対称分岐管内振動流における軸方向拡散の評価*

西田 正浩^{*1}, 吉村 康輔^{*2}, 谷 下一夫^{*3}Evaluation of Axial Gas Transport in an Oscillatory Flow
through a Symmetrical Bifurcating Tube

Masahiro NISHIDA, Kousuke YOSHIMURA and Kazuo TANISHITA

Axial gas transport has been investigated experimentally in an oscillatory flow through a single symmetrical bifurcating tube with lung-like geometry. The dispersion coefficients were determined by measuring the solute gas which was pulse-injected at the divider section, and the propriety of the method of measurement was evaluated considering the flow states which were measured using a laser Doppler velocimeter. As a result, the axial dispersion coefficient in a bifurcating tube slightly increased compared with the laminar solution in a straight tube.

Key Words: Pipe Flow, Oscillatory Flow, Mass Transfer, Taylor Dispersion, Bifurcation, Biological Engineering

1. 緒 言

高頻度振動換気(HFO: High Frequency Oscillation)は, 解剖学的死腔容積より小さい換気量で, 高い換気数の振動流を気管に与えることにより換気する人工呼吸法である。この呼吸法におけるガス輸送の促進効果は, 流体力学の立場から関心を集めているが, そのメカニズムに関しては不明な部分が多い。

肺内の気道は分岐管の集合であるが, 分岐管内の流れや物質輸送に関して, 定常流の場合はすでにさまざまな観点から研究が行われている^{(1)~(3)}。振動流の流れ状態に関する研究は Haselton-Scherer⁽⁴⁾の拡散粒子の可視化が初めてであり, 振動流にみられる流れの非対称性の問題を提起した。その後, Jan ら⁽⁵⁾は可視化により, 無次元ストローク長さ, ウォマスリ数, ディーン数により流れパターンを分類した。また, Rieu ら⁽⁶⁾は超音波流速計による流速測定により二次流れの詳細を示した。

振動流中の軸方向のガス輸送に関しては理論的およ

び実験的に研究されている。直円管内振動流において, 管軸方向の物質輸送は Taylor 拡散により促進され, 軸方向有効拡散係数はペクレ数とウォマスリ数に支配されることが, 理論的⁽⁷⁾にも実験的⁽⁸⁾にも示されている。分岐管内振動流においては, Tarbell ら⁽⁹⁾, Kamm ら⁽¹⁰⁾, Paloski ら⁽¹¹⁾がさまざまな測定法によって系全体の有効拡散係数に関する実験式を求めているが, そのほとんどが4~5世代の多分岐モデルを対象としており, 分岐管内振動流を特徴付ける個々の分岐部における流れの非対称性や曲がりの影響に関する詳細な知見が得られていない。分岐管内流れにみられる曲率の影響を曲がり管内振動流としてモデル化して, ガス拡散係数との関連性を検討しているが⁽¹²⁾, 分岐管における軸方向拡散を直接とらえている研究はみられない。

そこで本研究では, 気道を模擬した対称単分岐管モデルにおいて, 振動流の軸方向速度分布をレーザドップラー流速計を用いて測定し, 分岐管内振動流にみられる呼気吸気相での流速の非対称性や分岐部の曲がりによる流速分布の偏りを計測した。また, ガス輸送の指標を得るために, パルス注入したガスを一定距離離れた位置において測定した濃度変化から決定する軸方向有効拡散係数の評価法(以下, パルス注入法⁽¹³⁾)によ

* 原稿受付 平成5年8月30日。

*¹ 正員, 慶應義塾大学大学院 (〒223 横浜市港北区日吉 3-14-1)。*² 東レ(株) (〒103 東京都中央区日本橋室町 2-2-1)。*³ 正員, 慶應義塾大学理工学部。

