振動流に発生する乱れのテーラー拡散に対する影響*

西田 正 浩*¹, 藤岡 秀 樹*²
小渡 武 彦*³, 谷 下 一 夫*⁴

Effect of Turbulence on the Taylor Dispersion in Oscillatory Flow

Masahiro NISHIDA, Hideki FUJIOKA,
Takehiko KOWATARI and Kazuo TANISHITA

The effective use of high-frequency oscillation (H. F. O.) requires precise knowledge of the Taylor dispersion of gas on the oscillatory flow. In this study, axial gas transport and turbulent characteristics were measured on the oscillatory flow at and near resonance frequency, in a straight circular pipe to simulate the trachea. The velocity profiles are measured by a hot wire anemometer. The effective dispersion coefficient was determined by the measurement of the carbon dioxide concentration which was dispersed from the injection point. The turbulence appeared at the frequency near the resonance and turbulent intensity and kurtosis achieved maximum values at the beginning of the deceleration phase. Furthermore, the integral scale was enlarged and the lateral mixing of carbon dioxide was enhanced by the large turbulent diffusion coefficient.

Key Words: Pipe Flow, Oscillatory Flow, Turbulence, Mass Transfer, Resonance, Biological Engineering

1. 結 言

Lunkenheimer ら(1972)⁽¹⁾や Bohn ら(1980)⁽²⁾によって高頻度振動換気(HFO: High Frequency Oscillation)と呼ばれる人工呼吸法が開発され,主に新生児の呼吸介助への適用が試みられている⁽³⁾.この呼吸法は,1回換気量が解剖学的死腔容積より小さい1~3 ml/kg(体重)で,5~30 Hzの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,気道内の圧力変化が小さいため人口呼吸の陽圧に伴う肺の圧力障害の発生が極めて少なく,臨床的な有用性が注目されている.死腔容積より小さな一回換気量で換気が可能となる事実は従来の換気力学の考え方に反するため,呼吸生理学の立場からも反響を呼び,さらにHFOによる肺内のガス輸送の促進効果は気管内の特異な呼吸吸気の非定常往復流によって生ずるため,流体現象としても関心を集めている⁽⁴⁾⁽⁵⁾.これまでのところ,対流による直接肺胞換気,振り子換気,呼吸

吸気の流速分布の非対称性(streaming),テーラー拡散によって,気管の長軸方向のガス輸送が促進されるため,死腔容積より小さな換気量で換気が可能になると考えられている.肺内の気管内でのガス輸送の計測は一般に困難で実証が難しいため,予測の域を脱していないものが多いが,中でも重要な役割を演じていると思われる要因はテーラー拡散である.管軸方向の対流と半径方向の拡散によって物質が輸送される様子は,Taylor⁽⁶⁾⁽⁷⁾によって理論的に示されて以来,テーラー拡散と呼ばれている.HFOにおけるガス輸送の促進を明らかにするために,直円管内層流振動流における軸方向の有効拡散係数は理論的⁽⁸⁾および実験的⁽⁹⁾に求められており,ウオマスリー数が大きいときは有効拡散係数と分子拡散係数との比は,ペクレ数の二乗に比例し,ウオマスリー数の三乗に逆比例する結果が得られている.テーラー拡散による物質輸送は管内の流れの状態に大きく依存しているため,管内振動流の流動性状が重要となる.

一方,管内の振動流に関しては,古くから多くの関心が持たれ,音響学的な立場や,粘性や圧縮性の影響,乱流遷移に関するさまざまな研究が行われてきた⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾.中でも管内の空気の振動流に関して,管の一端からピストンによって振動を与える場合,他端が閉

* 原稿受付 平成4年4月13日.

¹ 正員, 慶応義塾大学大学院 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1).² 慶応義塾大学理工学部学生.³ (株)日立製作所 (〒101 千代田区神田駿河台4-6).⁴ 正員, 慶応義塾大学理工学部.

