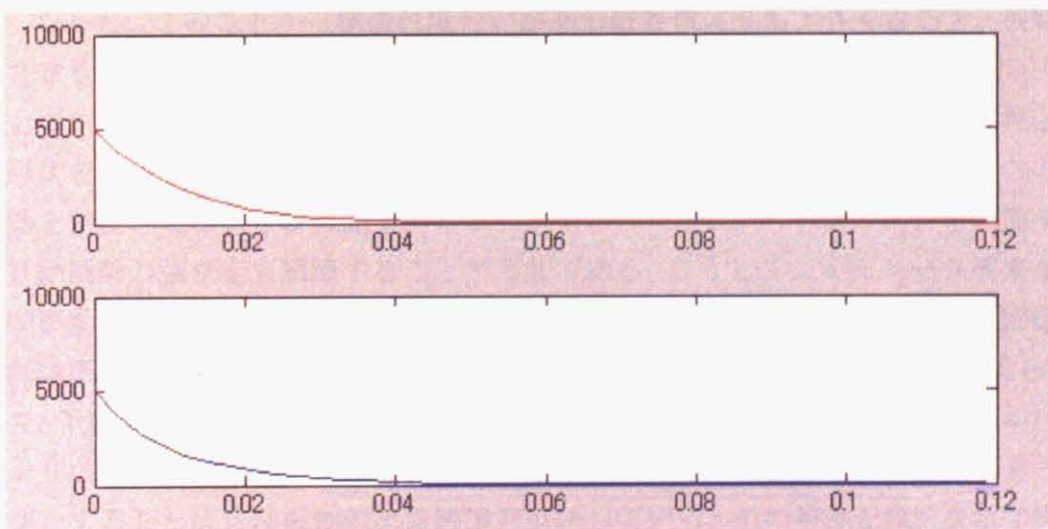


Fig.5-28 長手方向の圧力分布($D=0.8$)

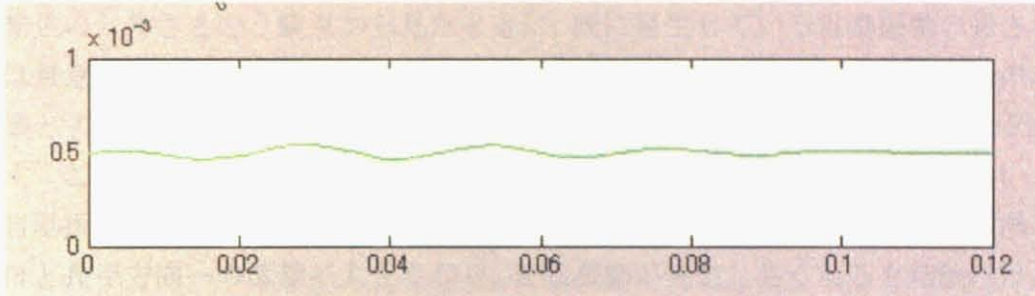


Fig.5-29 振動体の変位(D=0.6)

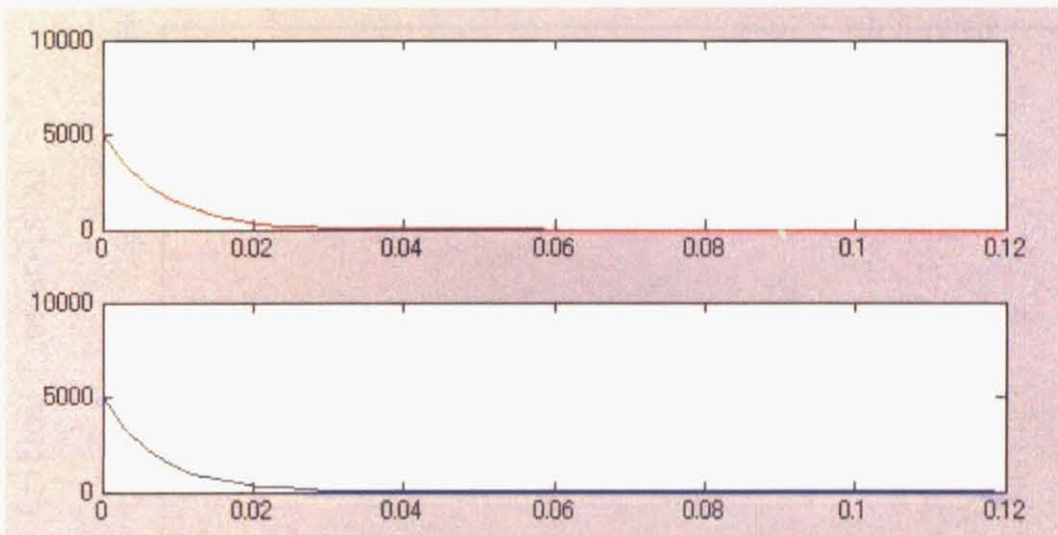


Fig.5-30 長手方向の圧力分布(D=0.6)

Dの値を0.6からさらに下げると入力圧力をどれだけ高くしても自励振動が全く発生しなくなった。このことから横漏れ度合いがある限界値よりも大きくなると、振動体を加振させる力が上手く伝わらなくなると言える。

以上のシミュレーション結果により、有限幅近似において幅方向圧力分布関数として下駄形状を採用すれば、下駄の高さDの値をある一定値以上の範囲で調節することで自励振動を発生させることが可能であることが分かった。しかも下駄の高さを調節することで自励振動の強さをも調節することが可能である。こうしてシミュレータ構築を通じて自励振動の発生メカニズムの一因を突き止めることができた。すなわち、自励振動の発生には振動体上下における流体の横漏れ度合いが大きく関係していると考えられる。そこで、下駄の高さをパラメータとしたときの自励振動発生限界圧力をシミュレーションにより求める。自励振動の波形ではなく発生限界圧力を自励振動の発生のし易さの判断基準とすることは自励振動のある特徴を反映している。その特徴とは、次章で実験により確認するが、自励振動は一旦生じてしまえばそこから入力圧力を上げてても振幅が一定値を大きく上回ることはなくほぼ一定に保たれるという性質である。従って、自励振

動の発生のし易さという観点から見たときに、既に発生している自励振動の強さを見ることは無意味であり、自励振動が発生するまでにどれだけの入力圧力を要するのかを判断基準とすることが必要なのである。シミュレーションにより求めたグラフをFig.5-31に示す。このグラフから読み取れることは、Dの値が大きくなるほどより少ない入力圧力で自励振動が発生させることが可能になることである。すなわち、流体の横漏れが少ないほど長手方向への流量が大きくなり、自励振動が発生し易くなると結論付けることができる。

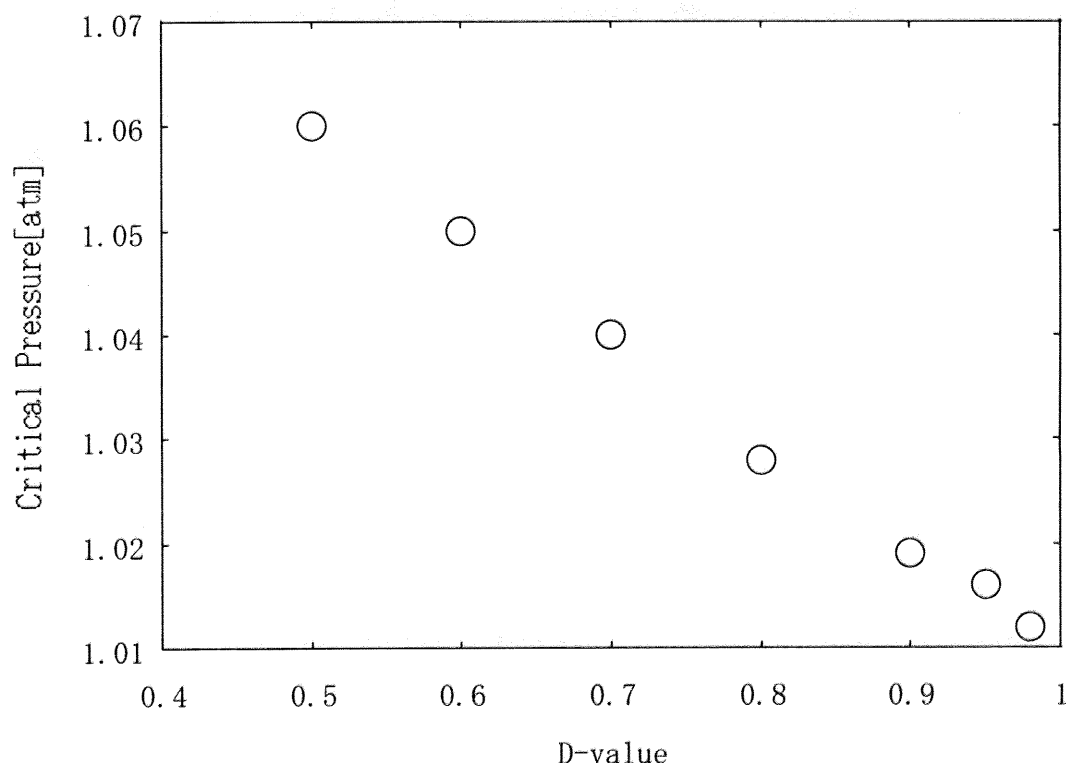


Fig.5-31 Dの値に対する自励振動発生限界圧力

以上は流路内圧力に着目した場合の自励振動発生メカニズムであった。これまでに述べてきた流路内圧力分布理論により、Dの値を0と1の間で調節することで実際の実験機における流路内圧力分布を表現しうるシミュレータを構築することができたと言える。そこでこのシミュレータを用いて別のパラメータが自励振動の発生に与える影響を探る。ここではその一例として振動体にかかる張力に着目する。そこで下駄の高さを固定して張力を大きくしていった場合に対する自励振動発生限界圧力をシミュレーションし、その結果をFig.5-32に示す。このグラフから読み取れることは、張力を大きくするほど自励振動が発生しにくくなることである。固有振動数を持つ定在波が張力に影響される事実は有名であり、今回の自励振動シミュレーションにおいても同様の影響を受け

ていることが予想される。

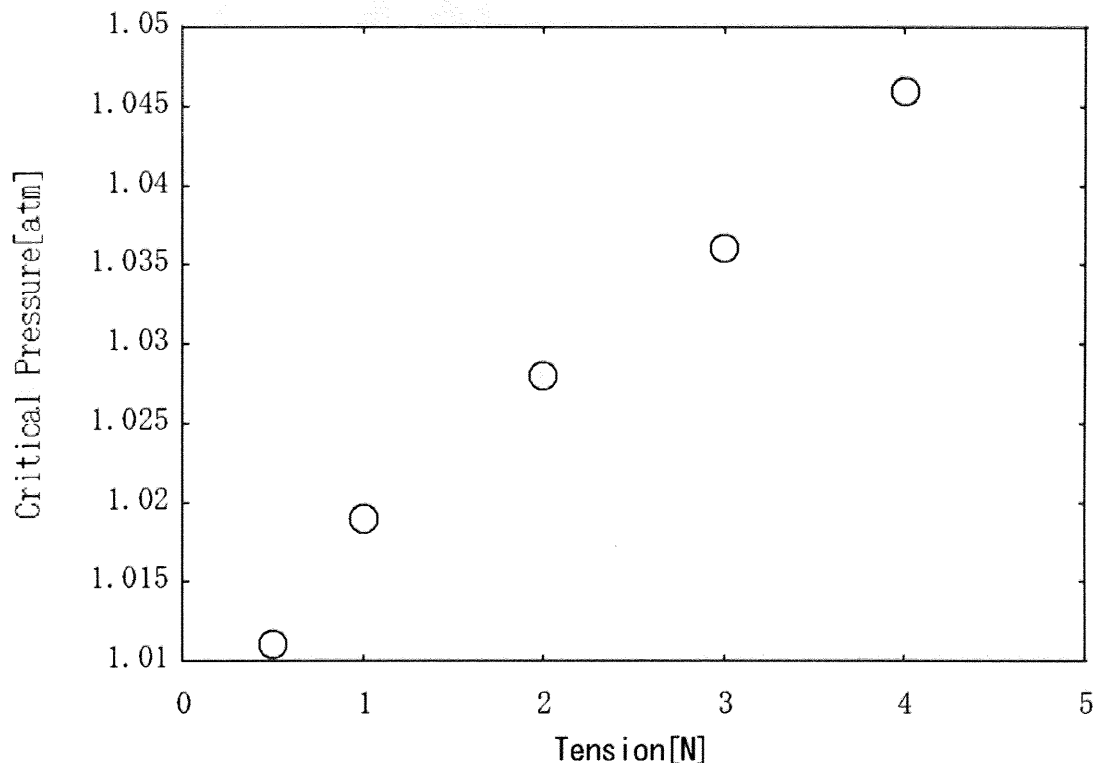


Fig.5-32 張力に対する自励振動発生限界圧力

また、参考までに下駄の高さDに応じた k, l, m の値の変化をFig.5-33に示す。流路幅方向境界圧力を大気圧に設定していた場合には、 k, l の値が大きくなるほど m の値は小さくなった。すなわち、振動体上下の圧力のパワーと流体の横漏れの度合いが両立することが不可能であった。その事実が自励振動の発生を妨げる一因となっていたことは十分に考えられる。それに対して、かまぼこ関数を仮定した場合には k, l の値が大きくなるにつれて m の値も大きくなっている。すなわち、圧力のパワーと横漏れの抑制が両立され、自励振動の発生を促進している結果となっている。そして実際に k, l, m の値が大きいときに自励振動の発生が観測されているため、 k, l, m の値を大きく保つことが自励振動の発生に大きく寄与することとなる。以上より、流体のパワーと横漏れ度合いを評価するために仮に設定した k, l, m の値は、シミュレーション結果から、自励振動の発生のし易さを表す指標としての役割を果たすことを見出せた。次節では以上のシミュレーション結果をもとに自励振動の発生メカニズムを解明する。

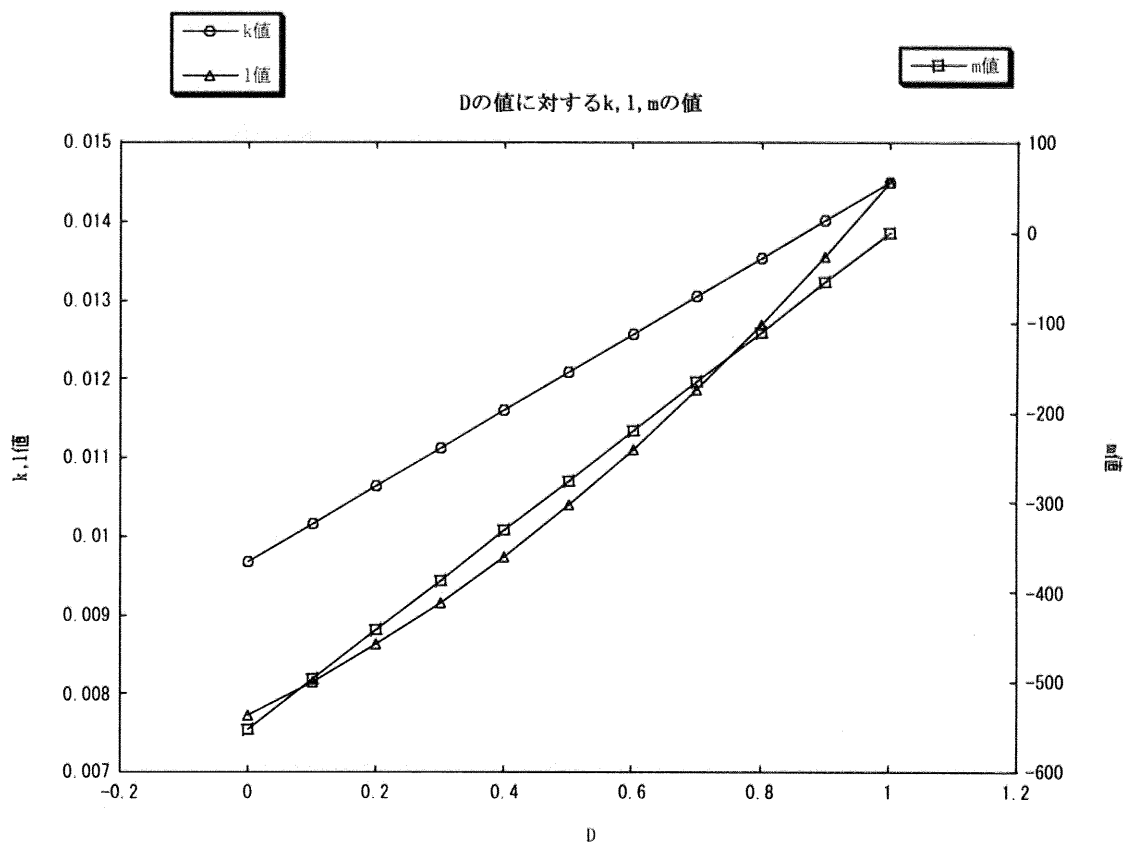


Fig.5-33 Dの値に対するk,l,mの値

5.5 自励振動の発生メカニズム

本節では、前節で得られたシミュレーション結果をもとに自励振動の発生メカニズムを解明する。第4章の理論構築および本章のシミュレーション結果から得られる、自励振動の発生に関係すると考えられる主な性質を列挙すると以下の通りになる。

- ・ 空気は振動体に対してダンパとして働く
- ・ 流体の横漏れが少ないほど自励振動が発生し易い
- ・ 張力が大きいほど自励振動が発生しにくい

以上の性質から導かれる自励振動の発生メカニズム^[34]をFig.5-34に示す。以下、そのメカニズムについて順を追って定性的に説明する。

初期状態として、振動体上下それぞれにおいて存在する圧縮空気が流路長手方向に v_{air} の速度で移動している状態を仮定する。一方、振動体は空気に引っ張られるように不安定振動を起こしており、流路長手方向に速度 v_{wave} の進行波を持っているとする。

ここで流入流体が全く存在しない状態で、最初に振動体が不安定振動を起こしている状態を仮定する。想像し易いと思われるが、振動体は時間が経つにつれて徐々に振幅を減衰させ静止する。これは空気が振動体に対してブレーキとして働いているからである。すなわち空気は移動しないダンパであり、常に振動体の変位速度と逆方向の力を発生し、

エネルギーを吸収する。この空気の働きのことをスクイーズ効果と呼ぶ。

次にこの空気が圧縮された状態から流路長手方向に開放された状態を考える。このとき空気は流路長手方向に移動するダンパの集合体と見なすことができる。Fig.5-では簡単のため、半波長分離れた位置に存在するダンパAとダンパBに分けて考える。移動ダンパの速度 v_{air} が進行波の速度 v_{wave} に比べて大きいとき、 $\partial h / \partial x > 0$ の位置(A)ではダンパは振動体を下に引き下げ、 $\partial h / \partial x < 0$ の位置(B)ではダンパは振動体を上に押し上げる。それぞれの位置についての振動体の運動速度は位置(A)では $\partial h / \partial t < 0$ 、位置(B)では $\partial h / \partial t > 0$ であるから、振動体に加わる力の方向と速度の方向は一致する。従って、ダンパから振動体へ運動エネルギーが供給される形となり、振動体は自励振動を継続させることができる。

一方で、移動ダンパの速度 v_{air} が進行波の速度 v_{wave} に比べて小さいとき、 $\partial h / \partial x > 0$ の位置(A)ではダンパは振動体を上に押し上げ、 $\partial h / \partial x < 0$ の位置(B)ではダンパは振動体を下に引き下げる。それぞれの位置についての振動体の運動速度は位置(A)では $\partial h / \partial t < 0$ 、位置(B)では $\partial h / \partial t > 0$ であるから、振動体に加わる力の方向と速度の方向が逆になる。従って、振動体の運動エネルギーは減衰し、自励振動の発生は抑制されることになる。