り評価した。この手法は本来十分発達した流れ場において成立するものであり、分岐管のような一様でない流れ場において適用する際に問題が生じる。しかしながら、パルス注入法は、極めて簡便な方法で、発達した流れ場においては軸方向有効拡散係数を求める妥当な方法である。そこで本報では、この手法を適用し有効拡散係数を求め、流動条件を考察しながら、その値の妥当性の評価および検討をすることを目的とする。その範囲において分岐管内振動流における拡散現象を論じる。

2. おもな記号

- a : 管内半径
- c : 管断面平均濃度
- f : 振動数
- t : 時間
- w : 軸方向流速
- z : 軸方向距離
- A : 管断面積
- D_{eff} : 有効拡散係数
- De : ディーン数 $= Re\sqrt{a/R}$
- M : 炭酸ガス質量
- R : 曲率半径
- Re : レイノルズ数 $= 2\bar{W}a/\nu$
- T_m : 最大濃度到達時間
- V : ストローク体積
- $\bar{W}$: 断面平均軸方向流速の振幅
- Z : 測定位置
- α : ウォマスリ数 $= a\sqrt{\omega/\nu}$
- σ : シュミット数 $= \nu/\chi$
- χ : 分子拡散係数
- ν : 動粘性係数

図 1 実験装置概要 [軸方向位置(cm)は, $Z_a = -55$, $Z_b = -30$, $Z_c = -15$, $Z_d = 0$, $Z_e = 9.3$, $Z_f = 19.3$, $Z_g = 34.3$, $Z_h = 59.3$]

$$\omega: \text{角周波数} = 2\pi f$$

添 字

0: 母管(第0世代)

1: 娘管(第1世代)

N : 第 N 世代

3. 実験装置

本研究で用いた実験装置を図1に示す。分岐管流れ内に振動流を発生させ、有効拡散係数の評価のために分岐部から瞬時注入した炭酸ガスを一定距離離れた位置においてその濃度変化を測定し、さらに流れの状態の解明のため分岐部付近における軸方向流速をレーザドップラー流速計(LDV)により連続的に測定した。

3.1 流路系 分岐管流路は厚板に断面が半円の溝を切削し、それぞれを2枚合せる合板式とした。材質は流速測定時にはアクリル、有効拡散係数測定時には真ちゅうとした。分岐部の形状を図2に示す。形状はPedley⁽¹⁴⁾の報告に基づくものであり、(1)分岐角が70°, (2)母管と娘管の直径比が4/3, (3)曲がり部での娘管の外壁の曲率半径が母管直径の4倍とした。なお分岐部において内径12 mmの円断面2個と内径16 mmの円断面1個が接続するために、加工上、不連続な部分が存在するため、これらの断面同士が連続的に接続するように切削および研磨を施した。内径16 mmの母管から内径80 mmのシリンダへはペルマウスを介して接続した。母管と娘管の全長はそれぞれ約1 mで、十分発達した流れの領域を得るのに必要な助走区間をとった。拍動発生機は、ブラシレスDCサーボモータ(東栄電気社製VLBS-A 11040)の回転運動をクランク機構を用いてピストンの往復直線運動に変

図 2 分岐部の形状

換する。振動位相を決定するために、振動の下死点において回転円板に取付けた遮へい板が台に固定したフォトインタラプタを通過するように回転トリガ信号を発生させた。また拍動発生機のストローク長さの測定にはレーザ変位計(キーエンス製 LX 2-03)を用いた。

3・2 流速測定系 LDV は光源に 15 mW の He-Ne レーザ(NEC 社製 GLG 5600)を用い、前方散乱形デュアルモードの形態で使用した。逆流の測定を行うためにダブルブラッグセル方式の周波数シフタを用いた。シフトされたビームは、FLDV プロブ(KANOMAX 社製 FLVP-K 1884)により測定点に照射した。データ処理器にはトラッカ(KANOMAX 社製 MODEL 1095)を用い、その出力電圧を A-D 変換し、拍動発生機の回転トリガ信号によって各周期に区分し、20 周期分のアンサンブル平均流速を求めた。作動流体は空気、散乱粒子はたばこ粒子とした。図 2 における断面 Z_a, Z_e にて流速測定を行い、流れの対称性を考慮して、測定断面のうち半断面に格子状に測定点を設定した。座標系を図 3 に示す。データラインは分岐平面方向(X 方向)に $a/4$ 間隔(a : 管内半径)にとり、測定点をこのデータラインに沿って、分岐垂直面方向(Y 方向)に $a/8$ 間隔にとり、1 断面あたり 50 点において測定を行った。