そくまたは開放のいずれの場合でも特異な共振現象が生じることが、理論的⁽¹²⁾⁽¹³⁾ および実験的⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾ に示されている。

本研究では、HFOにおける気管内のガス交換に影響を与える要因の中で、テラー拡散に着目し、直円管を気管モデルとして用い、直円管内振動流におけるテラー拡散の様子を実験的に調べ、HFOに対するテラー拡散の寄与について検討を行った。実際のHFOでは通常適用されている振動数の範囲で、共振現象が現れるために⁽¹⁶⁾、その範囲において共振が発生するモデルとし、とくに共振周波数付近での流れの様子を含めて、テラー拡散の計測を行った。

2. 主 な 記 号

- a : 管内半径
- c_m : 管断面平均濃度
- D_{eff} : 有効拡散係数 [式(10)]
- D_{mol} : 分子拡散係数
- f : 周波数
- I : 乱流強度 [式(4)]
- $\bar{I}$: 乱流強度の1周期平均値
- L : インテグラルスケール [式(4)]
- K : とがり度 [式(5)]
- M : 炭酸ガス濃度の軸方向総和
- N : 速度データの標本数
- p : パワースペクトル密度
- Pe : ペクレ数 $= \bar{u}_m \cdot 2a / D_{\text{mol}}$
- r : 管内半径位置
- Re : レイノルズ数 $= \bar{u}_m \cdot 2a / \nu$
- R_s : ストークス層厚さを代表長さとした
レイノルズ数 $= \bar{u}_m \sqrt{2/\nu\omega} / \nu$
- t : 時間
- u : 瞬間流速
- $\langle u \rangle$: 流速のアンサンブル平均 [式(1)]
- u' : 流速の変動成分 [式(2)]
- u_m : 管断面平均流速 [式(9)]
- $\bar{u}_m$: 管断面平均流速の振幅
- $\bar{u}_p$: ピストンの拍出体積および振動周波数から求めた流速振幅 $= 2fV/a^2$
- u_{rms} : 流速の一周期 rms 値
- V : ピストンの拍出体積
- x : 管軸方向距離
- α : ウォマズリー数 $= a\sqrt{\omega/\nu}$
- ϵ : 乱流拡散係数 [式(8)]
- ν : 動粘性係数
- σ : シュミット数 $= \nu/D_{\text{mol}}$

ϕ : 断面平均流速とピストン速度の位相差

ω : 角周波数 $= 2\pi f$

3. 実 験 方 法

3・1 流路 本研究で用いた実験装置は、図1(a), (b)に示すように全長4 m, 内径13 mm(気管の径に対応させた)のステンレス直円管の流路で、その一端はベルマウスを通して大気開放しており、他端はベルマウスを通して内径80 mmのシリンダに接続されている。クランク機構によって往復直線運動するピストンにより管内に振動流を発生させた。作動流体は空気とした。HFOの適用を考慮して、ピストンのストロークを一定に保ち、1回の拍出体積が一定な条件(10 ml)で測定を行った。流速信号の位相を決定するために、駆動用サーボモータ(東栄電機製VLBS-A 11040)の回転軸に遮へい板を設け、モータの外枠に取付けられたフォトインタラプタからの信号を位相の基準とし、信号発生時刻は振動の上死点とした。

3・2 流速測定 流れが十分に発達した領域で流速分布の測定を行うため、円管内非定常流の入口領域の長さ⁽¹⁷⁾を考慮して、測定位置を決めた[図1(a)]。定温度形熱線流速計(KANOMAX製1011)、リニアライザ(KANOMAX 1013)を用いて流速測定を行った。流速計プローブはI形(KANOMAX製0251-T 5)を用いた。管内測定断面において半径方向に13分割した位置で測定した。流速信号を12 bitのA-D変換ボードを介して、パーソナルコンピュータ(EPSON PC-286)に取り込み、データ処理を行った。A-D変換のサンプリング周波数を10 kHzとし、サンプル数は100周期分とした。