以上が自励振動の発生メカニズムである。この考えに基づくと、自励振動の発生に大きく影響するパラメータは空気の流れ速度 v_{air} と進行波の速度 v_{wave} であり、進行波の速度 v_{wave} に対する空気の流れ速度 v_{air} を大きく保つ工夫を凝らすことで自励振動効率を増大させることが可能となる。

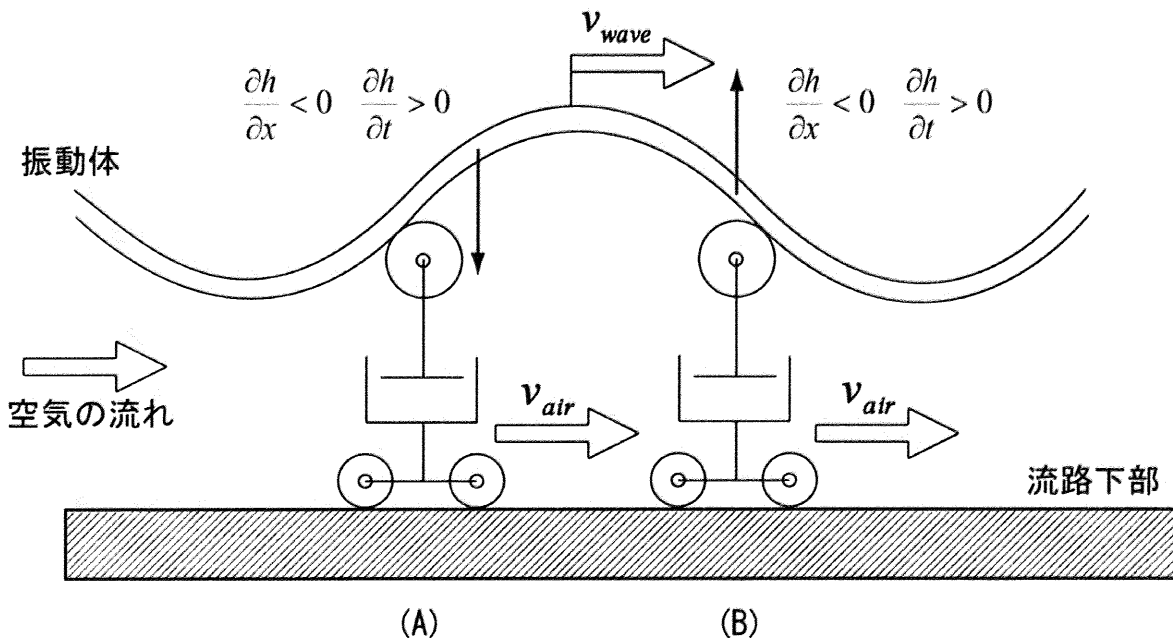


Fig.5-34 自励振動の発生メカニズム

5.6 結言

本章では、第3章で構築したシミュレータが実際の実験機を反映するよう改良を加えた。具体的には、2次元シミュレーションにより実験機の特徴を反映した幅方向圧力分布形状を発見し、第4章で提案した有限幅近似において幅方向圧力分布をかまぼこ関数形状に仮定した。下駄の高さを調節することで自励振動の強さを自由に調節することを可能となる。また自励振動の発生し易さを表す指標としての圧力パワー・横漏れ度数を定義し、自励振動の発生に適した幅方向圧力分布関数の考察を行う上での手がかりとした。

シミュレーション結果から自励振動の発生には流体の横漏れを抑え、振動体にかかる張力を弱くすることが有効であることが分かり、それまでの結果・理論をもとに自励振動の発生メカニズムを解明した。また自励振動効率を増大させるには、進行波の速度 v_{wave} に対する空気の流れ速度 v_{air} を大きく保つよう工夫することが有効であるという結論を導き出した。

第 6 章

自励振動計測実験

6.1 緒言

本章では、第2章で構築した実験系を用い、自励振動の性質を明らかにするための実験を行う。本実験は第5章で得られたシミュレーション結果・自励振動発生メカニズムを裏付けるための実験という意味合いも持つ。シミュレーションでは自励振動の発生には流体の横漏れ度数と振動体にかかる張力が大きく影響することが分かっている。本実験ではその結果を検証するために、振動体と流路横壁の間の隙間を変えた3台の実験機および重さの異なる分銅を用いる。これにより、流体の横漏れ度数・振動体にかかる張力という2種類のパラメータを実験機上に反映させる。これらのパラメータを様々に変え、それぞれの場合に対する進行波の性質・自励振動発生限界圧力を実際に計測する。

6.2 自励振動の特徴

6.2.1 自励振動の撮影

Fig.6-1は自励振動の撮影に特化した実験装置である。実験装置は自励振動を発生させる実験機・撮影用ビデオ・三脚・ストロボから成る。撮影は暗室にて行い、ストロボの発光周期を進行波の周期と同期させることで波を完全に静止させて見えるようにすることができる。そこからストロボの発光周期をわずかにずらすことで波が目に見える程度の速度で進行する様子を捉えることができる。光の反射の関係からストロボは実験機の流入端側から当て、実験機の流出端側から三脚で固定したビデオカメラで撮影すると波が自励振動している様子が鮮明に撮れる。



Fig.6-1 撮影用実験装置

Fig.6-2,6-3は自励振動を最も観測しやすいアングルから撮影した結果である。図中央部は空気流出端となっており、このときの振動の振幅は約 $300\mu\text{m}$ であるが、アルミニウムを蒸着したフィルムが波を打っていることが見て取れる。本来ならば本研究の解析対象である流路内の自励振動を示すべきだが、流路内壁により振動の視認が困難であるためこのような流路外の振動を示すこととした。

Fig.6-3の写真はFig.6-2に写真に比べてわずかに時間を遅らせて撮影したものである。振幅が増幅された進行波が流出端付近から出てくる様子が見て取れる。また振動体の幅方向への振動は目で見える限り観測することができない。実際は幅方向にもわずかに波動が存在するかもしれないが、本研究においては、近似的に振動体が幅方向に変形しないものとする。これが本研究で提案する発電機の特徴であり、第3章～第6章における理論解析に大きく貢献している。

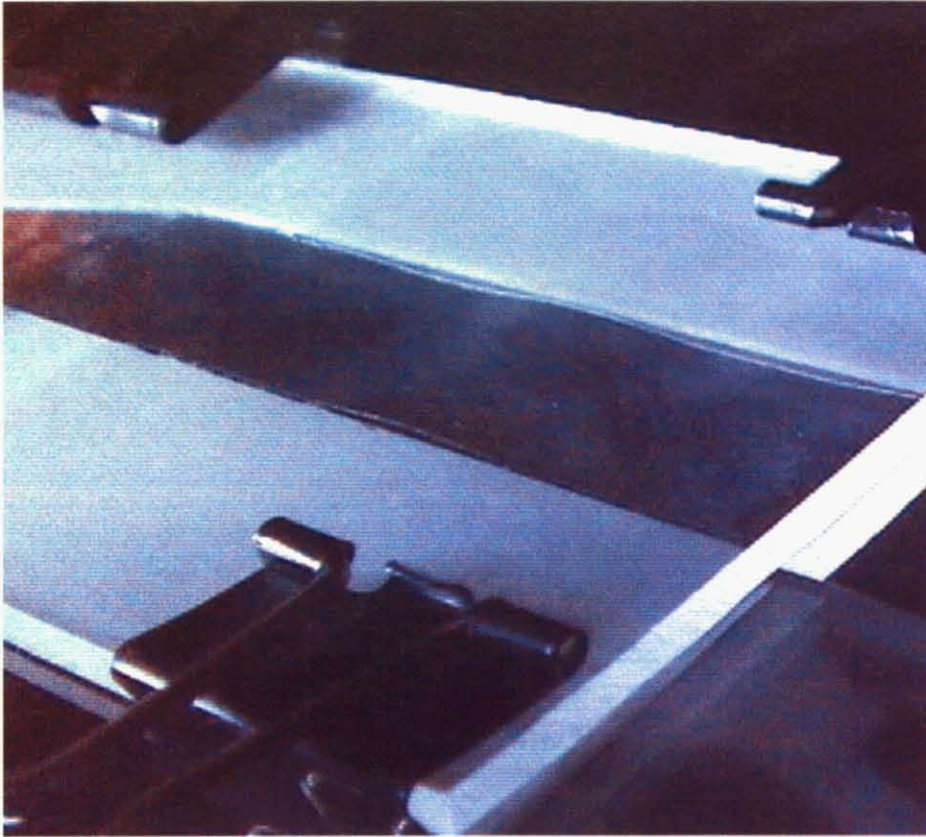


Fig.6-2 進行波の様子

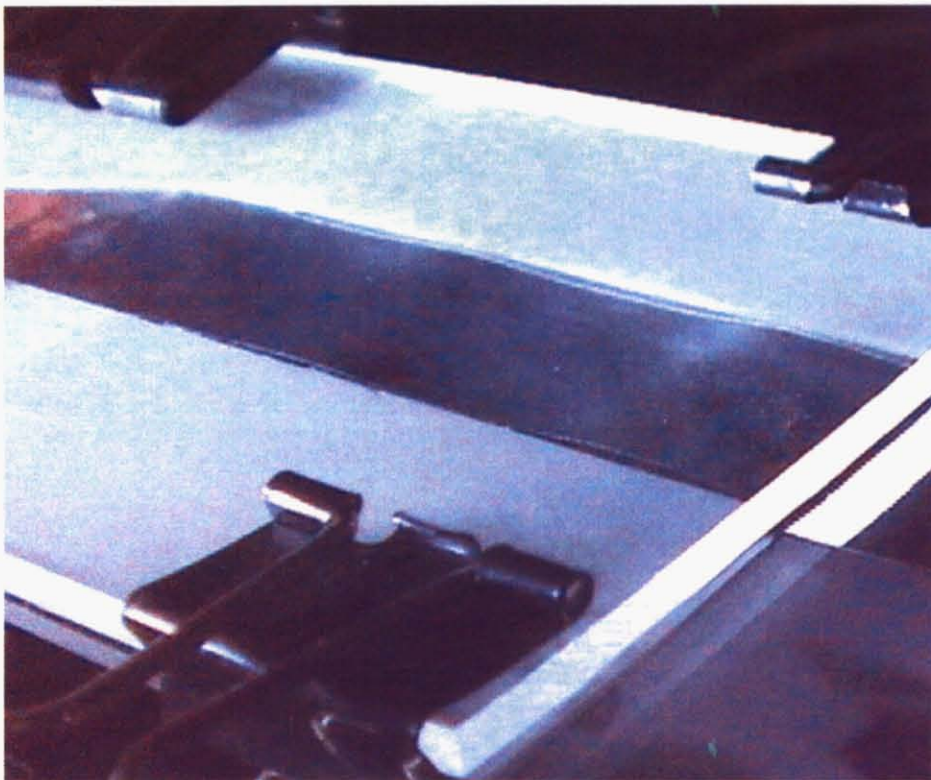


Fig.6-3 進行波の様子(進行後)

6.2.2 自励振動の履歴

自励振動が発生する前後における振動体の傾きの振れ幅をFig.6に示す。実線が入力圧力を徐々に上げていった場合を、破線が入力圧力を徐々に下げていった場合を表している。入力圧力が7kPaを過ぎてからは、入力圧力を上げていったときと下げていったときで振動体の傾きの振れ幅はほとんど変化がないが、入力圧力が6kPa付近においては入力圧力を上げていったときに比べて入力圧力を下げていったときの方が振動体の傾きの振れ幅が大きく保たれていることが読み取れる。

ここで振動体の傾きの振れ幅が大きいほど、振動体の振幅が大きいと考えると、入力圧力を上げていった場合に比べて下げていった場合の方が振幅が大きく保たれる。言い換えると、自励振動が一旦発生した後は、発生したときの入力圧力よりも小さい入力圧力にしないと自励振動が停止しない。以上より自励振動は履歴の性質を持つと言える。

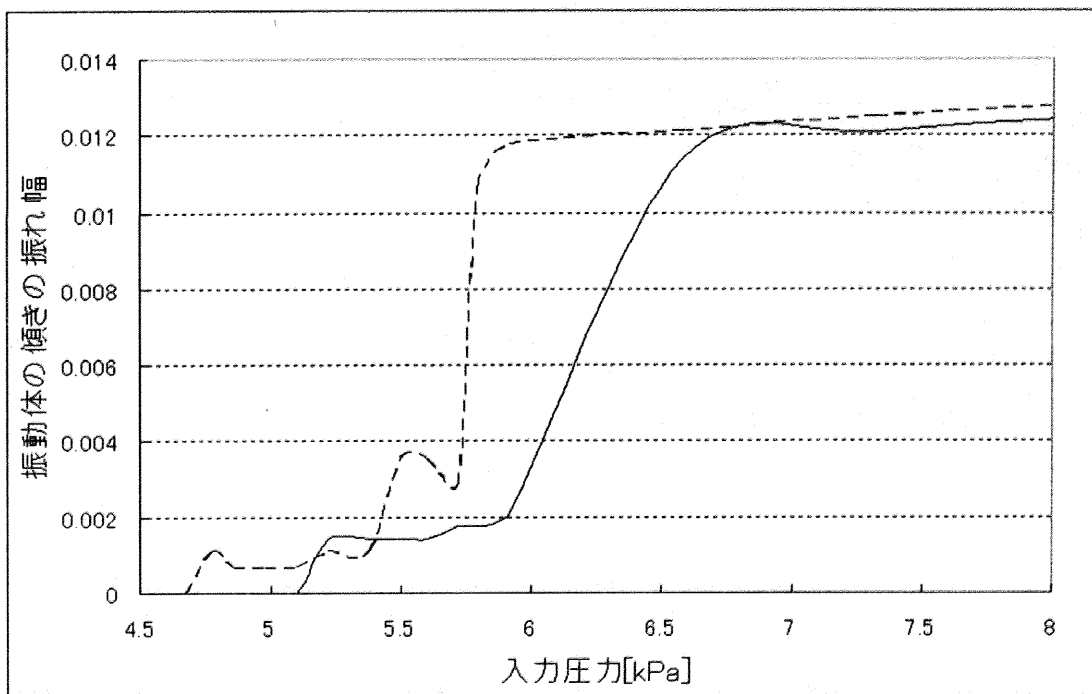


Fig.6 自励振動の履歴曲線

6.3 横漏れ・張力をパラメータとした実験

前章の結言で述べたが、自励振動の発生には流体の横漏れ度合いと振動体にかかる張力の大きさが大きく関わっていると考えられる。そこでこれらのパラメータを実験機上で表現し、パラメータの変化が自励振動に対して実際に与える影響を評価する。流体の横漏れは実験機における振動体と流路両壁の隙間部分の長さを変えることで表現でき

る。本実験では、隙間部分の長さを0.25mm,1.25mm,2.25mmの3通りに変えた実験機を作成する。第2章Fig.2-3に隙間が0.25mmの実験機を、Fig.6-4には隙間が2.25mmの実験機をそれぞれ示す。振動体は流路の中央に来るよう向きを調節する。また張力については、振動体の端に取り付けた糸と分銅を繋ぎ、分銅の重さを滑車を介して振動体へ伝えることで調節する。分銅の重さとしては5g,10g,15gを採用する。Fig.6-5に張力のかけ方を示す。

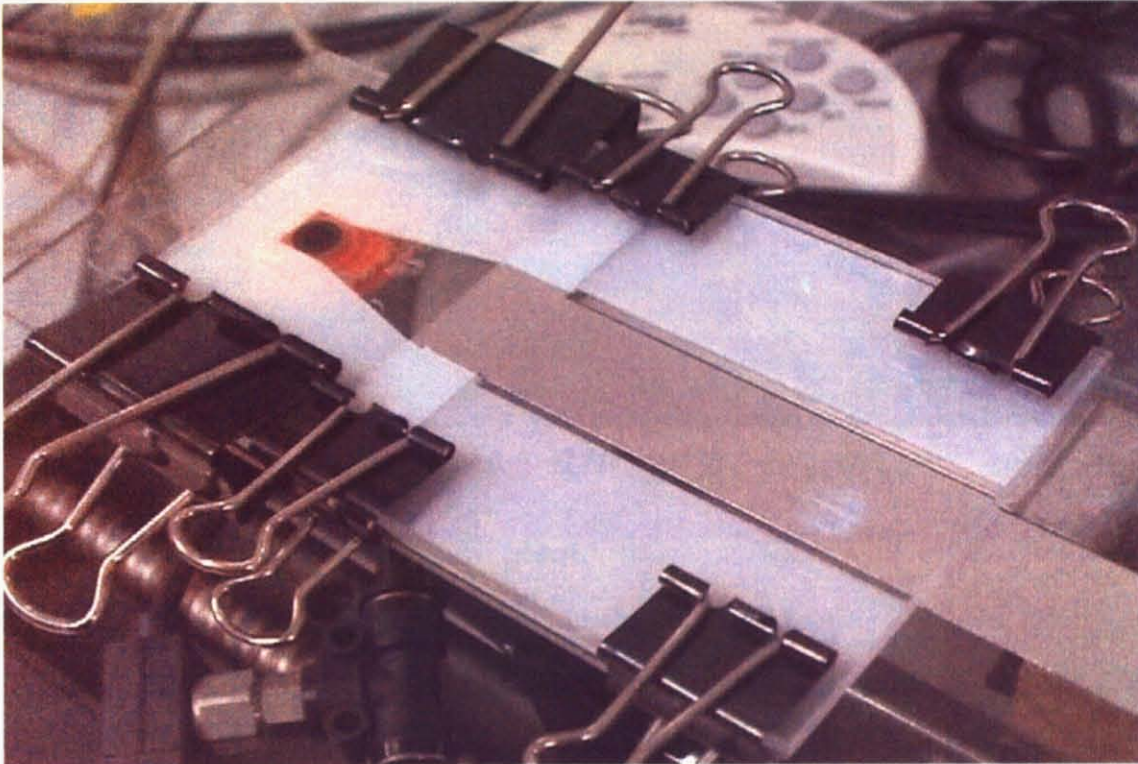


Fig.6-4 隙間部分が2.25mmの実験機

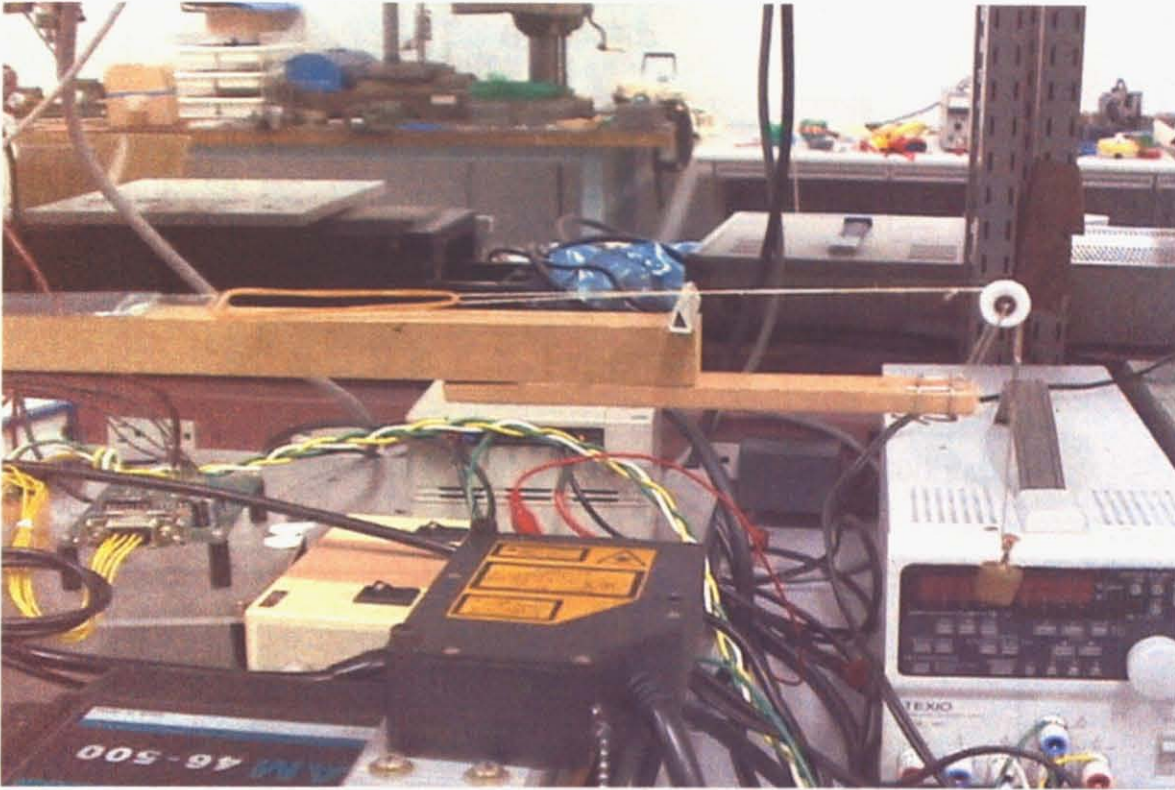


Fig.6-5 張力のかけ方

6.3.1 振動波形

Fig.6-6,6-7,6-8に流路の隙間をそれぞれ0.25mm,1.25mm,2.25mmに取ったときの振動波形を示す。流路内で振幅が増大している様子が見て取れる。流出端に近づくにつれて振動の中心が上方に移動しているが、これは流出端から出た進行波が振動体下方の圧力により上に押し上げられるからだと考えられる。流路内では天井が存在するため、振動体上方から下に押し下げられる働きを受けるが、流路外では振動体上方が大気圧に開放されているため、上方から圧力の影響によって力を受けることはない。