3・3 濃度測定系 拡散物質として炭酸ガスを使用した。分岐部に内径 0.9 mm の注入口を設け(図 2, 位置 Z_a)、ソレノイドにより注射器内の炭酸ガスを瞬時 2 ml 注入した。注入に要する時間は 10 ms であった。注入された炭酸ガスの拡散を調べるために、注入口から一定距離離れた位置(図 1, 位置 $Z_a \sim Z_c, Z_f \sim Z_h$)での濃度変化を測定した。濃度測定には非分散形赤外線分析法による CO_2 センサ(光明理化学工業製、応答速度 400 Hz、濃度分解能 0.03%)を用いた。ソレノイドの作動時刻は、回転トリガ信号からパーソナルコンピュータ(NEC 製 PC 8801)によって制御される。炭酸ガスの注入時刻は、瞬時の注入が容易な振

動の上死点および下死点とし、母管の測定(図 1, 位置 $Z_a \sim Z_c$)においては上死点、娘管の測定(図 1, 位置 $Z_f \sim Z_h$)においては下死点とした。注入時刻において、ソレノイド可動部に設けた遮へい板が固定したフォトインタラプタを通過するように注入トリガ信号を発生させた。濃度信号は注入トリガ信号および回転トリガ信号とともに、サンプリング周波数 500 Hz で A-D 変換し、注入トリガ信号と回転トリガ信号から、その濃度信号のうち、各周期ごとの注入位相における濃度信号を抽出した(図 4)。

断面積 A の無限に長い管の中央($z=0$)に質量 M を瞬時に注入した物質が、拡散係数 D_{eff} で一様に軸方向に拡散すると、濃度測定位置($z=Z$)での時間 t における管断面平均濃度 c は

$$c(Z, t) = \frac{M/A}{2\sqrt{\pi D_{\text{eff}} t}} \exp\left(-\frac{Z^2}{4D_{\text{eff}} t}\right) \dots \dots \dots (1)$$

で表される。分岐管内の管軸方向拡散において、式(1)の適用には、 A および D_{eff} が母管と娘管とでは異なることによる誤差を考慮する必要がある。本実験条件における娘管の母管に対する比は、 A に関して 1.125、直円管内振動流の理論から D_{eff} に関して 1.12~1.19 であり、式(1)の前提となる一次元拡散モデルでは、拡散係数が軸方向で一定としているため、拡散係数が場所によって異なる分岐管内流れには適用できない。そこで、式(1)における c が最大をとるときの時間 T_m から、 D_{eff} を

$$D_{\text{eff}} = \frac{Z^2}{2T_m} \dots \dots \dots (2)$$

により算出し、さまざまな濃度測定位置 Z での D_{eff} から分岐管内の有効拡散係数の目安とした。パルス注

図 3 座標系

図 4 炭酸ガス注入時からの濃度変化の例[直円管、大気開放側、 $\alpha=3.81$, $Re=483$, (a)は生波形、(b)は炭酸ガス注入位相で抽出した波形]

入法は、定常法⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾に比べ極めて簡便な方法であり、分岐管内流れのような複雑な系に対しての近似的な指標を与えることの妥当性について検討を行った。濃度測定はそれぞれ10回行い、 D_{eff} はその平均値とした。