3・3 濃度測定 拡散物質には呼気ガスである炭酸ガスを使用した。流路の軸方向での中心位置に炭酸

図1 実験装置概要

ガス注入口を設け、シリンジにより炭酸ガスを瞬時 6 ml 注入した [図 1 (b)], 注入口は管壁に 1 箇所とし、流れに乱れが生じないように内径 0.9 mm とした。また、正確な注入時刻を得るために、シリンジの可動部に遮へい板を設け、注入時に固定したフォトインタラプタを通過しトリガ信号を発生させるようにした。注入された炭酸ガスの拡散を調べるために注入した地点から 1 m 離れた位置 [図 1 (b), 点 A, B] での濃度変化を計測した。濃度測定には赤外線吸収式フロースルー形炭酸ガス測定器 (日本光電社製 OIL-7101) を用いた。濃度信号はトリガ信号とともに A-D 変換ボードを介し、サンプリング周波数 100 Hz で、パーソナルコンピュータに取り込まれた。さらにこれらのデータを基に有効拡散係数の算出を行った。

4. データ処理方法

4.1 乱れの統計量 トリガ信号により分割した流速信号を $u_i(t) (i=1, 2, \dots, N)$ とする。このとき、アンサンブル平均流速 $\langle u(t) \rangle$ は次のように定義される。

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(t) \quad (1)$$

ここで、 N は標本数である。流速信号からアンサンブル平均流速を差引いたものを乱流成分と呼ぶと、乱流成分 $u'_i(t)$ は

$$u'_i(t) = u_i(t) - \langle u(t) \rangle \quad (2)$$

で表される。さらに $u'_i(t)$ の n 次モーメント関数を $m_n(t)$ とすると、

$$m_n(t) = \sqrt{\langle u'_i(t)^n \rangle} \quad (3)$$

となり、 $n=2, 4$ から乱流強度 I 、とがり度 K がそれぞれ求まる。

$$I = (m_2)^{1/2} \quad (4)$$

$$K = m_4 / (m_2)^2 \quad (5)$$

乱流成分のパワースペクトル密度 $p(f)$ を次のように定義する。

$$p(f) = \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_T u'(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2 \right\rangle \quad (6)$$

ここで、 j は虚数単位である。 T は標本記録の長さであり、本研究では 1 周期とした。

スペクトルの DC 成分から乱流中の最大渦スケールを表すインテグラルスケールが得られる。流速の 1 周期 rms 値を u_{rms} とするとインテグラルスケール L は、

$$L = u_{rms} \cdot p(0) / 2 \quad (7)$$

さらに、この実験において Taylor の点源拡散理論⁽¹⁸⁾ から、乱流拡散係数 ϵ を次のようにして求めた。

$$\epsilon = \bar{I}^2 \cdot p(0) / 2 \quad (8)$$

$\bar{I}^2$ は乱流強度の二乗の一周期平均値である。

実験から得られたアンサンブル平均流速 $u(r)$ から断面平均流速 u_m

$$u_m = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r u(r) dr \quad (9)$$

を算出し、 u_m の振幅 $\bar{u}_m$ を持って代表速度とした。ここで、 a は管半径、 r は中心からの距離である。

4.2 有効拡散係数 本研究では以下に定義されるような有効拡散係数により軸方向拡散を評価した。瞬時に注入された炭酸ガスの管内振動流における軸方向拡散が管軸方向に一次元的に拡散するとみなして、拡散方程式の解から有効拡散係数 D_{eff} を定義した。すなわち、一次元の拡散方程式の濃度 (管断面平均濃度) の解は $c_m(x, t)$ を管断面平均濃度、 x を軸方向距離、 t を時間、 D_{eff} を有効拡散係数とすると、次式によって表せる。

$$c_m(x, t) = \frac{M}{2\sqrt{\pi D_{eff} t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_{eff} t}\right) \quad (10)$$