またFig.6-6に注目すると、他の図に比べて波の山と谷が平坦になっていることが確認される。これは他の場合に比べて自励振動の加振が大きいため進行波の山と谷が壁に近く、速度変位方向とは逆向きに押し戻される振動体上の領域が広いためだと考えられる。実際にこの場合は隙間が最も小さく流体の横漏れが抑えられているため、3種類の実験機の中では最も自励振動を発生しやすい状態にある。

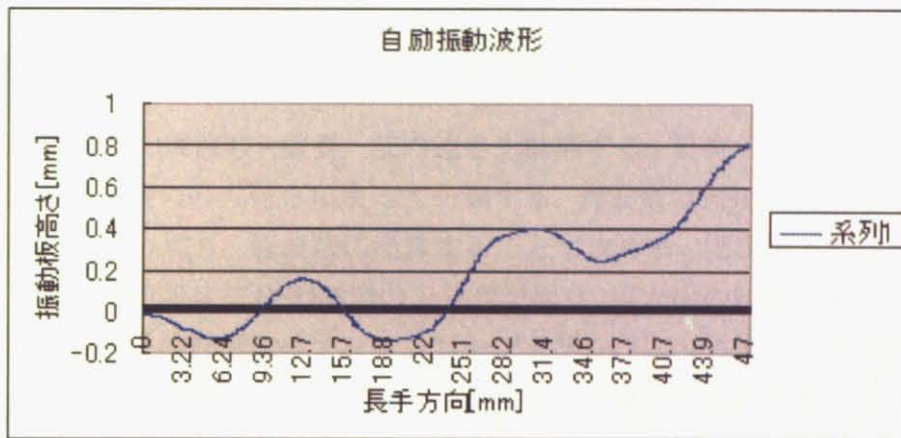


Fig.6-6 振動波形(隙間0.25[mm],張力5[g],入力圧力15.60[kPa])

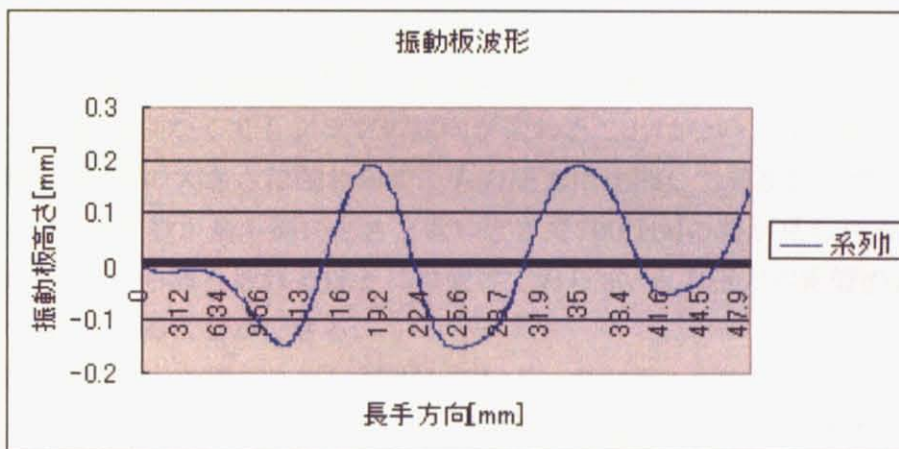


Fig.6-7 振動波形(隙間1.25[mm],張力5[g],入力圧力15.72[kPa])

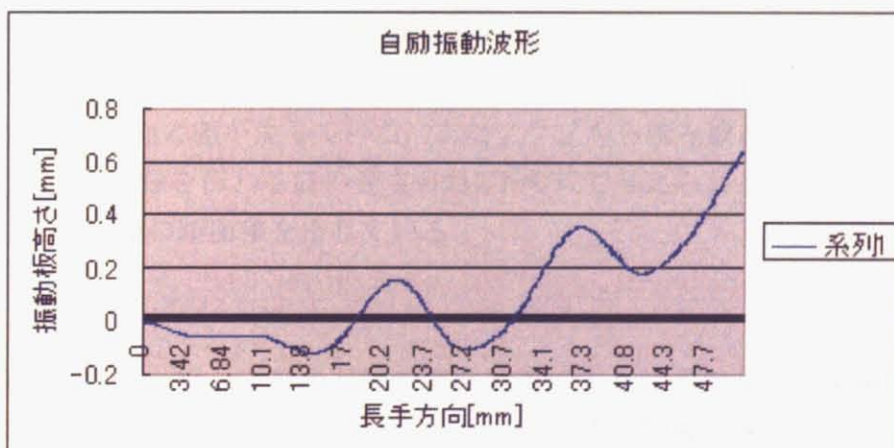


Fig.6-8 振動波形(隙間2.25[mm],張力5[g],入力圧力14.86[kPa])

6.3.2 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ

本節では自励振動の周波数・波長・波の速さを計測する。計測データは実験機内の隙間・振動体にかかる張力の大きさによって分類する。周波数はPSDの出力電圧の周期をオシロスコープで読み取り、周波数に換算することで求める。固定端下部に設置したトリガ取得用レーザ変位系にてPSD波形のトリガを取り、山と山の時間間隔を読み取ることが可能となる。波長の計測にはオシロスコープとデジタルマルチメータを用いる。トリガを取り固定したPSD波形のある1つの山に着目し、隣り合う山が着目した山に重なるよう実験機を水平移動させる。その間の実験機の移動距離をレーザ変位系で取得し、デジタルマルチメータで出力値の差を読み取り、距離に換算した値が波長を表す。波の速さは求めた周波数・波長から波の関係式により求める。

以上の方法で計測したデータをFig.6-8～6-16に示す。隙間が大きくなるほどデータ数が減っているが、これは隙間を大きくするほど自励振動が発生しにくかったためである。またデータ数が少なくてもグラフの傾向が変わることはない。全体的に言えることとして、実験の隙間の大きさに関わらず、入力圧力に比例して周波数が増加している。特にFig.6-8では周波数が最も高いときと低いときで700[Hz]の差が見られる。一方で張力の影響はグラフから読み取れるほどには受けておらず、入力圧力の影響の方を支配的に受けていると考えることができる。

また波長は入力圧力の増加に従い減少している。特にFig.6-8では波長が最も長いときと短いときで6mmもの差が生じている。実験機の流路長が55mmであり、それに比べて無視できるほど小さい差とは言えない。入力圧力によって波長が変化してしまうと電極間隔を固定し効率良く電荷を吸収することができず、発電効率を高く保ち得る電極配置方法について考察をする必要性が新たに生じる。詳しくは第1章1.3.2節で述べている。またグラフから読み取る限り張力の影響はほとんどない。

最後に波の速さも入力圧力の増加に伴って増加する。特にFig.6-では波が最も速いときと遅いときで13m/sの差が生じている。またグラフから読み取る限り張力の影響はほとんどない。ここで弦を伝わる波の速さ v は以下の式で与えられる。但し ρ は弦の線密度、 T は張力、 S は弦の断面積を指している。

$$v = \rho \sqrt{\frac{T}{S}} \quad (6-1)$$

従って理論的には張力を上げるほど波の速度は増加するはずであるが実験結果からはそう読み取れない。ここで少なくとも言えることは、自励振動が発生しているときの進行波の速度は張力に比べて入力圧力の影響を支配的に受けるという事実である。

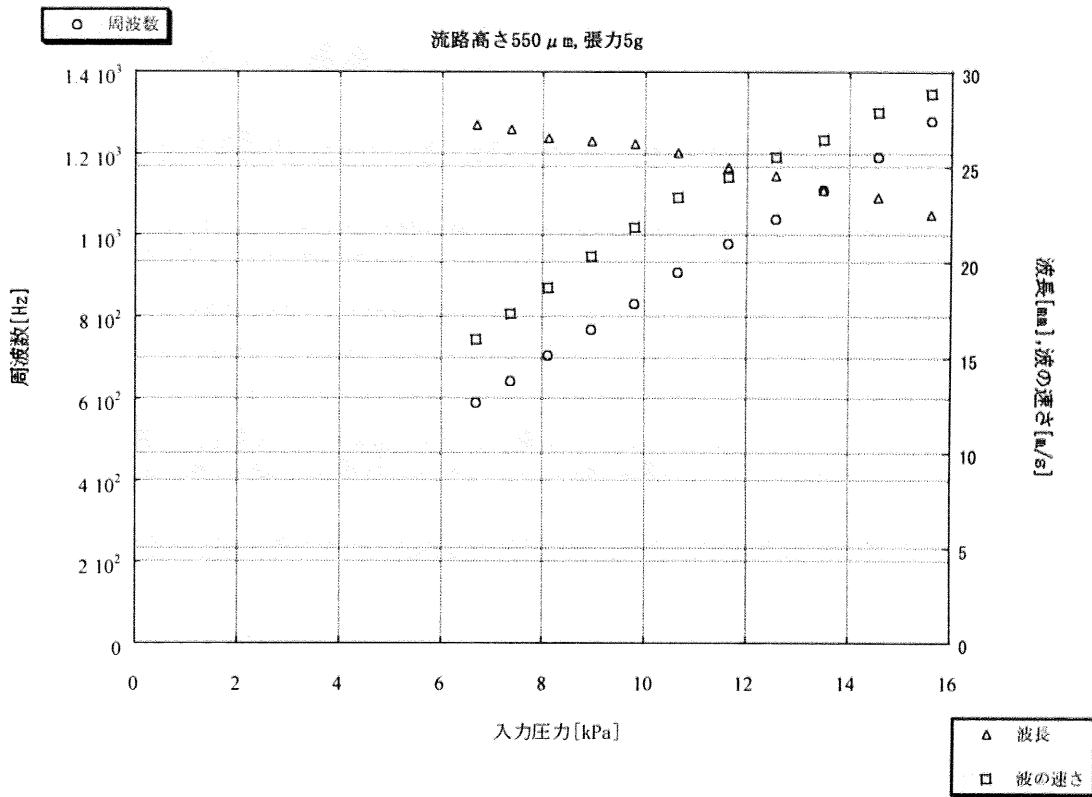


Fig.6-8 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間0.25mm,張力5g)

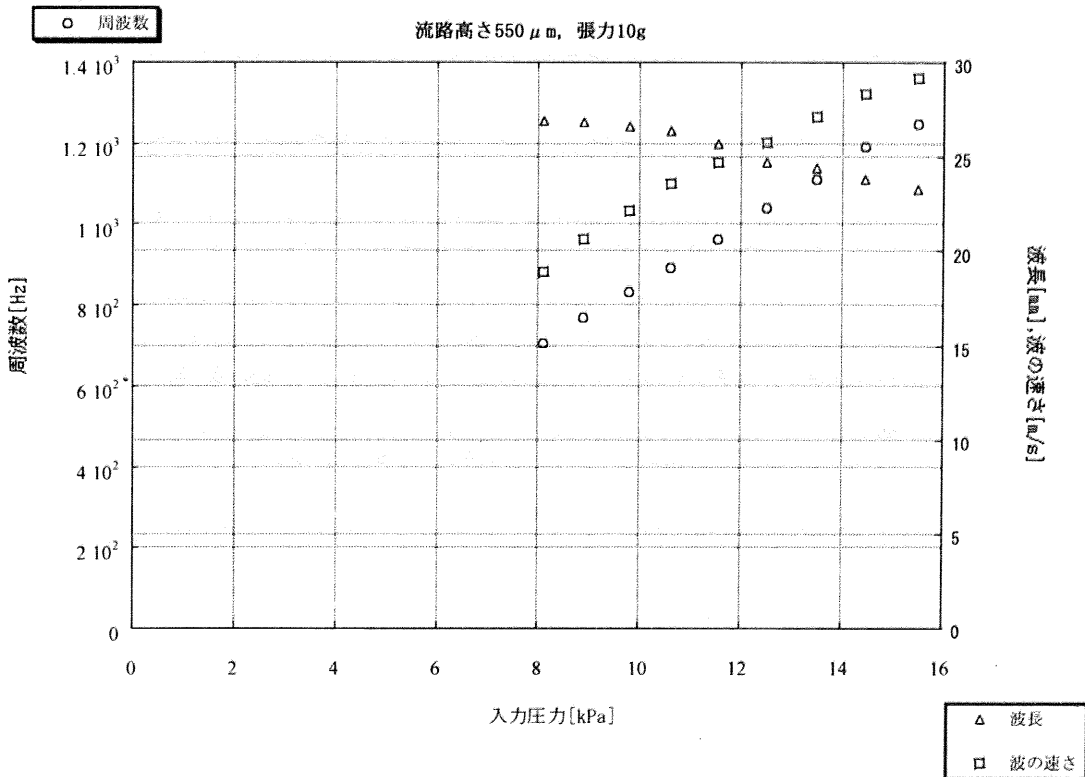


Fig.6-9 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間0.25mm,張力10g)

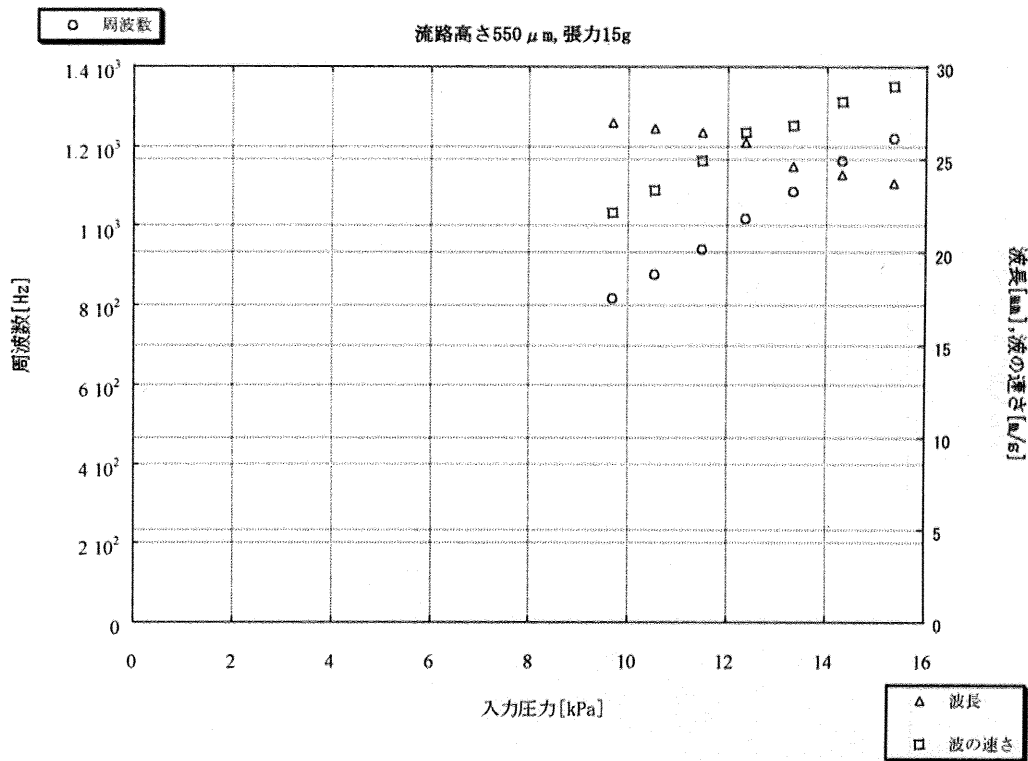


Fig.6-10 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間0.25mm,張力15g)

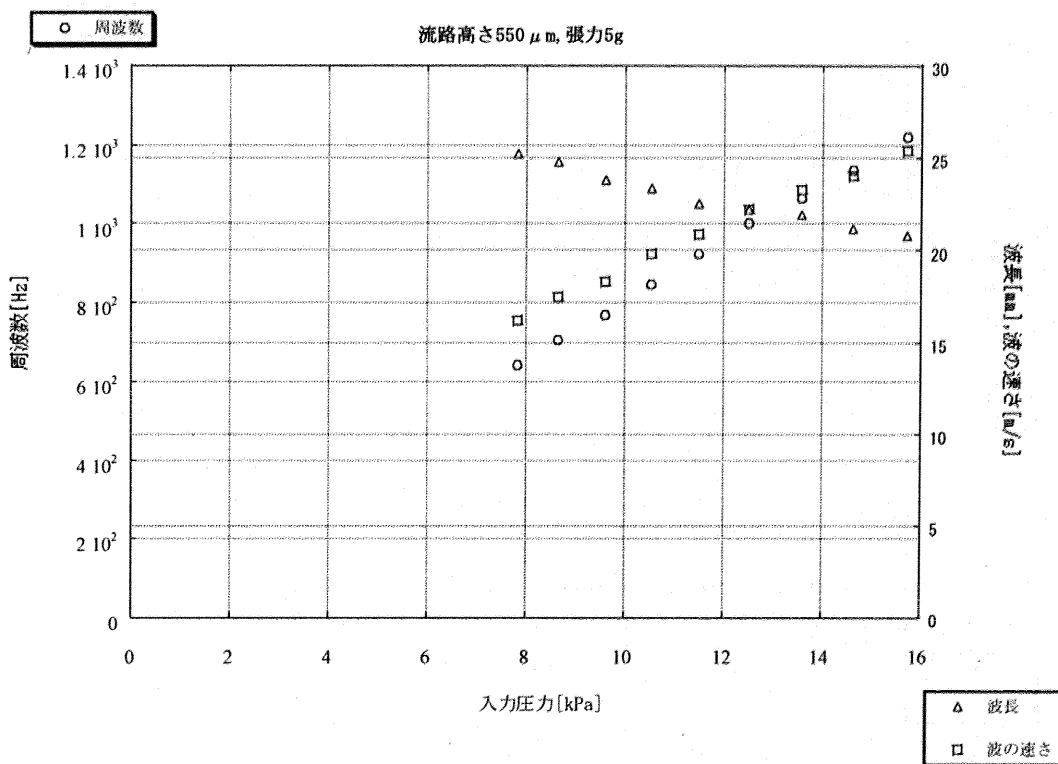


Fig.6-11 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間1.25mm,張力5g)