4. 実験結果および考察

分岐管内流れは、流れ方向を変えるための曲率に関しては、曲がり管内流れに帰着する。曲がり管内振動流に関して、流れの状態は二次流れの様相から、ウォマスリ数 α とディーン数 De により分類される⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。そこで、本研究で測定の対象とした分岐管内振動流の流れの条件を α と De で表される分類図上に示す(図5)。図5中の境界は、Janら⁽⁵⁾が液体中のトレーサ粒子の可視化により、分岐管内振動流の流れの状態を、非定常性が支配的な場合(領域I)、粘性が支配的な場合(領域II)、対流が支配的な場合(領域III)、および乱流の場合に分類したものである。本研究では高頻度振動換気の換気数の設定範囲($\alpha_0=0.2\sim 20$, $Re_0/\alpha_0^2=20\sim 500$, α_0 および Re_0 はそれぞれ第0世代のウォマスリ数およびレイノルズ数)を考慮し、対流が支配的な場合について実験を行った。

管内流における軸方向の物質輸送は、軸方向の対流による輸送と断面内混合との相互作用によって生じるTaylor拡散が重要な要因となっている。直円管内振動流では、Taylor拡散に対する断面内混合の効果は、疑似定常である $\alpha < 1$ のとき、軸方向拡散を抑制する方向に働くが、 $\alpha > 1$ のとき、特に空気中の炭酸ガスの拡散のように断面内混合の速度が対流の速度に比べ遅い場合、軸方向拡散を促進する方向に働く⁽¹⁷⁾。分岐管内振動流にも、これらのことは成り立つと考えられ、本研究で対象とする $\alpha > 1$ の条件では、断面内混合は軸方向拡散を促進するといえる。この場合、断面内混合の要因として、分子拡散に加え、二次流れから引き起こされるかくはんが挙げられ、直円管内振動流に比

べ、このかくはんによる軸方向拡散の促進が期待できる。したがって、分岐管内振動流における拡散現象は、このような三次元的な複雑な流れ状態に大きく依存するため、拡散現象を論じる際に、この流れ状態の把握が必要である。

4.1 流れの状態 管内空気流のLDVによる計測の信頼性を確認するために、直円管内振動流の流速分布を測定した。この結果を図6の等速度線図により示す。この等速度線図は、各断面において x 方向は $a/4$ 間隔、 y 方向は $a/8$ 間隔で測定を行い、その結果を線形近似することによって描いたものである。おのおの等速度線の値は灰色の濃淡で示し、その間隔は $w/\bar{W}=0.2$ である。これらを見ると理論解との一致は概してよい。

分岐管内振動流はウォマスリ数によって大きく特徴づけられるため、疑似定常近くの α の小さい場合と振動境界層の薄い α の大きい場合について流速測定を行った。図7(a), (b)に $\alpha_1=3.81$, $De_1=374$ における軸方向流速分布の断面平均流速の位相角 ωt による変化を示す。本研究では吸気流れ(母管から娘管へ向かう流れ)を正の流速とし、等速度線の正負は+および-の記号で示した。娘管(図2, 断面 Z_0)の軸方向流速分布は、吸気時($\omega t=0\sim 180^\circ$)には、測定流体は分岐部における曲率をもった管から流れ込むため、曲がりの影響を受ける。対流項が支配的であるため、定常流における吸気流れと同様な傾向が得られ⁽¹⁾、管の中心軸付近の流体は遠心力を強く受け、流速分布は分岐の内側(曲がりの外側)に偏る。呼気時($\omega t=180\sim 360^\circ$)には、測定流体は娘管である直円管から流れ込むため、直円管内振動流とほぼ同様の流速分布になるが、すでに下流の曲がりの影響を受けて、わずかではあるが分岐の外側(曲がりの内側)に流速のピークが生じる。一周期の変動としてとらえた場合、曲がり管内振動流において須藤ら⁽¹⁸⁾が示したように最大流速の現れる位

図5 実験条件(図中、波線はJanら⁽⁵⁾の分類による境界を示した)

図6 直円管内振動流の速度分布
(上半分は実験値, 下半分は理論値,
 $\alpha=5.08$, $Re=1.46 \times 10^3$, $\omega t=90^\circ$)