ここで、 M は濃度の軸方向総和である。図 2 は、図 1 の点 B において実際に測定された炭酸ガス濃度変化のトレースである。濃度は時間の経過とともに徐々に増加して、極大となった後減少していく。この極大値になる時間から有効拡散係数を求める方法⁽¹⁹⁾ もある。本研究では濃度の時間変化の実験値と、式 (10) の理論値との二乗誤差の総和が最小となるように係数 D_{eff} を直接求め、その D_{eff} をもって有効拡散係数とした。 D_{eff} はすべて 10 個の濃度データのアンサンブル平均によって決定し、標準偏差は 0.8~4.2% であった。

5. 結果および考察

図 3 (a) に測定によって得られた断面平均流速振幅 $\bar{u}_m$ とピストンの拍出体積 (10 ml) および振動周波数から求めた流速振幅 $\bar{u}_p$ との比 $\bar{u}_m / \bar{u}_p$ と振動周波数 f との関係を示す。本研究で測定を行った周波数の範

図 2 炭酸ガス注入時からの濃度変化 ($f=12.8$ Hz, $V=10$ ml)

囲は 3~30 Hz である。 f が 5 Hz 以下のときには $\bar{u}_m/\bar{u}_p \sim 1$ であるが、10 Hz から 15 Hz にかけて、共振現象の出現により $\bar{u}_m/\bar{u}_p$ が大幅に増大し、共振周波数は 12.8 Hz である。管内の空気の音響学的な共振周波数は本研究の流路では 21 Hz となるが、流路がピストンシリンダ部より縮小しているため実際の共振周波数が低下している。縮小なしで測定してみると、19.3 Hz であった。音響学的な共振周波数付近で流体に有限な振幅で強制振動を行ったとき、非線形性のため管内の振動流に特異な衝撃波を伴う共振が現れる現象が理論的および実験的に見いだされている^{(12)~(14)}。本実験では流速波形に非線形性が認められず、したがって衝撃波は観測されていない。周波数が 15 Hz 以上になると $\bar{u}_m/\bar{u}_p$ は 1 よりも小さくなる。ピストン速度と管内流速との位相差は、低い周波数では零であるが、周波数の増加とともに慣性力の影響が次第に大きくなり、管内流速の位相に遅れが表れ始め、20 Hz 以上で位相遅れが 180° となる[図 3 (b)]。高周波数ではピストンと流体の運動の位相が完全に反転するため、管内の断面平均流速は駆動するピストンの速度よりも低下する。

本研究で測定の対象とした振動流の流れの条件をウオマスリー数とレイノルズ数との関係で表される状態安定図上で示す(図 4)。ここで流速波形の観察より層

流または極めて弱い乱流と解釈できる流れを○で示し、乱流遷移が比較的明確に生じている乱流を●で示した。図 4 から遷移レイノルズ数 Re (振動境界層の厚みを代表寸法とした) は約 300 と見ることができる。日野らは一連の振動流における乱流遷移の実験から Re を 550 としており、本実験の結果より高い。Merkli-Thomann⁽¹⁵⁾ は閉そく端における振動流の実験を行い、共振付近での遷移レイノルズ数を 400 としている。

管軸方向中央部 [図 1 (a)] における管中心 ($r=0$) から管壁 ($r=a$) に至る流速波形を図 5 (a), (b) に示す。図 5 中、 ωt は断面平均流速の位相角を示し、 $0 \leq \omega t < \pi$ を往流、 $\pi \leq \omega t < 2\pi$ を復流とした。図 5 (a) は層流域 ($\alpha=7.61$, $f=3.40$ Hz) における流速波形であり、断面内の流速分布は層流理論解⁽²⁰⁾ と一致している [図 5 (a) 中、解析解による流速の最大値を一で示す]。図 5 (b) は共振周波数付近における ($\alpha=14.8$, f

図 3 ピストン速度に対する管断面平均流速の (a) 振幅比, および (b) 位相遅れ

図 4 状態安定図 (図中、破線は日野らの分類⁽¹²⁾ による境界線を示した。○: 層流または極めて弱い乱流, ●: 明確な乱流遷移を伴う流れ)