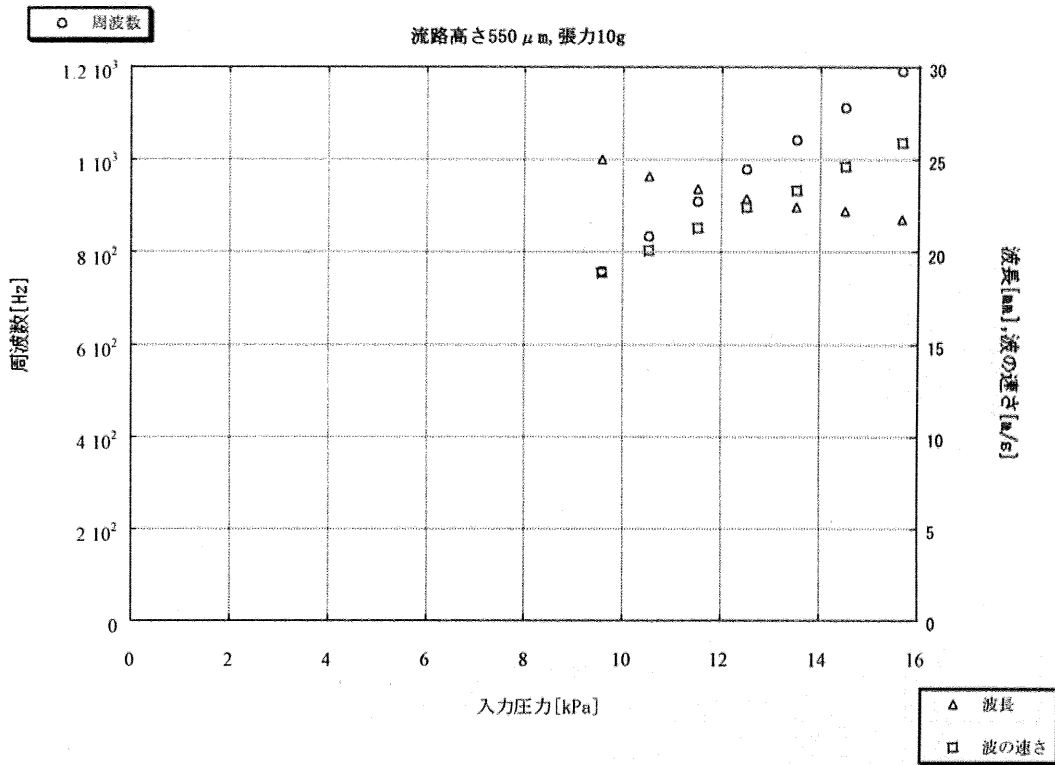


Fig.6-12 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間1.25mm,張力10g)

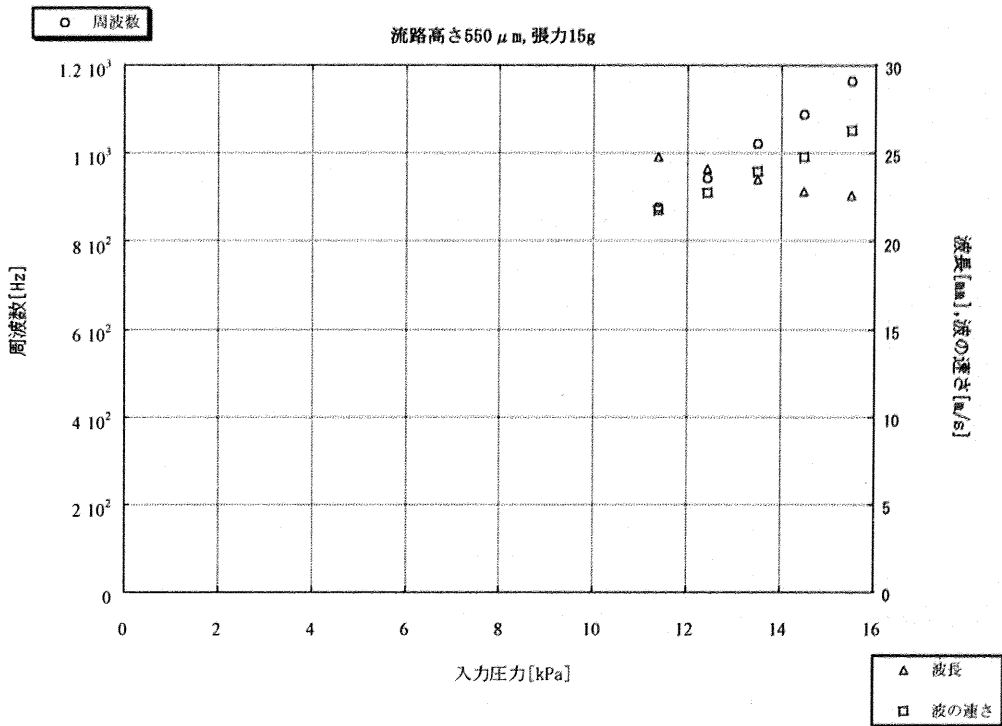


Fig.6-13 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間1.25mm,張力15g)

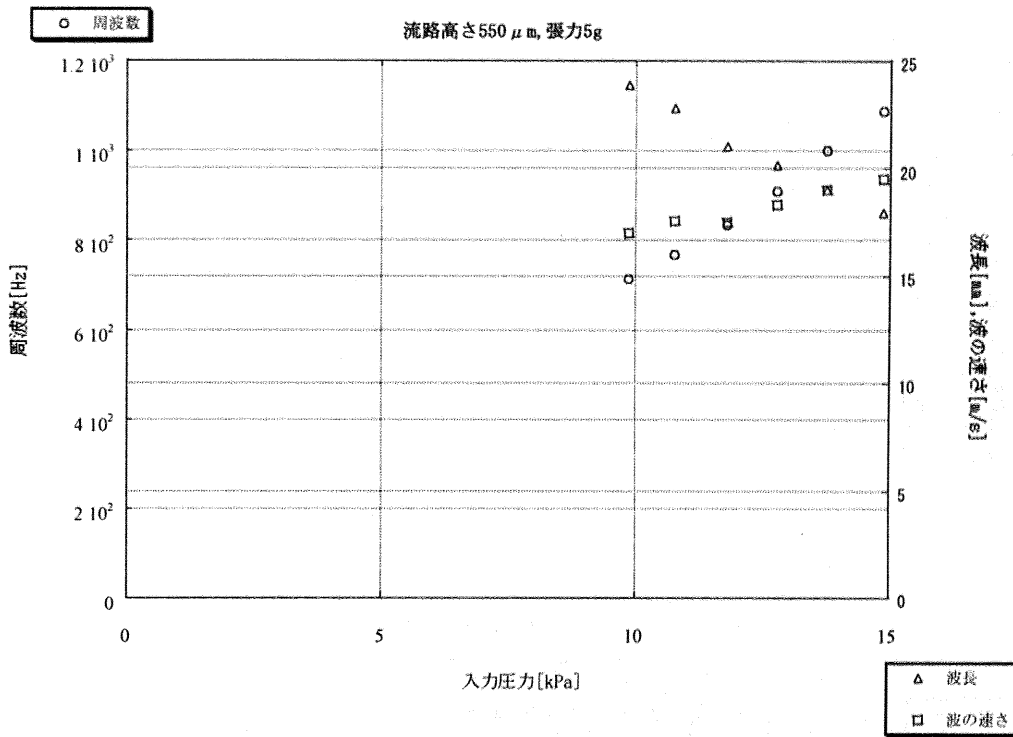


Fig.6-14 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間2.25mm,張力5g)

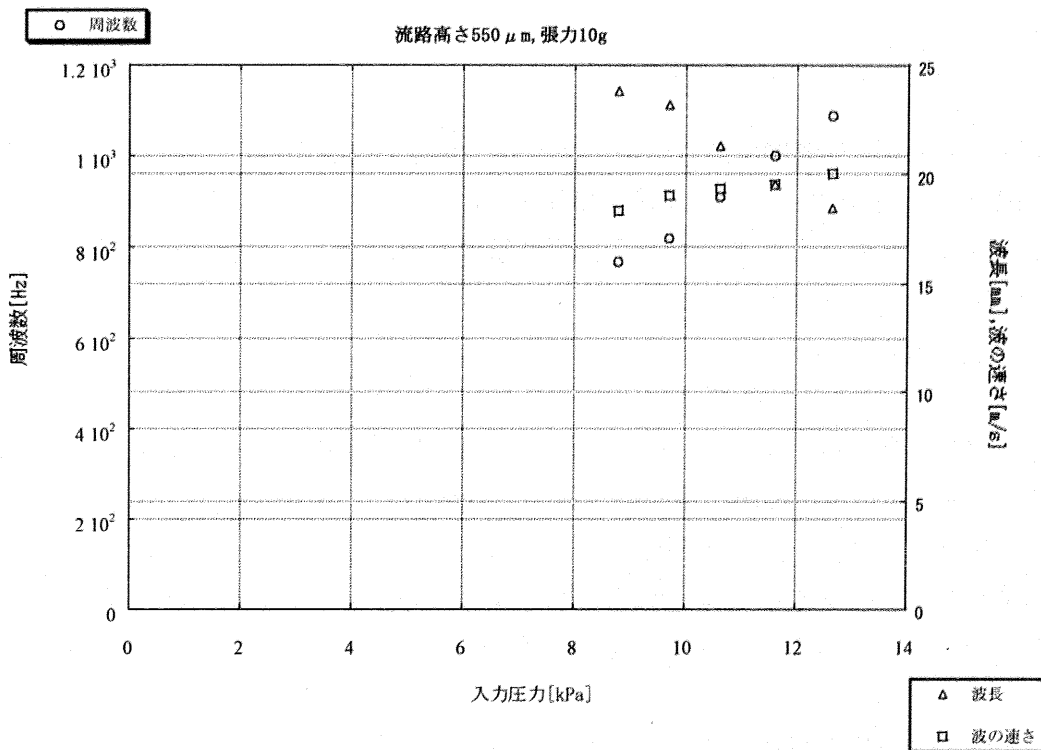


Fig.6-15 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間2.25mm,張力10g)

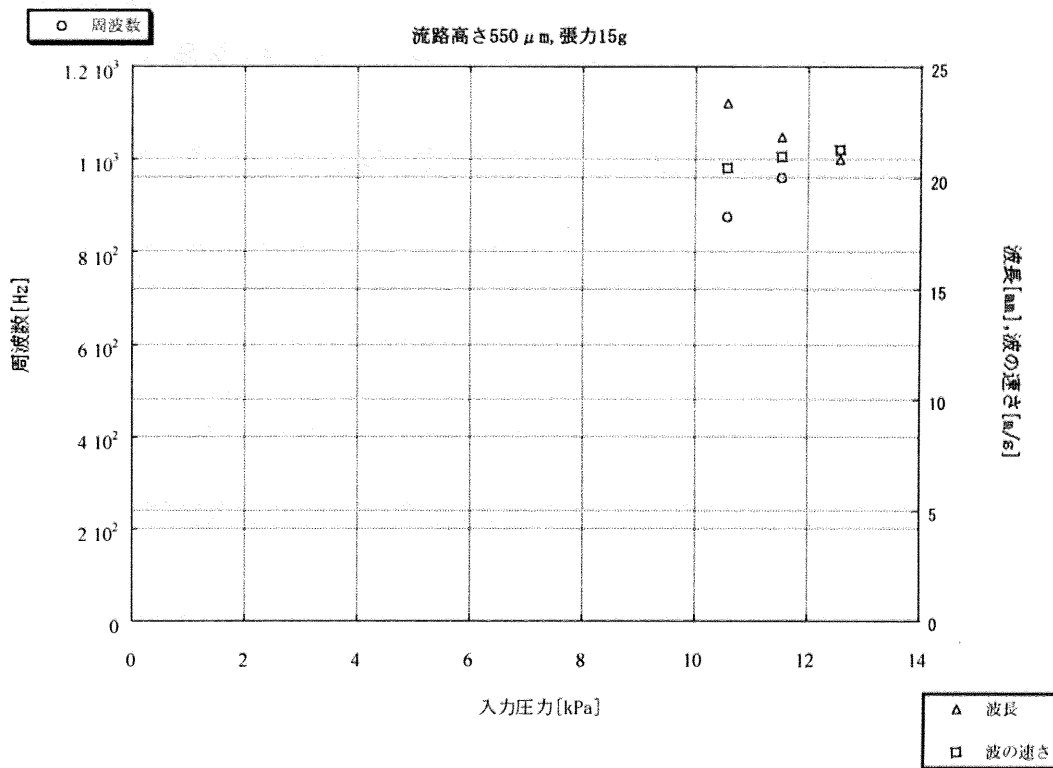


Fig.6-16 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(隙間2.25mm,張力15g)

6.3.3 自励振動発生限界圧力

本節では、振動体と流路横壁の隙間をパラメータとした実験機を用い、入力圧力を低い状態から徐々に増加させた場合に自励振動が初めて発生する圧力を計測する。

Fig.6-17は隙間を横軸に、自励振動発生限界圧力を縦軸に取り、振動体にかかる張力の大きさによってデータを分類したものである。グラフから、隙間を大きくとるほど自励振動が発生しにくいことが分かる。これは隙間が大きいほど流体が隙間部分に漏れ、振動体上下の圧力差による加振力が減少するからであると説明できる。

また張力が大きいほど自励振動が発生しにくくなっている。6.3.2節において、自励振動が既に発生している状態では、張力によって進行波の周波数・波長・速さが影響を受けることはほとんどなかった。従って、張力は自励振動が既に発生しているときには進行波の運動状態にほとんど影響を与えないが、自励振動が発生するまでの状態においては、自励振動の発生を抑制するような現象を振動体に対して及ぼしていることが考えられる。

5.5節で解明した自励振動発生メカニズムを用いればこの現象を定性的に説明することができる。式(6-1)により振動体を弦として捉えたとき、波は張力の1/2乗に比例して速くなることが分かっている。従って、流体の入力圧力を一定に保ちつつ張力を大きく

すると、Fig.5-40において v_{wave} が絶対的に大きくなり、 v_{air} は相対的に小さくなる。すなわち空気の流れが波の進行速度に追いつかなくなり、空気は波の速度方向に対して逆向きに力を及ぼすダンパとして働く。よって振動は抑制されてしまう。逆に、張力が小さくなると、Fig.5-40において v_{wave} が絶対的に小さくなり、 v_{air} は相対的に大きくなる。すなわち空気の流れが波の進行速度を上回り、空気は波の速度方向と同じ方向に力を及ぼすダンパとして働く。よって自励振動が発生する。以上より、振動体にかかる張力を変化させることで、空気という移動ダンパが振動体に対して行う仕事の向きを変化させ、自励振動の発生・不発生に関わるような影響を及ぼすことができる。

以上の考察より、自励振動の発生に影響を与えるパラメータを発見することができた。それは流体の横漏れ度数と張力の大きさである。この結果は前章で行ったシミュレーション結果と矛盾しておらず、構築したシミュレータの有効性を裏付けることとなった。

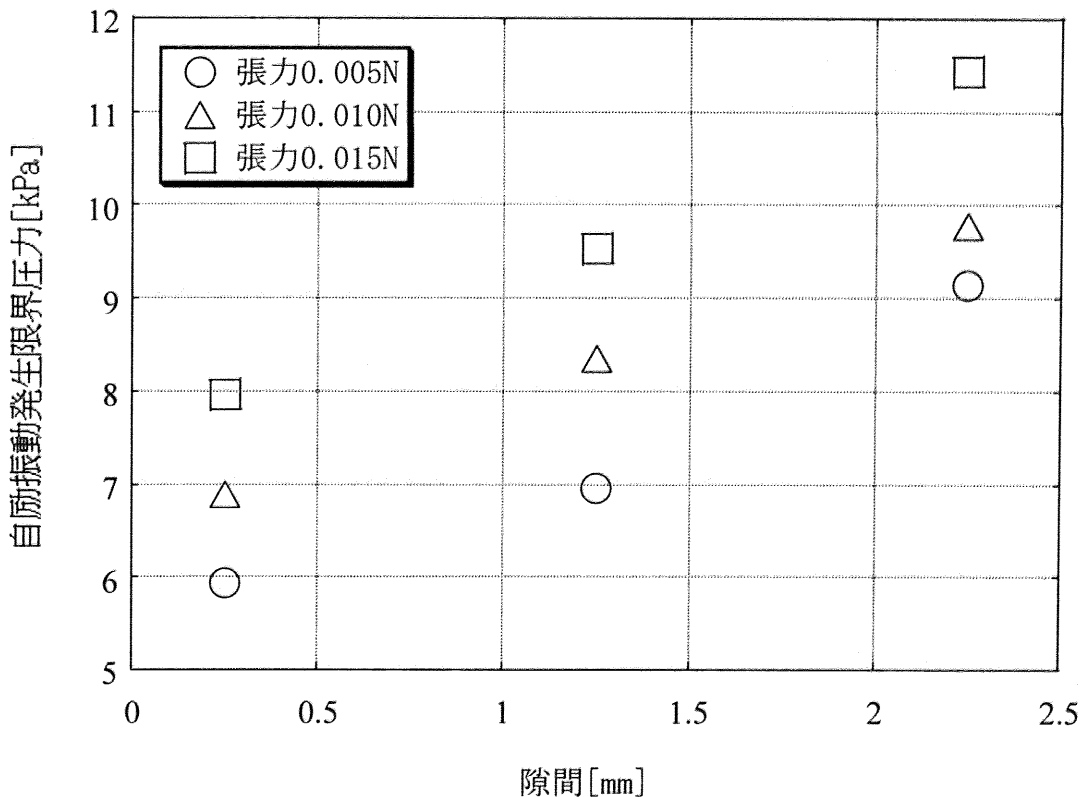


Fig.6-17 隙間の広さに対する自励振動発生限界圧力

6.4 実験機の改良

6.4.1 流体流入部の改良

本節では、これまで用いていた実験機に比べ、より自励振動が発生しやすいと思われる実験機を用いた実験を行う。改良を加えた部分は流体流入部である。これまでの実験機では振動体に対して流体を平行に流入させていたが、新しく提案する実験機では流体が振動体の両側から中央へ回り込むように流入し、長手方向へ進行するに連れて流速を増加させるような流体流入部を持つ。その概念図をFig.6-18に示す。

前章において k, l, m の値について考察を行った。特に m の値は流体の横漏れ度合いを表し、この値が負方向に大きいほど横漏れが大きくなり、自励振動発生限界圧力が上がることになる。 m の値が約 -550 に達したときに無限小幅近似の幅方向圧力分布となり、入力圧力をどれだけ大きくしても自励振動は発生しない。逆に横漏れが小さいほど m の値の絶対値も小さくなり、横漏れが全くなくなったとき m の値は 0 になる。この状態が無限幅近似の幅方向圧力分布に相当し、幅方向の圧力は一定値となる。

ここで m の値を 0 より大きくすることを考える。Fig.6-19にそのときの幅方向圧力分布を示しているが、 m の値が正の場合、幅方向圧力分布関数は下駄を履いた下に凸の形状となる。すなわちこれは振動体中央に行くほど圧力が低下することを意味し、その状態は振動体の両側から中央に向かって流体を送り込むことで再現することができる。こうして作成した実験機の概観をFig.6-20に、実験機の寸法をFig.6-21に示す。