置が曲がりの内側と外側の間を移動している。母管(図2, 断面 Z_e)の軸方向流速分布は, 全位相において, Y 軸に関してほぼ対称である。呼吸時には, 2本の娘管から測定流体が母管に流れ込むので, 軸方向流速分布は分岐垂直面上に流体が収斂し高い流速の尾根ができ

る。さらに, 二つの娘管で形成されたディーン形の流れが母管内に合流する。高い流速の尾根は呼吸位相の後期($\omega t=315^\circ$)において二次流れの渦の慣性が残存するために壁近傍に沿って広がっている。吸気時には, 流体は母管である直円管から流れ込むため, 軸方向流

図7 軸方向等速度線図

速分布は直円管内振動流における分布とほぼ同様になる。このとき、呼吸位相の前期($\omega t = 45^\circ$)において、吸気位相の影響はほとんどみられない。

次に大きなウォマスリ数の場合として、図7(c), (d)に $\alpha_1 = 8.51$, $De_1 = 499$ についての軸方向流速分布の位相角による変化を示す。疑似定常に近い流れに比べ、母管、娘管ともに断面内のほとんどが流体の主流部で占められている。これは、 α が大きいために粘性の効果が壁付近に限定され、振動境界層が形成され、管中心部は慣性力の支配的な非粘性の流れとなるためである。山根ら⁽¹⁵⁾は、曲がり管内振動流においてディーン数が比較的大きい場合、 α の増大に伴い、Lyne形の流れに移行するまで二次流れは強くなることを報告している。

以上より、分岐管内振動流における流れ状態は、ウォマスリ数の大小によって特徴的な三次元的流れを形成し、この断面内混合によって軸方向拡散が促進されることが示唆される。

4.2 パルス注入法による有効拡散係数決定の妥当性

パルス注入法を管内軸方向の有効拡散係数測定に用いる場合、軸方向拡散が一次元の拡散方程式にのっとるとみなし、流れ場が十分発達しており、拡散係数が濃度場において一定であることが必要条件である。図8に、直円管内振動流における設定ストローク範囲でのパルス注入法による有効拡散係数 D_{eff} の測定結果を示す。Watsonの直円管内振動流における D_{eff} の層流理論解⁽⁷⁾

$$\frac{D_{eff}}{\kappa} = 1 + h(\alpha, \sigma) \frac{V^2}{a^6} \dots\dots\dots (3)$$

とほぼ一致し、このような流れ場においてパルス注入法は妥当な評価方法であるといえる。ここで、 κ は分子拡散係数、 σ はシュミット数、 V はストローク体積を表す。また $h(\alpha, \sigma)$ は対流による拡散係数の増加割

図8 直円管内振動流における有効拡散係数の測定結果($\alpha = 5.08$, ○:大気開放側, △:閉そく側, 実線はWatsonの理論解⁽⁷⁾)

合を示す。しかし、この方法を分岐管内振動流の拡散係数の評価に用いる際には、流れ場が分岐部付近で急激に三次元的な流れに移行することによって拡散係数が変化し、また母管と娘管とでの拡散係数の差異を伴うために厳密には適用できない。したがって、パルス注入法を分岐管内振動流における拡散の評価に用いる場合、拡散係数を系全体の総括的なものとして評価することになる。分岐部において注入された炭酸ガスの軸方向拡散は、注入口から母管側および娘管側への両側に生ずるため、濃度測定を母管側(図1, 位置 Z_a)および娘管側(図1, 位置 Z_b)で行い、それらの有効拡散係数の測定結果 D_{eff0} および D_{eff1} を図9に示す。実線等は式(3)で表される直円管内振動流の有効拡散係数の理論解であり、それぞれ母管、娘管について求めたものである。多少のずれはあるものの、ストローク体積が比較的小さい場合、測定結果は直円管内振動流の解析解に一致するが、ストローク体積が大きくなるにつれて、拡散係数の増大がみられる。これは、ストローク体積が大きくなるにつれて、分岐部における三次元的な流れが顕著に現れ、断面内混合によって軸方向拡