(a) 層流時 ($\alpha=7.61$, $Re=1.31 \times 10^3$) (b) 乱流時 ($\alpha=14.8$, $Re=1.65 \times 10^4$)

図 5 流速波形

$=12.8$ Hz)における流速波形で、管中央から管壁に近づくにつれて減速期に著しい乱流が現れており、このような振動流に生ずる乱流遷移に関しては実験的に詳細な検討が行われている⁽¹¹⁾⁽¹⁵⁾⁽²¹⁾。

図6(a)～(c)に乱流強度の等高線図を示す。共振が生ずるときよりも低い周波数($\alpha=13.6$, $f=10.8$ Hz)では、乱流強度の最大が管壁近傍($r=5.8$)に表れ、強度は管軸中心に向かうとともに減少し、その峰は次第に減速末期に移行している[図6(a)]。ところが、共振周波数に近づくにつれて乱流強度の絶対値が大きくなるとともにその最大となる半径位置は変化しないが、その位相が次第に減速初期に移行し、 $\alpha=14.8$ の場合、 ωt が $19/50\pi$ で乱流強度の最大が表れている[図6(b)]。共振周波数以上になると乱流強度は低下して、その分布の様子は共振周波数以下の場合に近づいていく[図6(c)]。

乱流強度に加えて変動速度の高次モーメントは、振動流に発生する乱流の特徴をよく表すことができ

る⁽²¹⁾⁽²²⁾。その中でもとがり度は、振動流における乱流遷移の直前で特徴的に変化し、乱流強度が立ち上がる直前でとがり度が最大になるという間欠性が現れることが、中野ら⁽²¹⁾の実験で明らかにされている。そこで、本研究の結果をとがり度で整理した結果を図7(a)～(c)に示す。図7中乱流強度の等高線の峰を破線で表してあるが、いずれの場合でもとがり度の最大値は約10 ms 早く表れており、中野らの振動流における乱流遷移と全く同じ傾向を示している。とがり度が3より大きくなることは、特定なピークを持つ速度変動が生ずる確率が高くなり、分布の形がとがる。物理的にはある特定なピークの速度変動が多く表れることが乱れの間欠性を表すことになる。 $\alpha=13.6$ のときとがり度6以上の分布は乱流強度の最大を示す峰よりも10 msの大きさの幅をもって乱流遷移の直前に広がっている。周波数の増加とともにとがり度が6以上を示す領域はほぼ一定な幅をもって加速期側に移動している。この領域は、共振周波数以上になると再び減速期

(a) $Re=1.16 \times 10^4$, $\alpha=13.6$

(b) $Re=1.65 \times 10^4$, $\alpha=14.8$

(c) $Re=1.25 \times 10^4$, $\alpha=15.9$

図6 乱流強度の等高線図 (単位は m/s)

(a) $Re=1.16 \times 10^4$, $\alpha=13.6$

(b) $Re=1.65 \times 10^4$, $\alpha=14.8$

(c) $Re=1.25 \times 10^4$, $\alpha=15.9$

図7 とがり度の等高線図 (図中、破線は乱流強度が最大の位相を示す)

に全体的に戻っている。共振周波数に近づくにつれて乱流強度の峰およびとがり度の分布の位相が加速期側に移行する事実は興味深い。

流速分布を測定した後、炭酸ガスの軸方向の有効拡散係数を測定した。炭酸ガスの軸方向拡散は、注入口[図1(b)]から開放端およびピストン側への両側に生ずるため、濃度測定は開放端側[図1(b), 点A]およびピストン側[図1(b), 点B]の2箇所で行った。図8に有効拡散係数と振動周波数との関係を示す。実線は次式で与えられるようなWatson (1983)の振動流における有効拡散係数の層流理論解

$$\frac{D_{eff}}{D_{mol}} = 1 + f(\alpha, \sigma) \sigma^2 Re^2 \dots\dots\dots (11)$$