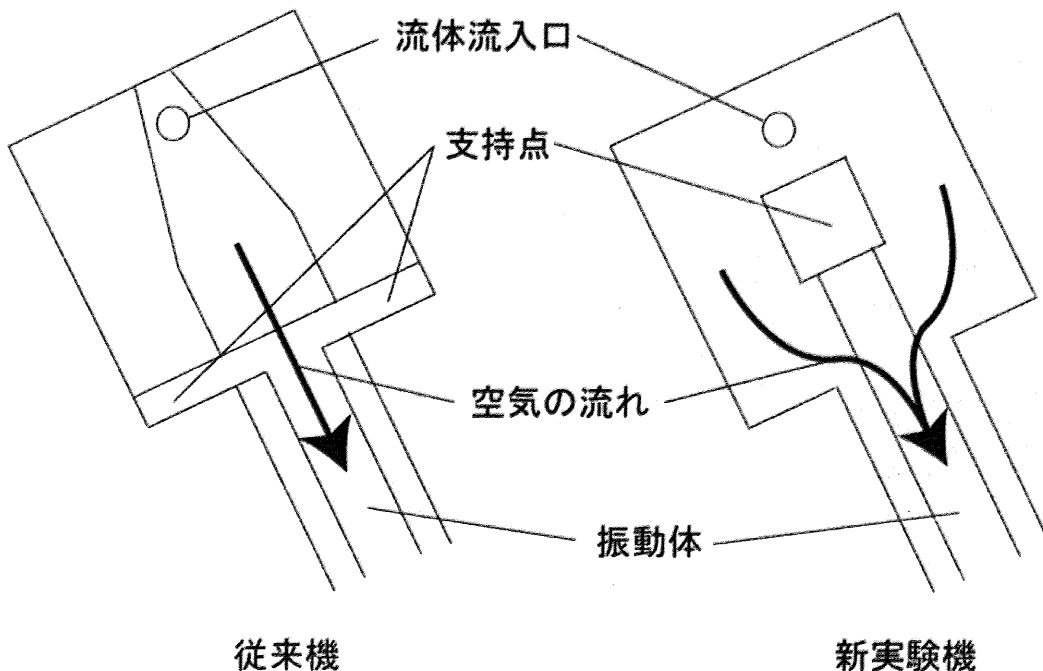


Fig.6-18 流体流入部の変更

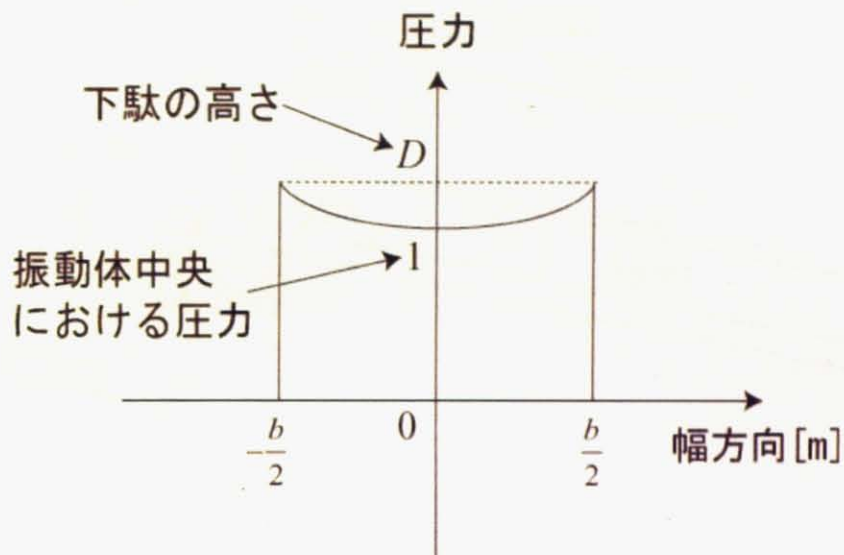


Fig.6-19 幅方向圧力分布



Fig.6-20 実験機の概観

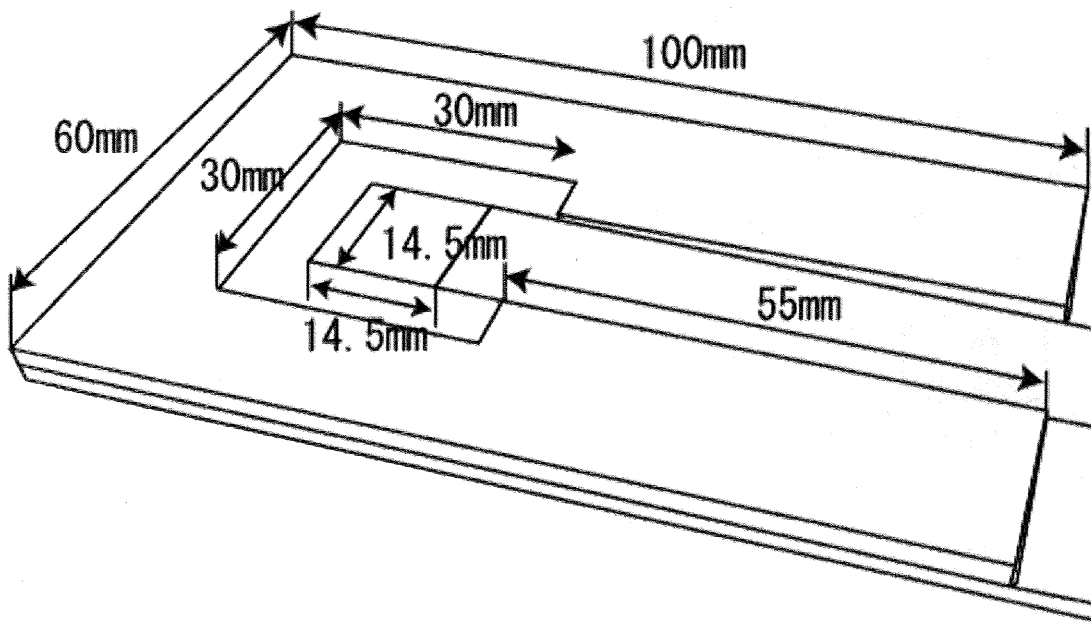


Fig.6-21 実験機の寸法

6.4.2 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ

本節では新しく作成した実験機を用い、6.3.2節と同様の実験方法で実験を行う。これまでに設定しなかった別のパラメータとして流路の高さを $410[\mu\text{m}] \sim 780[\mu\text{m}]$ で変え、入力圧力に対する進行波の周波数・波長・波の速さを計測する。なお従来の実験機では流路の高さは $680[\mu\text{m}]$ に相当する。こうして行った実験の結果をFig.6-22～6-33に示す。

グラフを見れば分かるように、入力圧力に比例して周波数・波の速さが増加する傾向は変わらない。ただ6.3.2節の実験結果と比較すると、周波数・波の速さが全体的に大きくなっている。ここで、本実験において計測している入力圧力とは、流体流入口での圧力を指している。また6.3.2節での実験結果より周波数は入力圧力に比例して増加する。こうした事実から、新しい実験機は従来機に比べて高い周波数・波の速さを実現できることが分かる。ちなみに周波数のオーダーは数百～千数百Hzである。

次に入力圧力に対する波長の傾向を読み取る。流路高さが $410, 550[\mu\text{m}]$ までのときには波長は入力圧力と共に増加傾向を示している一方、流路高さが $690, 780[\mu\text{m}]$ のときには入力圧力が低いときには減少傾向を示しているが、入力圧力が一定値より大きくなると波長は入力圧力によって変わらない傾向を示している。また波長が一定となる入力圧力の変域が大きいことにも注目される。この結果は6.3.2節における、波長が入力圧力と共に減少傾向を示すという結果とは異なる。このことから入力圧力に対する波長

の変化傾向は実験機における流路形状を変えることで調節できることが分かった。特に新しい実験機において、流路高さが高い場合には幅広い入力圧力において波長が一定に保てる可能性を見出した。第1章で述べたが、波長を一定に保つことは電極間隔を固定し効率良く電荷を吸収するために特に有効であるため、本実験で得られた結果を参考に入力圧力に依存せず波長を一定に保つための設計理論の構築が今後期待される。

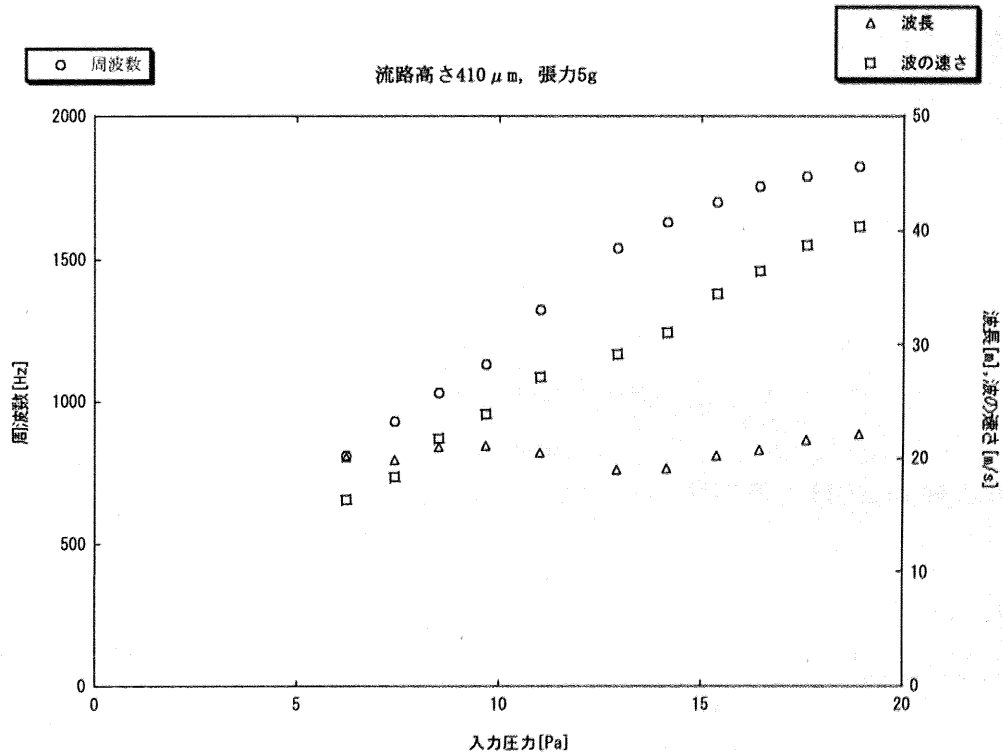


Fig.6-22 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ410 μm,張力5g)

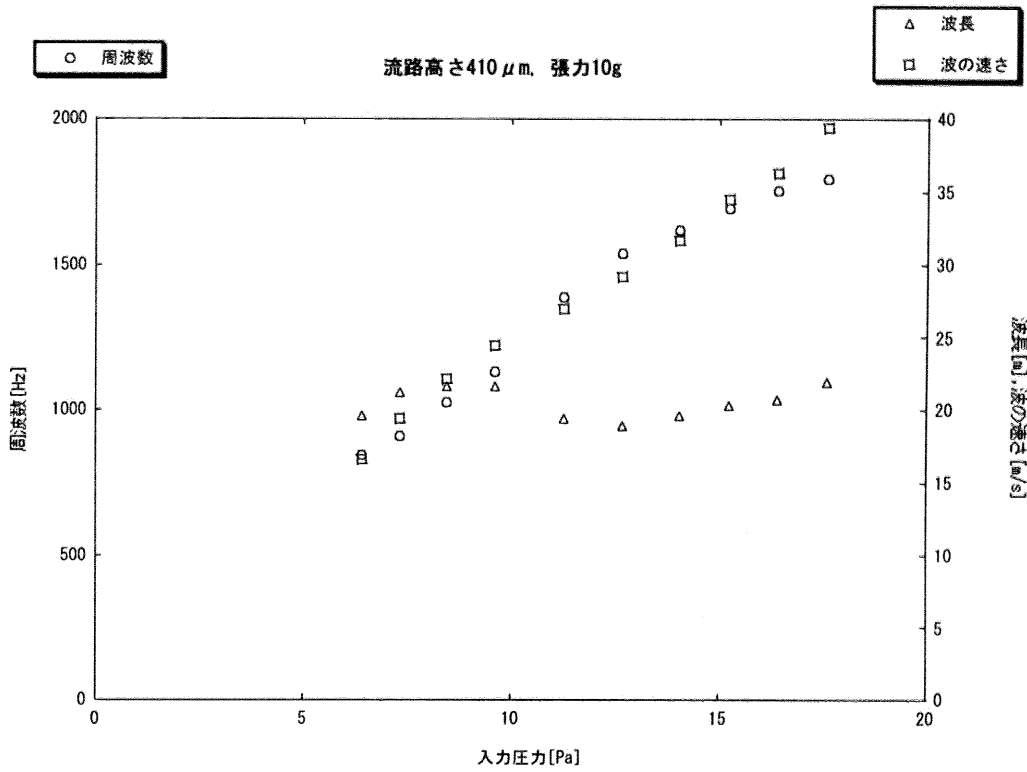


Fig.6-23 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ410 μ m,張力10g)

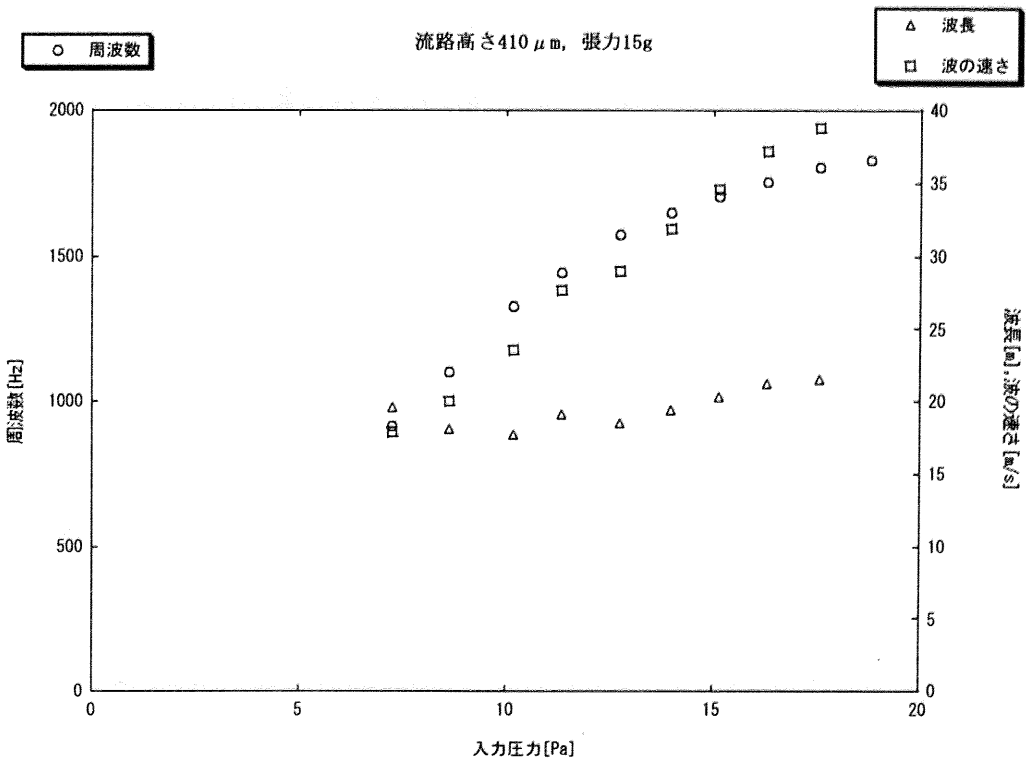


Fig.6-24 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ410 μ m,張力15g)

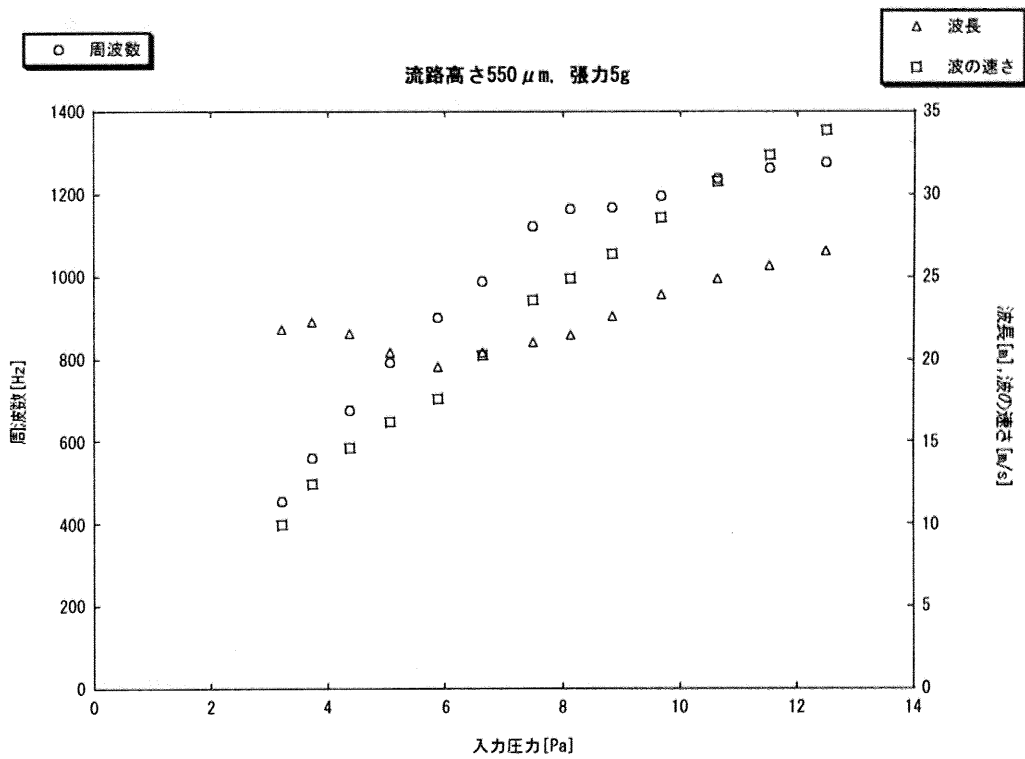


Fig.6-25 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ550 μ m,張力5g)

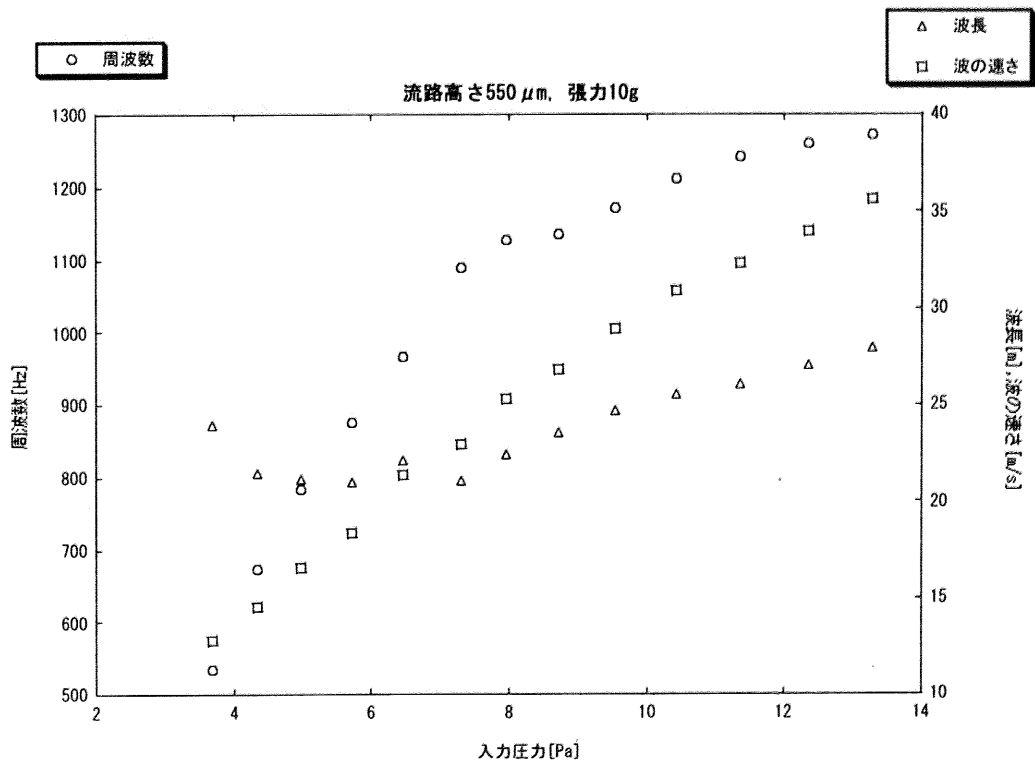


Fig.6-26 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ550 μ m,張力10g)