(a) 母管(図1, 位置 Z_a , ●: $\alpha_0 = 5.08$, ■: $\alpha_0 = 7.18$, ▲: $\alpha_0 = 11.4$)

(b) 娘管(図1, 位置 Z_b , ●: $\alpha_1 = 3.81$, ■: $\alpha_1 = 5.39$, ▲: $\alpha_1 = 8.51$)

図9 分岐管内振動流における有効拡散係数の測定結果(実線、破線、一点鎖線はそれぞれ直円管内振動流における理論解)

図 10 分岐管内有効拡散係数の直円管理論解に対する比の注入口から測定位置までの距離による変化(N は $Z < 0$ において0, $Z > 0$ において1を示す, ●: $\alpha_1 = 3.81$, $Re_1 = 2.27 \times 10^2$, ■: $\alpha_1 = 5.39$, $Re_1 = 6.77 \times 10^2$, ▲: $\alpha_1 = 8.51$, $Re_1 = 2.41 \times 10^3$)

図 11 他の分岐管内振動流の測定結果との比較(娘管側の結果を示した, $\alpha_1 = 5.39$, 軸方向位置は, ○: Z_f , □: Z_g , △: Z_h , 破線は Tarbell ら, 一点鎖線は Kamm ら, 三点鎖線は Paloski らが求めた式に基づく, 実線は直円管内振動流の解)

散が促進されるためであると考えられる。ただ、その増大がわずかであるのは、ここで得られた有効拡散係数が炭酸ガス注入口から測定位置までの距離内の平均値を表すものであり、この距離が大きくなるに従って、直円管の現象に支配されるために、分岐部における軸方向拡散の促進が低く見積もられるためであると考えられる。この距離を小さくすれば、低い見積もりとはならず、分岐部の曲がりによる影響を反映することが期待できる。

図 10 に測定された分岐管内振動流における母管および娘管の有効拡散係数 D_{eff0} および D_{eff1} を直円管内振動流での理論解 D_{eff} で除したものの注入口から測定位置までの距離 Z に対する変化を示す。 Z の座標は注入口を原点として娘管側を正の方向にとった。粘性の影響が強い条件($\alpha_1 = 3.81$, $De_1 = 66$)では、流れに与える曲がりの影響が小さいために、有効拡散係数は直円管内振動流の理論解とほぼ一致し、軸方向位置においてそれほど変化しない。ところが、対流の影響が強い条件($\alpha_1 = 8.51$, $De_1 = 708$)においては直円管内振動流の理論解に比べて有効拡散係数の増大がみられる。これは分岐部において、曲がりの影響より生じた二次流れによる顕著な断面内混合が、Taylor 拡散を促進していることを反映していると考えられる。この場合、注入口付近すなわち分岐部近傍に極大が表れるという傾向をもち、測定された有効拡散係数は、 $Z = 19.3$ cm (位置 Z_g) において、直円管内振動流に比べ、約 80% の増加にまで到達している。したがって、注入口から測定位置までの距離をなるべく小さくすれば分岐管内振動流の分岐部における軸方向輸送の促進をより正確に評価できるが、今度は逆に、 T_m の値が小さ

くなってしまいうため、 T_m の測定精度が著しく悪くなり、 D_{eff} の決定に際し、測定精度がよい評価法とはいえなくなる。以上より、分岐管内振動流においてパルス注入法により有効拡散係数を評価する場合、注入口から測定位置までの距離をある程度とり、分岐部における軸方向拡散の促進を低く見積もった値から評価するほうが妥当であると思われる。

4.3 他の実験との比較 分岐管内振動流中の軸方向有効拡散係数はさまざまな方法で評価されている。Tarbell ら⁽⁹⁾ は、5 世代の分岐モデルに関して、 $5 < \alpha < 18$ において第 N 世代の有効拡散係数 D_{effN} を

$$\frac{D_{effN}}{\chi} = \frac{0.0097}{A_N^2} \alpha^{-0.86} Re_0^{1.87} \sigma \quad \dots\dots\dots (4)$$