である。ここで、 α はウオマスリー数、 σ はシュミット数である。この解においては、ウオマスリー数の低い場合は、疑似定常流としてTaylorの解に近づき、ウオマスリー数の増大とともに半径方向の物質輸送は薄い振動境界層内に限定され、有効拡散係数は Re^2/α^3 に比例する形となっている[式(11)]。開放端側での濃度測定から求めた有効拡散係数は、いずれもピストン側での測定からの値よりも大きい、その差は層流時に約10%程度であり、軸方向拡散は注入口に関して対称に生じていると解釈した。周波数が10 Hzまでは、有効拡散係数は層流解によく一致しているが、10 Hz以上になると、乱流の生成とともに層流解よりも増大し、共振周波数付近では、有効拡散係数と分子拡散係数との比は 8.0×10^3 となり、層流解の1.8倍に達している。この結果はJoshiらによって得られている層流域での有効拡散係数の値($D_{eff}/D_{mol} \sim 4.4 \times 10^3$)よりも大幅に上回っている。共振周波数以上になると、再び層流解に近づき、16 Hz以上では層流解よりも低下す

る。

管内流における軸方向の物質輸送量は、軸方向の対流と半径方向のかくはんとの相互作用によって分子拡散のみによる場合よりもはるかに大きくなるため、増大拡散(augmented dispersion, augmented diffusion, Taylor dispersion)と呼ばれている。軸方向の拡散に寄与する要因の中で半径方向のかくはん効果(lateral mixing)が重要である。層流の一方方向流では分子拡散によって半径方向の物質輸送が生じ、有効拡散係数と分子拡散係数との比は $Pe^2/48$ である⁽¹⁷⁾。すなわち、有効拡散係数は分子拡散係数の二乗に逆比例しており、物理的には半径方向の分子拡散によって軸方向の拡散が抑制されている。ところが振動流における物質輸送は、定常一方方向流とは異なり、半径方向のかくはんが重要な役割を果たす。図6(a)~(c)で見られるように主流の減速期において乱流強度が増大し、とくに壁付近でその極大が表れている。つまり減速域において半径方向の乱流混合が著しく促進されることによって管断面内の炭酸ガス濃度分布が一様化に向かう。復流においては、管軸方向に広がった炭酸ガスがさらに流れによって逆方向に輸送されるが、再び減速域における乱流混合によって管断面内の濃度分布が一様化に向かい、一周経過後炭酸ガスは軸方向に分散し、軸方向輸送量は分子拡散による場合よりもはるかに大きくなる。したがって振動流の減速期に生ずる乱流は、炭酸ガスの軸方向輸送に著しく貢献している。そこで測定された軸方向流速をもとにして乱流混合の度合いの評価を試みた。比較的管内径が小さいため、半径方向の流速変動の測定が困難で、本研究では軸方向流速変動を乱流混合の目安にした。乱流混合において大きな渦スケールが貢献していることから、まずインテグラルスケールに着目した。

図9にインテグラルスケールの振動周波数による変化を示す。周波数の増加とともにインテグラルスケ

図8 有効拡散係数の周波数による変化
[○:位置A [図1(b)], 層流, ●:位置A, 乱流, □:位置B, 層流, ■:位置B, 乱流をそれぞれ表す
実線は層流解析解⁽⁹⁾を示す]

図9 インテグラルスケールの周波数による変化
[○:管中央($r=0$ mm), ●:管壁近傍($r=6$ mm)]

図 10 乱流拡散係数の周波数による変化
[○：管中央 ($r=0$ mm), ●：管壁近傍 ($r=6$ mm)]

ルが増大し、管軸上 ($r=0$ mm) では共振周波数よりもわずかに低い周波数 ($f=10.8$ Hz) において極大値 ($L=33$ mm) を示している。しかし管壁付近では u_{rms} が小さいため、管中央よりも低くなり、最大で $L=16$ mm となり、管中央よりも相対的に平坦な分布を示している。いずれも乱流混合によるかくはんのスケールが管内半径よりも大きい。