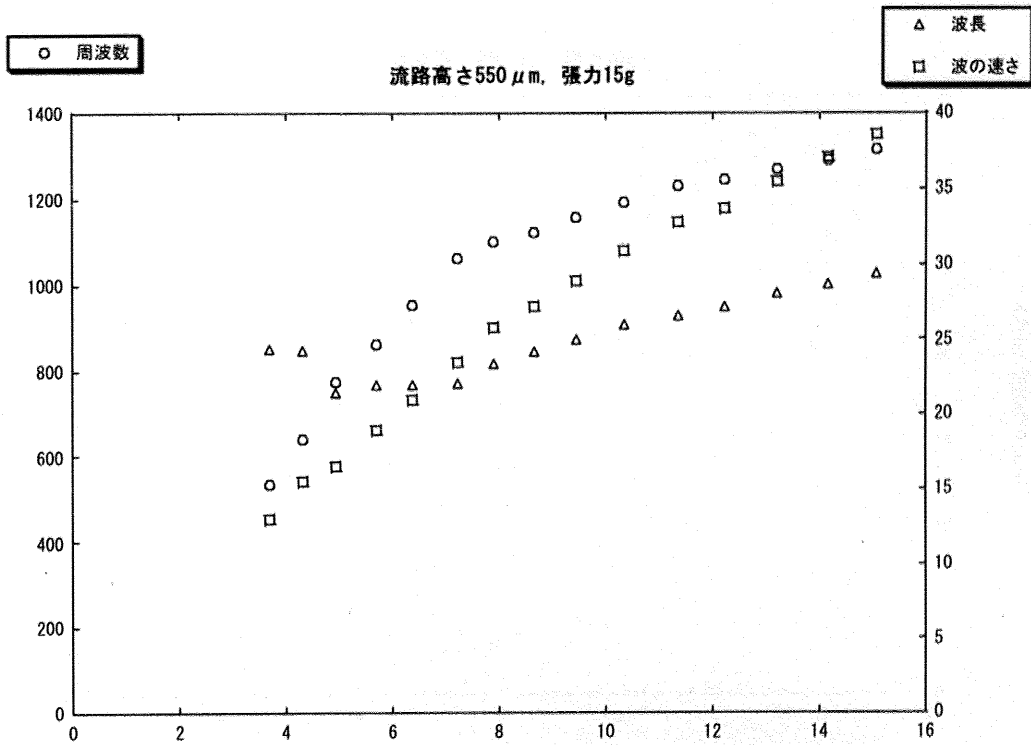


Fig.6-27 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ550 μm ,張力15g)

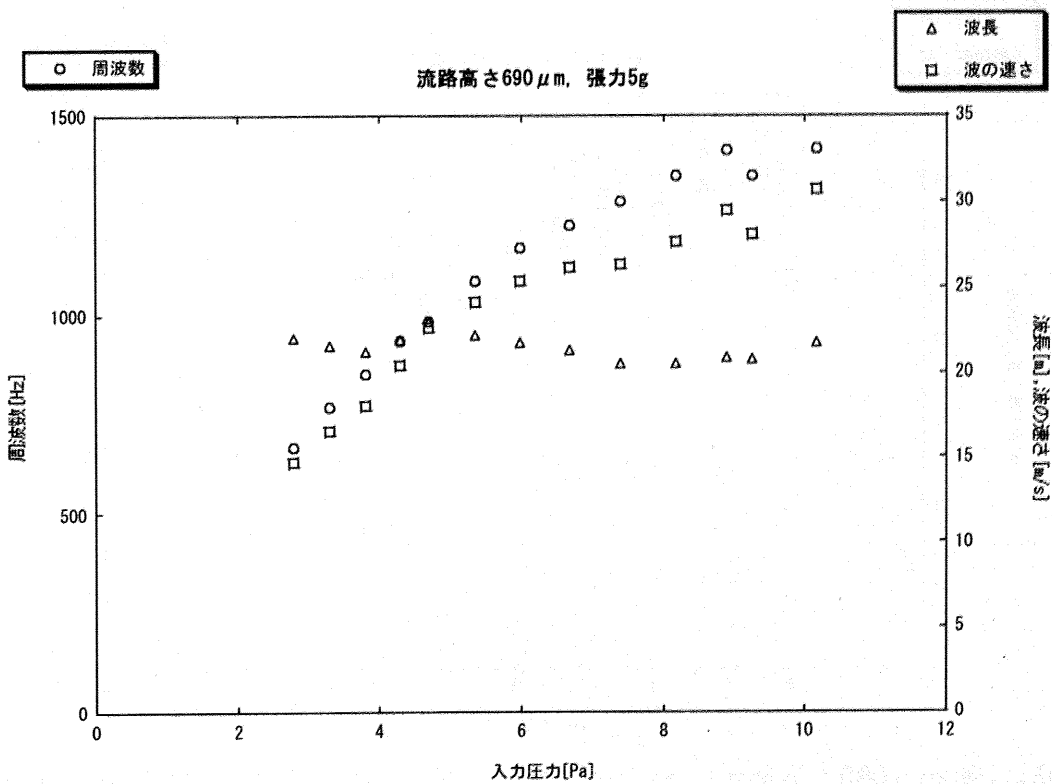


Fig.6-28 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ690 μm ,張力5g)

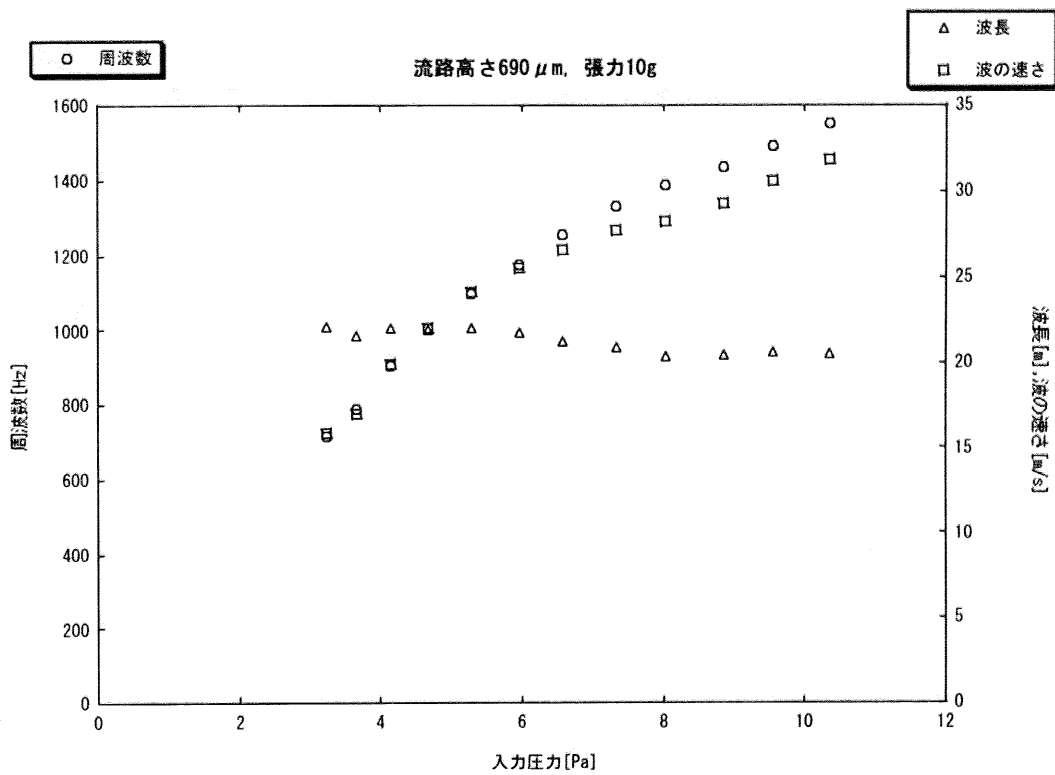


Fig.6-29 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ690 μm,張力10g)

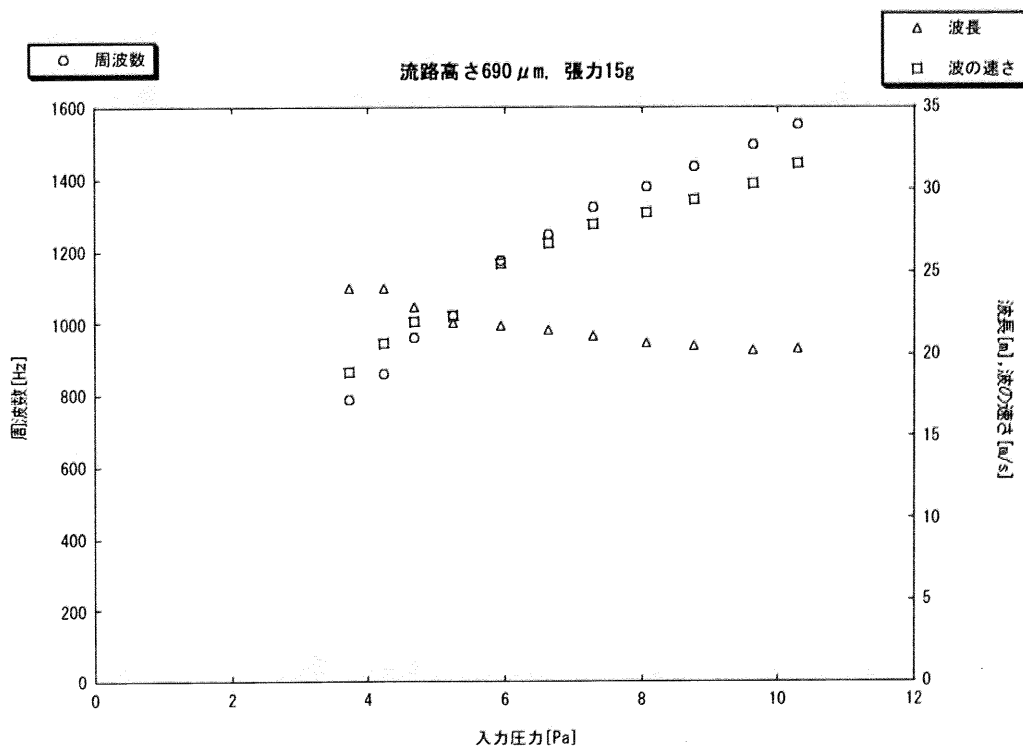


Fig.6-30 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ680 μm,張力15g)

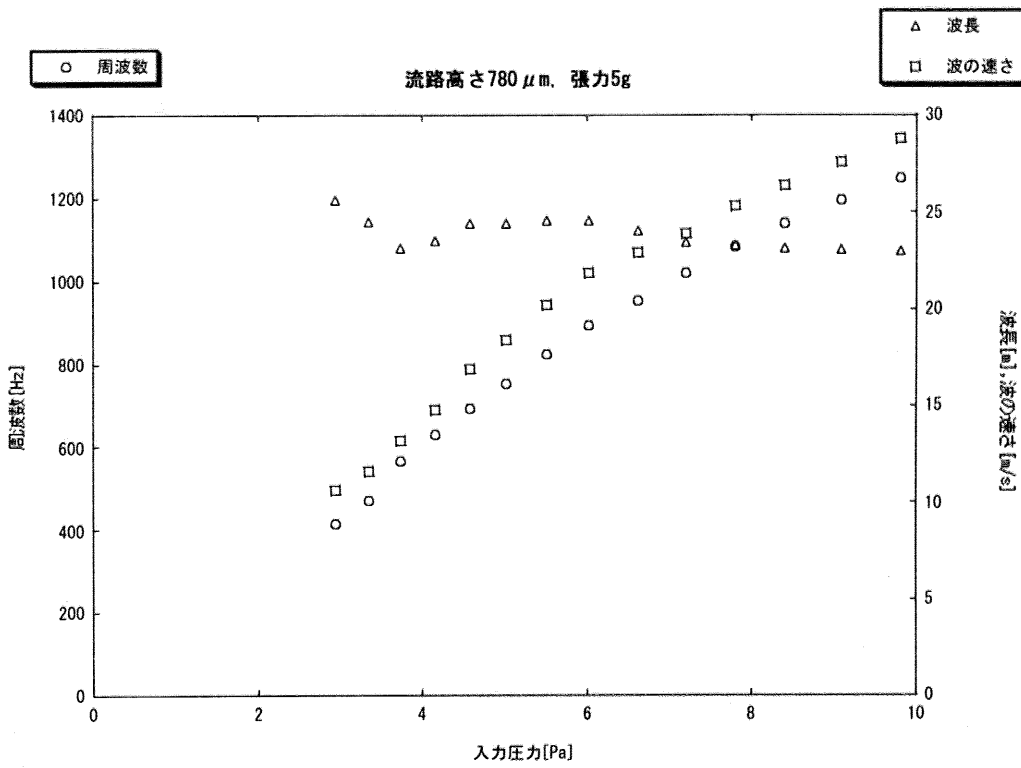


Fig.6-31 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ780 μm,張力5g)

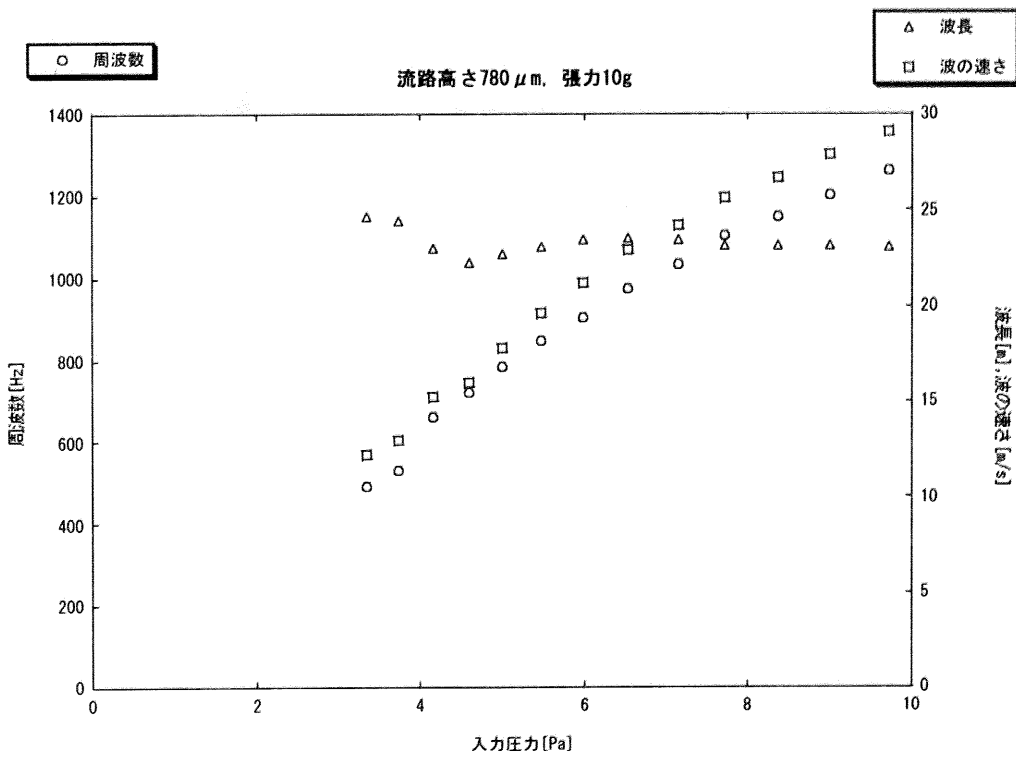


Fig.6-32 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ780 μm,張力10g)

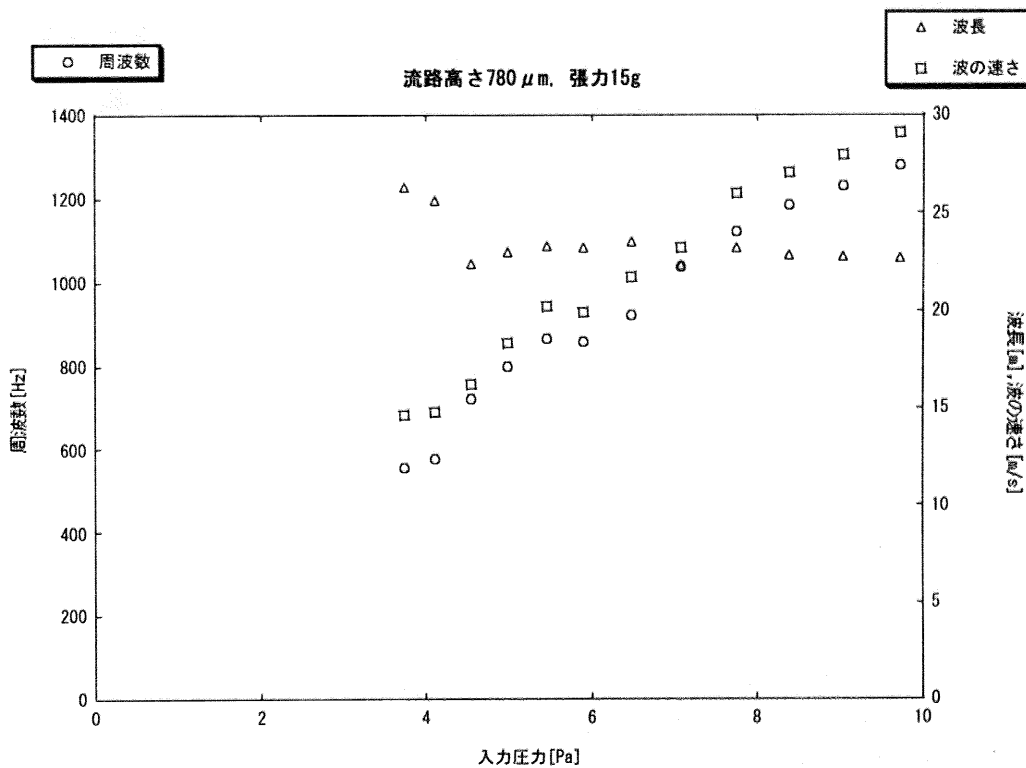


Fig.6-33 入力圧力に対する周波数・波長・波の速さ(流路高さ780 μ m,張力15g)

6.4.3 自励振動発生限界圧力

本節では新しく作成した実験機を用い、6.3.3節と同様に、入力圧力を徐々に上げていったときに自励振動が発生する最小の圧力を計測する。従来機との結果比較を行うことが目的であるため、流路の高さは550[μ m]に固定し、振動体と流路横壁との隙間を0.25, 1.25, 2.25[mm]と変える。また張力も分銅の重さを5, 10, 15[g]で変えることで調節する。その結果をTable6-1に示す。Fig.6-17と比較してみると分かるが、従来機に比べて全体的に少ない入力圧力で自励振動を開始していることが読み取れる。また張力が大きいほど自励振動が発生しにくい傾向も変わらない。本実験により、自励振動の発生のは易さが流体の横漏れ度合いと張力の大きさに支配されているという仮説の妥当性をより強いものにした。また流体流入口を今回のように改良することが、少ない入力圧力で自励振動を発生させるために有効であることを示せた。