と評価している。Kamm ら⁽¹⁰⁾, Paloski ら⁽¹¹⁾ は、4 世代の分岐モデルに関してそれぞれ異なる測定法で評価しており、 $\alpha\sqrt{\sigma} > 4$ におけるその結果によれば、Kamm らは

$$\frac{D_{effN} - \chi}{\chi} = 0.034 \alpha^{-2.47} Re_N^{2.13} \sigma^{0.895} \quad \dots\dots\dots (5)$$

Paloski らは

$$\frac{D_{effN} - \chi}{fa^2} = 0.0603 \alpha^{-0.574} \left[\frac{V_N}{a^3} \right]^{1.93} \sigma^{-0.176} \quad \dots\dots\dots (6)$$

と評価している。ここで f は振動周波数である。図 11 に本実験結果と多世代の分岐モデルにおける結果とを対比させたものを示す。本実験結果は、多世代の分岐モデルの結果に比べるとかなり低い値を得ているが、多世代の分岐モデルにおける有効拡散係数は本実験結果のような各分岐部における軸方向拡散促進の効果を総括したものとする必要があるので直接的な比較は困難ではある。本実験で得られた有効拡散係数の結果

の妥当性を示すためには、数値解析との対比が必要であると思われる。

5. 結 論

対称分岐管内振動流における拡散の評価は、簡便なパルス注入法によって有効拡散係数の近似的な評価を行った結果、分岐部では直円管内振動流よりも拡散係数が増大していることが認められた。

本研究に際し、有益なご助言を賜った慶應義塾大学 医学部 山田寛幸助手ならびに芝浦工業大学 山口隆平教授に深く感謝するとともに、実験等に協力していただいた慶應義塾大学学生 藤岡秀樹君、田中学君、稲葉康雄君に謝意を表す。

文 献

- (1) Schorter, R. C. and Sudlow, M. F., *Respirat. Phys.*, **7** (1969), 341.
- (2) Olson, D. E., Ph. D. Thesis, Imperial College, (1971).
- (3) Scherer, P. W., Schendalman, L. H., Greene, N. M. and Bouhuys, A., *J. Appl. Physiol.*, **38**(1975), 719.
- (4) Haselton, F. R. and Scherer, P. W., *J. Fluid Mech.*, **123** (1982), 315.
- (5) Jan, D. L., Shapiro, A. H. and Kamm, R. D., *J. Appl. Physiol.*, **67**-1(1989), 147.
- (6) Rieu, R., Pelissier, R. and Farahifar, D., *Eur. J. Mech., B/Fluids*, **8**(1989), 73.
- (7) Watson, E. J., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 233.
- (8) Joshi, C. H., Kamm, R. D., Drazen, J. M. and Slutsky, A. S., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 245.
- (9) Tarbell, J. M., Ultiman, J. S. and Durlafsky, L., *Trans. ASME, J. Biomech. Eng.*, **104**(1982), 339.
- (10) Kamm, R. D., Collins, J., Whang, J., Slutsky, A. S. and Greiner, M., *J. Biomech. Eng.*, **106**(1984), 315.
- (11) Paloski, W. H., Slosberg, R. B. and Kamm, R. D., *J. Appl. Physiol.*, **62**-3(1987), 892.
- (12) Sharp, M. K., Kamm, R. D., Shapiro, A. H., Kimmel, E. and Karniadakis, G. E., *J. Fluid Mech.*, **223**(1991), 537.
- (13) 西田・ほか3名, 機論, **58**-555, B(1992), 3298.
- (14) Pedley, T. J., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **9**(1977), 229.
- (15) 山根・ほか5名, 機論, **50**-455, B(1984), 1675.
- (16) 成瀬・ほか3名, 機論, **56**-529, B(1990), 2562.
- (17) 藤岡・ほか3名, 機論, **59**-566, B(1993), 3078.
- (18) 須藤・ほか3名, 機論, **51**-463, B(1985), 811.