図 10 に Taylor の点源形拡散理論から求められた乱流拡散係数 ϵ の振動周波数に対する変化を示す。振動周波数の増加とともに乱流拡散係数が増加し、インテグラルスケールの場合と同様、共振周波数よりもわずかに低い周波数で極大値 (管壁付近で $\epsilon=8.7$ cm²/s, 管軸上で $\epsilon=2.1$ cm²/s) を示している。乱流強度は管中央よりも管壁近傍で大きいため、インテグラルスケールとは逆に乱流拡散係数は管壁近傍のほうが大きい値となっている。定常格子乱流における乱流拡散係数は、メッシュ寸法 20 mm の場合、約 0.16 cm²/s⁽²³⁾ であり、本研究における振動流で得られた乱流拡散係数は 10 倍以上の値をとる。振動流において極めて効果的な乱流混合が得られており、管軸方向の物質輸送に大きく貢献していることがわかる。

6. 結 論

(1) 共振を伴う直円管内振動流では、拍出体積一定とした場合、共振周波数よりもわずかに低い周波数で乱流強度が最大を示す。乱流強度が減速期の半ばで最大値をとり、その位相の直前でとがり度が最大とな

る。乱流強度が最大となる位相は共振周波数に近づくにつれて減速初期に移行する。

(2) 振動流において乱流に遷移することによりインテグラルスケールは管内半径の数倍に達し、乱流拡散係数が増大する。

(3) 振動流において乱流の発生によって半径方向の著しい混合が生じ管軸方向の物質輸送が著しく促進される。

文 献

- (1) Lunkenheimer, P. P., Frank, I., Ising, H., Deller, H. and Dickhut, H., *Anesthetist*, **22**(1972), 232.
- (2) Bohn, D. J., Miyasaka, K., Marchak, B. E., Thompson, W. K., Froese, A. B. and Bryyan, A. C., *J. Appl. Physiol. Respirat. Environ. Exercise Physiol.*, **48**-4(1980), 710.
- (3) Marchak, B. E., Thompson, W. K., Duffty, P., Miyaki, T., Bryan, M. H., Bryan, A. C. and Froese, A. B., *J. Pediatr.*, **99**-2(1981), 287.
- (4) Chang, H. K., *J. Appl. Physiol. Respirat. Environ. Exercise Physiol.*, **56**-3(1984), 553.
- (5) Kamm, R. D., Slutsky, A. S. and Dragen, J. M., *CRC Rev. Biomed. Eng.*, **9**(1984), 347.
- (6) Taylor, G. I., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **219**(1953), 186.
- (7) Taylor, G. I., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **223** (1954), 446.
- (8) Watson, E. J., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 233.
- (9) Joshi, C. H., Kamm, R. D., Drazen, J. M. and Slutsky, A. S., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 24.
- (10) Brocher, E., *J. Fluid Mech.*, **79**(1977), 113.
- (11) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S., *J. Fluid Mech.*, **75**(1976), 19.
- (12) Chester, W., *J. Fluid Mech.*, **18**(1964), 44.
- (13) Chester, W., *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **377**(1981), 449.
- (14) Saenger, R. A. and Hudson, G. E., *J. Acoust. Soc. Am.*, **32**(1960), 961.
- (15) Merkli, P. and Thomann, H., *J. Fluid Mech.*, **68**(1975), 567.
- (16) Fredberg, J. J., *J. Appl. Physiol. Respirat. Environ. Exercise Physiol.*, **57**-3(1984), 788.
- (17) 近江・ほか 3 名, 機論, **47**-419, B(1981), 1214.
- (18) Taylor, G. I., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **151**(1935), 421.
- (19) Lee, J. S., *Ann. Biomed. Eng.*, **12**(1984), 371.
- (20) Womersley, J. R., *Philos. Mag.*, **46**(1955), 199.
- (21) 中野・ほか 3 名, 機論, **57**-542, B(1991), 81.
- (22) Sanborn, V. A., *J. Fluid Mech.*, **6**(1959), 221.
- (23) 中村・ほか 3 名, 機論, **50**-453, B(1984), 1254.