Table.6-1 新しい実験機における自励振動発生限界圧力

張力[g]	発生限界圧力[kPa]
5	3.78
10	4.18
15	4.52

6.5 結言

本章では、本実験機における自励振動の性質を明らかにすると共に、第5章で改良したシミュレータが定性的に実験機を反映していることを裏付けるための実験を行った。その結果、実験機において振動体と流路横壁の隙間を大きくするほど自励振動が発生しにくくなるという結果が得られ、それは第5章でシミュレータに組み込んだ有限幅近似で幅方向圧力分布関数の下駄の高さを低くした場合に自励振動が発生しにくくなることに相当する。また張力が大きいほど自励振動が発生しにくくなるという結果も実験とシミュレータで整合性が取れている。以上の結果により、第5章で完成させたシミュレータは実際の実験機を反映しているものと判断する。また第4章・第5章の理論・シミュレーション結果から導いた自励振動の発生メカニズムは、本章の実験結果を定性的に説明し得るものであり、本発電機の自励振動部を支配する基礎理論として根拠を持つものであると言える。

6.4節では前章で考察した m 値を参考にして実験機における流体流入口を自励振動がより発生しやすくなるよう改良した。計測した結果、自励振動の発生限界圧力は下がり、改良した実験機により、低い入力圧力で自励振動を発生させることが可能である。また従来機よりも周波数が高くなるため、改良した実験機を用いる方が単位時間当たりの発電量を上げることができる。波長については、従来機を用いた場合とは異なり、流路高さを高くした場合に幅広い入力圧力で波長がほぼ一定に保たれており、この結果を応用して波長を一定値に保つための自励振動部の設計理論を構築することが今後期待される。以上の結果より流体流入口において流体を振動体の両側から回り込ませることが自励振動効率の改善および波長を一定に保つ効用を持つことが分かった。

第7章

結論

7.1 結論

本節では各章において得られた具体的な成果についてまとめ、本論文の結論を述べる。

第1章では、微小な領域での流体を用いた「EHL 自励振動を用いる平面型発電機」を提案し、発電に利用する自励振動がこれまでも研究がなされていない特殊な振動であることを示した。また自励振動の発生に影響を与えるパラメータを発見すること、そのための基礎理論としての自励振動発生メカニズムを解明することが本論文の新規性かつ困難性であることを示した。

第2章においては本研究で構築した実験系について、実験機の材質や寸法を記述するとともに、各種計測器についてもその概観と実験系での役割を示した。また、振動波形の計測法についても言及し、本研究で自励振動を計測する実験手法を確立した。

第3章では第2章で作成した実験機をモデルにして、自励振動のメカニズムを明らかにする際の補助的ツールとなるシミュレータの構築を行った。具体的には、本研究で扱う弾性流体潤滑問題において振動体形状から圧力を決定する方程式と圧力分布から振動体形状を決定する方程式を有限差分法により交互に解く方法を提案し、それぞれのアルゴリズムについて理論式を追いながら解説した。

第4章では、第3章で構築したシミュレータが表現する流路内圧力分布を実験機の状態に近づけるために、流路幅方向の圧力分布関数を単純形状に仮定し、2次元レイノルズ方程式の幅方向積分を満たすように流路長手方向の圧力分布を計算する有限幅近似を新しく提案した。系を単純なモデルに近似し、幅方向圧力分布が振動体の変位に与える影響に限定して解析を行うことで、有限幅近似による流路内圧力分布は無限幅近似・無限小幅近似の中間的な性質を持つことを理論的に示した。

第5章では、第4章で提案した有限幅近似を第3章で作成したシミュレータに組み込み、幅方向圧力分布関数を下駄関数に近似することで流体の横漏れ度合いを調節可能にした。また、幅方向圧力分布関数について圧力パワーを意味する k , l 値、流体の横漏れ度合いを意味する m 値を定義し、自励振動発生の指標として解析に役立てた。シミュレーション結果から、自励振動の発生には流体の横漏れを抑えることと張力を小さくすることが有効であることを示し、流体の速度と進行波の速度の関係に着目した自励振動の発生メカニズムを解明した。

第6章では、自励振動の性質を明らかにし、第5章におけるシミュレーション結果と自励振動発生メカニズムを裏付けるための実験を行った。まずはストロボを用いて自励振動を可視化することにより、振動体が幅方向に変形せず、進行波が支配的に発生していることを確認した。この結果はシミュレータ構築理論に活かされている。次に流体の横漏れと張力をパラメータとした実験を行い、シミュレーション結果との整合性を確認した。また張力は自励振動の発生に大きく影響し、自励振動発生後の進行波の性質にはほとんど影響を与えない事実を発見し、第5章で解明したメカニズムでその理由を定性的に説明した。

次に第5章での k , l , m 値についての考察を踏まえた実験機の改良を行い、自励振動効率および発生限界圧力の改善に成功した。発電量の概算を行ったところ、電力変換効率100%のときに約50mW発電することが計算された。また流路を高くしたときに幅広い入力圧力で波長を一定に保たれ、電極間隔を一定にし電力変換効率を上げる可能性を見出した。

最後に本論文の結論を述べる。

本論文では微小な領域での流体を用いた「EHL 自励振動を用いる平面型発電機」を提案し、実験機の自励振動を表現したシミュレータを構築した。その結果から自励振動の発生に影響を与えるパラメータを発見すると共にその発生メカニズムを解明し、発電機において自励振動の発生を容易にするための設計指針を示した。

以下に本論文で明らかにした「EHL 自励振動を用いる平面型発電機」の具体的成果を示す。

- ・ 流体の横漏れ度合いをパラメータとすることで自励振動の発生を制御可能なシミュレータを構築した。本シミュレータにより実際の実験機をより精密に再現し、自励振動の発生に影響を与える新たなパラメータを発見することが期待される。
- ・ 自励振動の発生に影響を与えるパラメータを発見し、発電機の自励振動部を支配する基礎理論としての自励振動発生メカニズムを確立した。このメカニズムをもとに発電機において自励振動を容易に発生させる流体流入口の設計指針を示した。
- ・ 振動数のオーダは数百～千数百 Hz であり、計算上では数十 mW の発電量を得ることが可能である。また、波長が入力条件に依存せず一定値を保ち、電極間隔と波長を合わせることで効率的な発電を行える可能性を見出した。

7.2 展望

7.2.1 発電機の実現に向けた課題

本論文で扱ったのは発電機の実現に向けた要素課題の中でも「流体から機械的振動へのエネルギー変換」についてである。本研究で得られた結論をもとに自励振動を発生させ易い流路形状・張力条件を追求することでエネルギー変換効率の高い振動機構を実現することができる。発電機の実現に向けた次なる要素課題として「機械的振動から電力へのエネルギー変換」を行う機構の実装および発電効率の最適化に関する理論構築が必要である。Table.7-1には第1章で述べた、発電機の実現に向けた課題をまとめる。

Table.7-1 発電機の実現に向けた課題

要素課題	解決方法
波長の一定化	流体流入部の考察
電荷吸収効率の最適化	電極間隔と波長の一致
振動体への電荷供給	エレクトレットの装着
エレクトレットへの電荷供給	充電部からの電荷移動方法の考案
整流用ダイオードの選定	ショットキーバリアダイオードの利用

なお、波長の一定化については6.4.2節で得られた実験結果より、流体流入部を振動体両端から回り込む形に変更し、流路高さを一定よりも高くすることで入力圧力に関わらず波長をほぼ一定に保てる可能性を見出している。しかし理論的な根拠がないため、以上の実験機の変更をシミュレータに反映させ、実験との整合性を取る必要がある。流体流入部の変更をシミュレータに反映させるには、下駄関数においてFig.6-19の圧力分布形状を代入すればよい。今後さらなる研究がなされ、波長を一定に保ち得る自励振動機構の設計指針が解明されることを期待する。

また本研究で取り扱った微小領域における薄板による自励振動理論は静電型発電機以外の様々なアプリケーションへの応用が期待される。例えば磁気テープ・印刷機・包装製造機における自励振動を抑制し品質を改善するニーズが実際にある。

7.2.2 振動膜への拡張

本研究で扱った実験機は、自励振動の特徴の把握および解析を単純化するために、長手方向の長さに比べて幅方向の長さを短く設定してある。発電機構の実装が実現した後幅方向にも長さを持たせ、2次元振動膜による振動問題に拡張する。幅方向への流体の横漏れが生じてしまう1次元の振動体に比べ、表面積が広く膜中央領域で流体の横漏れが生じない2次元振動膜を用いれば、今までより少ない入力圧力で自励振動を発生させることが原理的には可能である。

そこで必要になるのが2次元振動膜における自励振動効率の追求である。その解析には本研究で行った1次元解析が活かされると考える。すなわち2次元において流路内圧力分布および振動体の変形を解析する必要がある。振動膜と流路に挟まれた空間における流体の流れを支配する2次元レイノルズ方程式において、振動膜の表面積が十分大きければ、その領域における圧力が一定であるという無限幅近似を施すことができる。しかしここからの理論構築は容易ではないため、本研究の将来的な課題として今後なされることを期待する。

謝辞

本論文は東京大学大学院新領域創成科学研究科人間環境学専攻保坂研究室において、筆者が行った標題研究の成果をまとめたものであります。本稿を終えるにあたり、素晴らしい研究テーマを与えて下さり、終始熱心な御指導・御教示を戴いた保坂寛教授に深く感謝の意を表します。また、本研究を進めるにあたり、多くの有益な御助言を戴いた佐々木健教授、森田剛教授に厚く御礼申し上げます。

また廣田輝直講師からは、本研究を進めるにあたり多くの貴重なご指導を頂き、私の担当から離れた後まで大変親切に面倒を見て下さり、深く感謝致します。

最初の1年間、本研究に関して懇切丁寧なご指導を戴いた近藤智章先輩からは、研究という範疇を超えて多くのことを学ばせて頂きました。深く感謝しております。

そしてこの1年間、本研究を共同して行い、頼もしい後輩として私を影から支えてくれ、試行錯誤の時間を共にした吉川寛氏に感謝の意を表します。

同じ発電グループとして、互いに良い刺激を及ぼしあい、研究生活に忘れられない味を加えて下さった後藤裕治氏、石井智裕氏に感謝の意を表します。

日々の研究生活を送る上で大変お世話になった山川博司技官、鈴木恵美子秘書に改めて深く感謝を申し上げます。

研究活動および学生生活において、お互いに支え合い、楽しい時間を共有した本研究室の皆様に深く感謝致します。

最後に、私の学生生活を根本から支えて下さった両親、そして9ヵ月後の妻に深く感謝の意を表し、本稿を終えることと致します。

参考文献

- [1]長尾 昭一 他：ウォッチ用自動発電機構の開発，日本時計学会誌，1987
- [2]猿渡 朋澄 他：発電機付腕時計，日本時計学会誌，1987
- [3]長尾 昭一：ウォッチ用自動発電機構の改良，日本時計学会誌，1993
- [4]北原 丈二：小型 AGS（自動巻発電ウォッチ）の開発，日本時計学会誌，
No. 157, 1996
- [5]北原 丈二：薄型 AGS（自動巻発電ウォッチ）の開発，日本時計学会誌，No. 158, 1996
- [6]Thad Starner：Wearable Computing, NIKKEI COMPUTER, 1997. 5. 12
- [7]荒川 康弘 他：エレクトレット高分子膜を用いたマイクロ振動型発電機，日本機械学会，第 9 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集，2004
- [8]山田 直平 他：大学講座 電気磁気学 第 2 次改訂版，電気学会，1997
- [9]金坂 俊哉 他：熱発電ウォッチの開発，日本機械学会 1999 年度年次大会講演論文集 (V)，131，日本機械学会，1999
- [10]一ノ瀬 昇 他：圧電セラミックス新技術，オーム社，1991
- [11]http://e-device.nissin.co.jp/pdf/atudenbaimoruf_hatuden.pdf
圧電バイモルフ素子の発電
- [12]山本 佳男 他：超磁歪材料における逆時歪効果の応用に関する研究-発電装置プロトタイプの開発-，第 8 回電磁力関連のダイナミクスシンポジウム講演論文集，
No. 96-252, 1996
- [13]江田 弘 他：超磁歪発電機の創作-逆磁歪効果の適応-，精密工学会誌，vol. 63 No. 5，
1997
- [14]内田・長尾，MIT 超小型ガスタービンの調査，日本ガスタービン学会誌，Vol. 30 No. 4
2002. 7 pp. 302-307
- [15]The University of Birmingham, Micro-Engineering and Nano-Technology: Micro
Reciprocating Engine, <http://www.micro-nano.bham.ac.uk/micro.htm>
- [16]鶴見 行功：アモルファスフッ素樹脂を用いたマイクロ・エレクトレット発電機の
開発
- [17]ENERGY SCAVENGING FOR WIRELESS SENSOR NETWORKS
- [18]稲田，弾性構造物のすきま流励起振動に関する研究，機論，66-645，C (2000)，
pp. 1475-1482
- [19]金子・呉，離散はり要素を用いたすきま流れによって発生するシートのフラッタ解
析，機論，68-675，C (2002)，pp. 3314-3321
- [20]岡島・松本・木村，振動体中に置かれた種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ特性，
機論，65-635，B (1999)，pp. 2243-2250
- [21]岡島・大津山・永森・中野・木綿，円柱および矩形柱の流れ方向流力振動特性，機
論，65-635，B (1999)，pp. 2196-2203

- [22]岡島 厚, ブラフホディーの流力振動, 機論, 65-635, B (1999), pp2190-2195
- [23]李・金子・葉山, 機論, 環状すきま流励起振動に関する研究, 65-635, B (1999), pp. 2251-2262
- [24]藤田 勝久・伊藤 智博, 軸方向すきま流を受ける弾性棒の流体励起振動, 機論, 66-643, C (2000), pp715-723
- [25]新井・深野・倉知・田島, 軸対称物体のすきま流れ振動, 機論, 65-639, C (1999), pp. 4260-4268
- [26]長倉 博・金子 成彦, 1次元平行すきま流路内に置かれた片持弾性はりの安定性, 機論, 58-546, C (1992), pp352-359
- [27]山口 信行・横田 和彦・辻本 良信, 柔軟で薄いシート的高速気流中における挙動に関する研究, 機論, 65-632, B (1999), pp1224-1239
- [28]渡部・末岡・国丸・鈴木, 紙のフラッタに関する基礎研究, 三菱重工技報, Vol. 28, No. 4 (1991-7)
- [29]中島・内海・小野, 空気中の紙の運動の数値シミュレーション, No99-1, 日本機械学会 1999 年度年次大会講演論文集 (I), pp443-444
- [30]動力炉・核燃料開発事業団大洗工学センター, 「もんじゅ」ナトリウム漏洩事故原因究明-流体力による温度計の振動について, (1997-1)
- [31]佐藤秀樹, 岡部佐規一, 岩田幸雄: 機械振動学 工業調査会 1993
- [32]藤井孝蔵: 流体力学の数値計算法 東京大学出版会 1994
- [33]近藤智章: 自励振動型マイクロ風力発電の研究, 東京大学修士論文, 2006, pp64
- [34]保坂寛: 気体潤滑されたフレキシブル記憶媒体の動的変形解析に関する研究, 東京大学博士論文, 1990, p. 100
- [35]事例に学ぶ流体関連振動 日本機会学会 技報堂出版
- [36]杉山他, 日本機会学会論文集, C編, 54 巻, 498 号, (1988)pp. 353-356

Appendix1

整流用ダイオードの選定

本研究で対象とする発電機において整流に用いるダイオードの選定も重要な問題となる。一般的な整流用ダイオードは 50~60Hz といった比較的低い周波数にしか対応しておらず、本発電機のように 1kHz を超える高い周波数には対応していない。また PN 接合部が富士山のような形状を持ち逆耐圧を大きく設定しやすい反面、PN 接合面が露出する構造のため逆電流が大きくなる傾向も持ち合わせており、本発電機のような数 mA オーダの微小電流には適していないと考えられる。

そこで本発電機には小信号用ショットキーバリア型のダイオードを採用する。この種のダイオードは PN 拡散接合系に比べ少数キャリアの蓄積効果がなく逆回復時間が著しく小さいため、高周波における整流効率が非常に良く、また順方向電圧も低く電力損失が少ないため高周波整流用途に使用される。Fig.A1-1 は東芝セミコンダクター社で開発されている低順方向電圧ショットキーバリアダイオードである。パッケージサイズは 1.6mm×0.8mm×0.6mm と小型なため、実装スペースが低減でき、同じく系全体の小型化を目指す本発電機に対して有利である。

Fig.A1-2, A1-3 にそれぞれ整流用ダイオード、ショットキーバリアダイオードの順電圧・順電流特性曲線を示す。10mW オーダの発電を目指す本研究としては、順方向電圧がコンスタントに 0.8V を超えることは考えにくく、整流用ダイオードでは一部整流できない可能性を十分に秘めている。一方、低順方向電圧 0.07~0.44V を実現したショットキーバリアダイオードは室内温度において最低消費電力が 0.7 μ W と低く、同じくエネルギー密度の低い本発電機に対して有利であると言える。

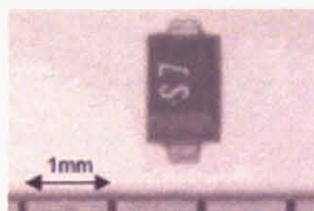


Fig.A1-1 ショットキーバリアダイオード

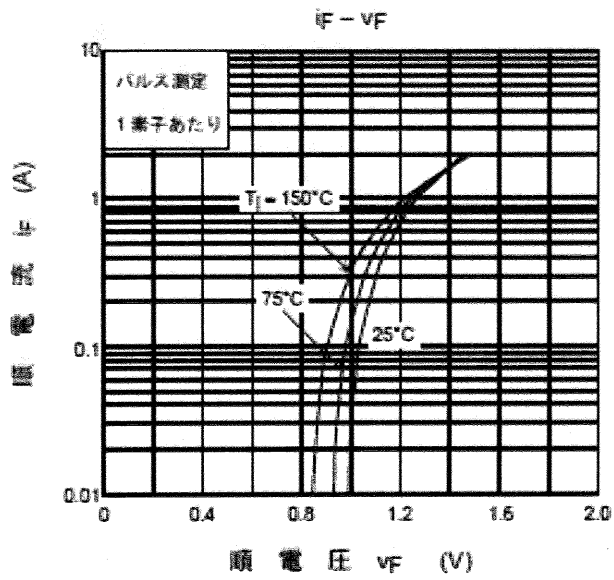


Fig.A1-2 整流用ダイオードの V-I 特性

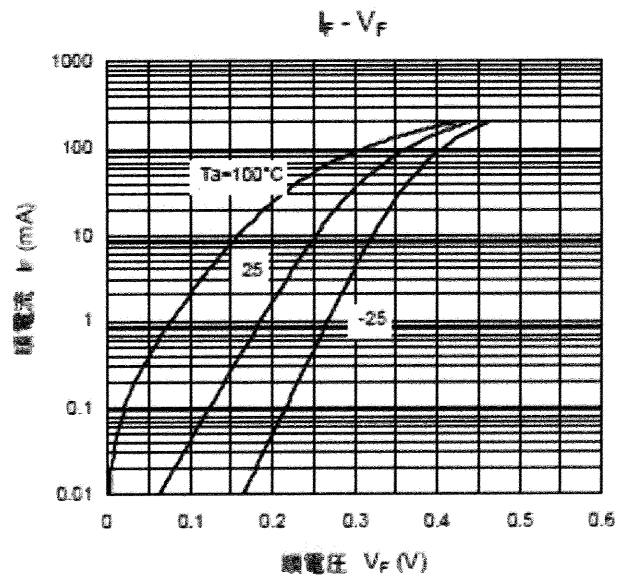


Fig.A1-3 ショットキーバリアダイオードの V-I 特性

Appendix2

自励振動の流動様式による分類

自励振動を流動様式によって大きく分けると、直交流、内部平行流、外部平行流、環状・すきま流により励起される振動として分類される。

直交流による自励振動はさらに渦励振とフラッタに分類される。渦励振とはカルマン渦の周期的離脱による振動を指す。カルマン渦とは、ある流体中に物体が存在する時に物体の後流に対になって流れている渦のことである。カルマン渦の渦対の発生は、物体によって固有の周期をとる。また、渦対の発生する振動数 f_s は流速に比例する形で物体の代表長さ D を用いて以下のように表される^[35]。

$$f_s = S_t \frac{v}{D} \quad (\text{A2-1})$$

比例定数 S_t はストローハル数と呼ばれる。流れの中の物体から一つの渦が発生した時、その反力が流れに対して直角方向に物体に作用する。従って、対になっている渦が続いて流れ出ると、式(A2-1)で表される振動数で渦反力が上下に交互に作用する。振動する物体が流れの中に置かれると、振動の固有振動数と渦発生の固有振動数が一致して共振する。この現象を渦励振という。

フラッタはギャロッピング、ねじれフラッタ、曲げねじれフラッタに分類される。ギャロッピングとは流体の流れと直角方向に大きな振動が発生する発散振動のことである。物体に対して流体が直角に吹き付けると物体は流体の進行方向に対して垂直方向に振動する。物体が上方に揺れているとき、流体は相対的に斜め上方から吹き付けてくることになり、このとき物体には運動と同じ方向成分に揚力が発生し、その運動を助長させることになる。物体が下方に揺れているときにも同様の現象が起こり、物体が上下に振動することで、それ自身の振動をより助長させる力が作用し、次第に振幅が大きくなる。この流れによる発振的な振動をギャロッピングという。ギャロッピングが完全剥離型の物体で生じるのに対して、ねじれフラッタは再付着型の物体で生じる。ねじれ振動が起こると振動に応じ、剥離バブルが大きくなったり砕けたりする。再付着後の流れの振動に対する遅れがねじれフラッタの原因となる。曲げねじれフラッタは元々飛行機の翼のねじれ振動事故が原因で検討が始まった現象である。曲げねじれフラッタとは、振動の発生に曲げが連成することが必須であることで、曲げ振動を拘束すると曲げねじれ

フラッタは発生しない。ねじれフラッタに対し、より偏平な物体で、高い風速で発生することが多い。

内部平行流（管内流）による自励振動の先行研究として直管・曲がり管、ベローズ、弾性平板シェルに着目した問題が挙げられる。流体輸送管の安定性や振動の研究は、もともと1950年頃から石油輸送用パイプ・ラインの振動特性に関する研究として始められ、流体輸送管に付加質量や付加減衰、付加バネを取り付けた場合の安定性を調べた研究が国内でも杉山¹³⁶⁾らによって報告されている。直管・曲がり管の場合、ある流速以上の流体が流れると管内にフラッタ・ダイバージェンスが発生する。ベローズの場合、機械的性質により外力・内力に対して変位が大きくなりやすくなることが振動発生の原因になる。管の厚さが薄く、長さが短い場合には、管の周方向に波打つようなシェルモードでフラッタが発生することも報告されている。

環状・すきま流による自励振動は原子炉燃料チャネルにおける振動トラブル問題や紙搬送におけるシートとガイド間のすきまで発生するフラッタの問題で扱われている。

次に、自励振動を流れのメカニズムによって分類したものが FigA2-1 である。

渦励振においては、周波数は流速に比例して大きくなる。一方で流力弾性不安定振動においては、直交流の場合には振動体の運動に伴って後流渦が変化し、それに伴い励振力として渦列により誘起される付加流体力が発生し、その力が物体振動系にフィードバックされて物体の振動が持続する。すきま流の場合には、流体の慣性力に起因する位相遅れが振動発生の主要因であり、流路形状を末広にすると振動が不安定化、先細にすると振動が安定化する。流力弾性不安定振動においては、振動数は振動体の固有振動数に近い値となること知られている。

以上が自励振動の分類であり、その先行研究を分類したのが TableA2-1 である。

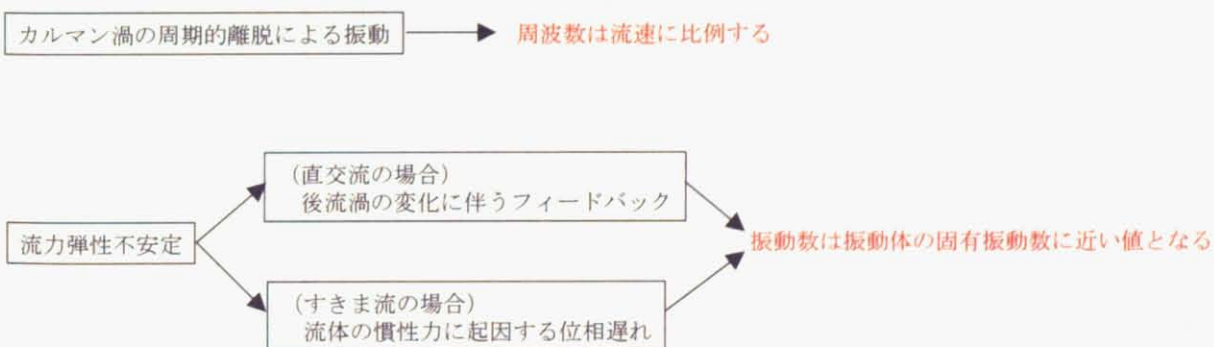


Fig.A2-1 流れのメカニズムによる分類

TableA2-1 自励振動に関する先行研究の分類

	著者・年	流体	振動体	解析手法
すきま流れ	長倉・1992	<ul style="list-style-type: none"> ・慣性力考慮 ・粘性を流路摩擦係数として考慮 ・圧力損失係数 	<ul style="list-style-type: none"> ・弾性梁の運動方程式 ・流体摩擦力は無視 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・境界条件：片端支持 ・振動体：梁 ・幅方向の近似：無限幅近似 ・時間項の扱い：ラプラス変換 ・非圧縮
	李・1999	<ul style="list-style-type: none"> ・慣性力考慮 ・粘性を流路摩擦係数として考慮 ・圧力損失係数 	<ul style="list-style-type: none"> ・剛体 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・支持条件：バネマス系 ・幅方向の近似：環状すきま流れ ・時間項の扱い：調和振動近似 ・非圧縮
	荒井・1999	<ul style="list-style-type: none"> ・慣性力考慮 ・粘性を流路摩擦係数として考慮 ・圧力損失係数 	<ul style="list-style-type: none"> ・剛体 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・支持条件：バネマス系 ・幅方向の近似：環状すきま流れ ・時間項の扱い：調和振動近似 ・数値解析手法：ガラーキョン法 ・非圧縮
	稲田・2000	<ul style="list-style-type: none"> ・慣性力考慮 ・粘性を流路摩擦係数として考慮 ・圧力損失係数 	<ul style="list-style-type: none"> ・弾性梁の運動方程式 ・流体摩擦力は無視 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・境界条件：両端支持 ・振動体：梁 ・幅方向の近似：無限幅近似 ・時間項の扱い：ラプラス変換 ・数値解析手法：ルンゲクッタ法 ・非圧縮
	藤田・2000	<ul style="list-style-type: none"> ・付加減衰 ・付加質量 	<ul style="list-style-type: none"> ・有限要素法 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・境界条件：両端固定 ・振動体：梁 ・幅方向の近似：環状すきま流れ ・数値解析手法：流体連成振動解析 ・非圧縮 ・非粘性
	金子・2002	<ul style="list-style-type: none"> ・慣性力考慮 ・粘性を流路摩擦係数として考慮 ・圧力損失係数 	<ul style="list-style-type: none"> ・離散化梁モデル ・流体摩擦力考慮 	<ul style="list-style-type: none"> ・変位の近似：微小 ・境界条件：片端支持・両端支持 ・振動体：シート・梁 ・幅方向の近似：無限幅近似 ・非圧縮 ・粘性
外部平行流	渡部・1991	<ul style="list-style-type: none"> ・フラッタ限界流速 ・振動数の調査 	<ul style="list-style-type: none"> ・撮影方法：VTR ・多重露光写真 	<ul style="list-style-type: none"> ・境界条件：片端支持 ・振動体：シート ・水素気泡法 ・スモークワイヤによる可視化
	山口・1999	<ul style="list-style-type: none"> ・ポテンシャル流れ 	<ul style="list-style-type: none"> ・離散化梁モデル 	<ul style="list-style-type: none"> ・境界条件：片端支持 ・振動体：シート ・幅方向の近似：無限幅近似 ・数値解析手法：ルンゲクッタ法
	中島・1999	<ul style="list-style-type: none"> ・ポテンシャル流れ 	<ul style="list-style-type: none"> ・離散化梁モデル 	<ul style="list-style-type: none"> ・境界条件：片端支持 ・振動体：シート ・幅方向の近似：無限幅近似 ・時間項の扱い：調和振動解析

Appendix3

ラプラス方程式の解析解

ここでは 2 次元シミュレータの項で仮定した剛体板静止モデルにおいて流路内圧力分布を解析的に求める方法について説明する. すなわち流路高さを一定とおき, 流路幅方向境界圧力が大気圧に等しい状態を考える. 長手方向・幅方向に関する 2 次元レイノルズ方程式は以下の通り.

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial y} \right) \quad (\text{A3-1})$$

ここで振動体の剛性が無限大かつ振動体が静止状態にあるため, 以下の等式が成立する.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (\text{A3-2})$$

$$\frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (\text{A3-3})$$

式(A3-2),(A3-3)を式(A1-1)へ代入し整理すると式(A1-4)が得られる.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial y} \right) = 0 \quad (\text{A3-4})$$

ここで計算を簡単にするために流体が非圧縮であると仮定し整理することで以下のラプラス方程式が得られる.

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 \quad \left(0 \leq x \leq L, -\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2} \right) \quad (\text{A3-5})$$

ラプラス方程式には時間的変化がなく, 空間的変化だけを考慮の対象としているので, 初期条件はなく, 境界条件だけが与えられるため境界値問題と呼ばれている. 本モデルでは境界における関数値が指定されているため, 特にディリクレ問題と呼ぶことができる. 本実験機の流路内の状態を反映した境界条件は以下の通り.

$$P\left(x, \frac{b}{2}\right) = P\left(x, -\frac{b}{2}\right) = P_0 \quad (\text{A3-6})$$

$$P(0, y) = \varphi(y) + P_0 \quad (\text{A3-7})$$

$$P(L, y) = P_0 \quad (\text{A3-8})$$

ここで式(A3-5)を解き易くするために以下のように変数分離する.

$$P(x, y) = f(x)g(y) + P_0 \quad (\text{A3-9})$$

式(A3-9)を式(A3-5)に代入し整理すると以下のようになる.

$$-\frac{1}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{1}{g} \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = \lambda \quad (\lambda \text{ は定数}) \quad (\text{A3-10})$$

$$\therefore \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \lambda f = 0 \quad (\text{A3-11})$$

$$\therefore \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} - \lambda g = 0 \quad (\text{A3-12})$$

まずは式(A3-12)から解くこととする.

(I) $\lambda > 0$ のとき

$$g(y) = Ce^{\sqrt{\lambda}y} + De^{-\sqrt{\lambda}y} \quad (\text{A3-13})$$

境界条件(A1-6)により一般解を求めようとするとき $C = D = 0$ となりこの解が不適当であることが導かれる.

(II) $\lambda = 0$ のとき

$$g(y) = Cy + D \quad (\text{A3-14})$$

こちらも同様に境界条件より $C = D = 0$ となり不適当である.

(iii) $\lambda < 0$ のとき

$$g(y) = C \cos \sqrt{-\lambda}y + D \sin \sqrt{-\lambda}y \quad (\text{A3-15})$$

境界条件より $C \cos\left(\frac{b}{2}\sqrt{-\lambda}\right) = 0$ かつ $D \sin\left(\frac{b}{2}\sqrt{-\lambda}\right) = 0$ であるが、これらを同時に満たす λ は存在しない. 従ってここでは $C = 0$ とおくこととし、 $D \sin\left(\frac{b}{2}\sqrt{-\lambda}\right) = 0$ を得る. これより,

$$\lambda = \lambda_n = -\left(\frac{2n\pi}{b}\right)^2 \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (\text{A3-16})$$

$$\therefore g(y) = D \sin\left(\frac{2n\pi}{b}y\right) \quad (\text{A3-17})$$

次に(A3-11)を解く. 一般解は

$$f(x) = Ee^{\sqrt{-\lambda}x} + Fe^{-\sqrt{-\lambda}x} \quad (\text{A3-18})$$

となり, さらに(A3-16)より

$$f(x) = Ee^{\frac{2n\pi}{b}x} + Fe^{-\frac{2n\pi}{b}x} \quad (\text{A3-19})$$

ここで境界条件(A3-8)より,

$$P(L, y) = \left(Ee^{\frac{2n\pi}{b}L} + Fe^{-\frac{2n\pi}{b}L} \right) g(y) + P_0 = P_0 \quad (\text{A3-20})$$

$$\therefore F = -Ee^{\frac{4n\pi L}{b}} \quad (\text{A3-21})$$

$$\therefore f(x) = E \left(e^{\frac{2n\pi}{b}x} - e^{\frac{4n\pi L}{b}} e^{-\frac{2n\pi}{b}x} \right) = -2Ee^{\frac{2n\pi L}{b}} \times \frac{e^{\frac{2n\pi(L-x)}{b}} - e^{-\frac{2n\pi(L-x)}{b}}}{2} \quad (\text{A3-22})$$

$$\therefore f(x) = E_0 \sinh \frac{2n\pi(L-x)}{b} \quad \left(E_0 = -2Ee^{\frac{2n\pi L}{b}} \right) \quad (\text{A3-23})$$

以上より, $\lambda_n = -\left(\frac{2n\pi}{b}\right)^2$ に対する解 $P_n(x, y)$ は次の数式で表される.

$$P_n(x, y) = A_n \sinh \frac{2n\pi(L-x)}{b} \sin \frac{2n\pi}{b} y \quad (A_n : \text{任意定数}) \quad (\text{A3-24})$$

よって, 重ね合わせの原理により求める解 $P(x, y)$ は

$$P(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sinh \frac{2n\pi(L-x)}{b} \sin \frac{2n\pi}{b} y \quad (\text{A3-25})$$

ここで, 任意定数 A_n は境界条件(A3-7)により次のように決定される.

$$P(0, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sinh \frac{2n\pi L}{b} \sin \frac{2n\pi}{b} y + P_0 = \varphi(y) + P_0 \quad (\text{A3-26})$$

$$\therefore \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sinh \frac{2n\pi L}{b} \sin \frac{2n\pi}{b} y = \varphi(y) \quad (\text{A3-27})$$

左辺は右辺 $\varphi(y)$ のフーリエ正弦展開になっていればよい. フーリエ係数 $A_n \sinh \frac{2n\pi L}{b}$ につ

いて,

$$A_n \sinh \frac{2n\pi L}{b} = \frac{4}{b} \int_0^{\frac{b}{2}} \varphi(y) \sin \frac{2n\pi}{b} y dy \quad (\text{A3-28})$$

$$A_n = \frac{4}{b \sinh \frac{2n\pi L}{b}} \int_0^{\frac{b}{2}} \varphi(y) \sin \frac{2n\pi}{b} y dy \quad (\text{A3-29})$$

(A3-29)を(A3-25)に代入すると以下の解析解が得られる。

$$P(x, y) = \frac{4}{b} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \int_0^{\frac{b}{2}} \varphi(y) \sin \frac{2n\pi}{b} y dy \right\} \frac{\sinh \frac{2n\pi(L-x)}{b}}{\sinh \frac{2n\pi L}{b}} \sin \frac{2n\pi}{b} y \quad (\text{A3-30})$$

続いて関数 $\varphi(y)$ の決定が問題になる。実験機の流体流入部には横もれの要因がないため、流入流体は流路幅方向に一定圧力で流入してくると考える。すなわち

$$\varphi(y) = P_m \quad (\text{A3-31})$$

とおく。得られた $P(x, y)$ を MATLAB でグラフィック表示したものは以下の通りである。級数において n の値を大きくするほど曲線が滑らかになり、第5章 Fig.4-6 と非常に類似した形状となる。また本モデルにおける流路内圧力分布はフーリエ級数和により表現されることも分かった。

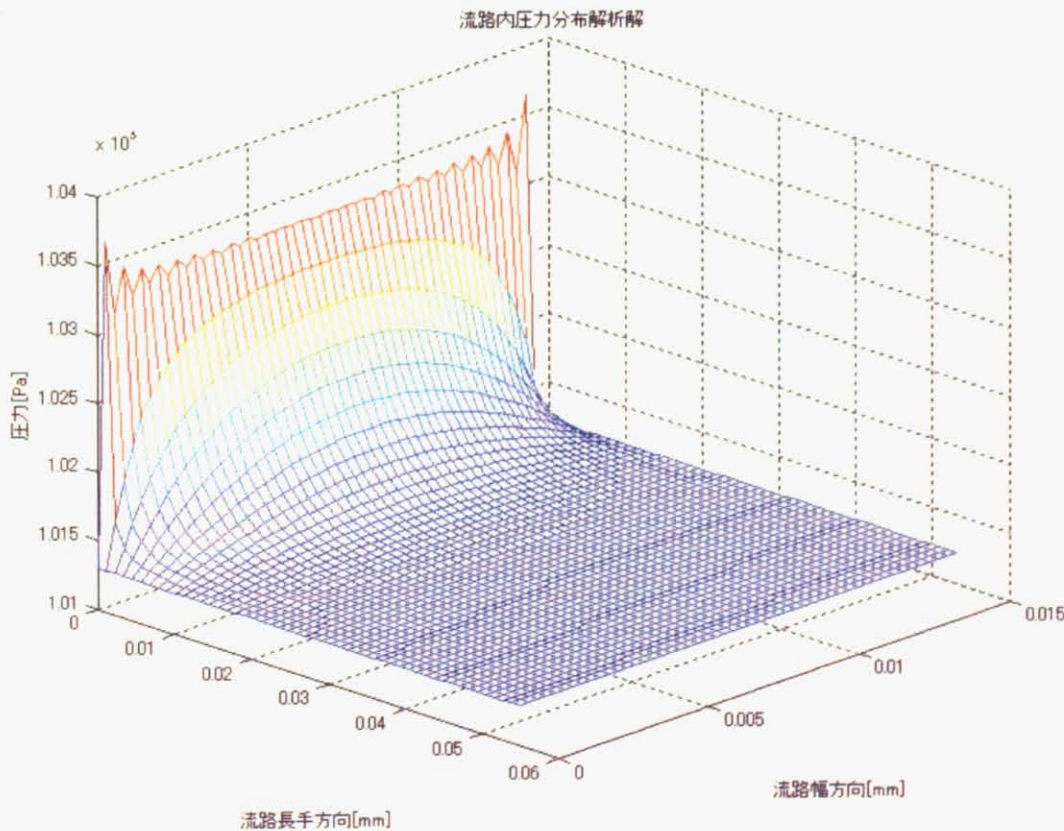


Fig.A3-1 流路内圧力分布の解析解