

锥形血管入口区域内管壁与血液的耦合运动*

岑人经 秦 婵 谭哲东

(华南理工大学, 1993年10月29日收到)

摘 要

本文研究了锥形血管入口区域内管壁与血液间的耦合运动问题。对具有锥度角的弹性血管入口区域内的管壁运动和血液流动建立了相互耦合作用的数学模型。在满足相应的边界条件下求得了一组血液流动的速度分布公式、压力分布公式以及管壁运动公式。得出了一些重要的结论。

关键词 管壁运动 血液流动 耦合运动 锥形血管

一、前 言

众所周知, 动脉大血管都是具有 1° 左右锥度角的。它对血液流动的影响至今尚不很清楚。这一问题自五十年代开始便逐渐引起科学家们的注意。Слезкин (1955)^[1]、Oka (1934)^[2]、Wiggert(1967)^[3]、Nishimura(1985)^[4]等人也都对锥度角的影响问题作过研究。但他们都是把血液运动当作形成流动来考虑的, 这显然与动脉大血管的血液流动是发展流动的实际情况不相符合。1991年, 秦婵和Hwang^[5]在定常的情况下研究了带有锥度角的血管发展流动问题, 确认锥度角对血管的发展流动是有影响的。1992年岑人经和秦婵^[6]在考虑锥度角的影响时, 首次阐明了动脉大血管中的血液流动都是发展流动的机理是大血管本身具有的锥度角, 进一步显示出锥度角对血管中血液流动的重要影响。应该指出, 上述结论只是对刚性管的流动而言的。刚性血管的流动与弹性血管的流动的最大区别是后者存在着管壁运动与血液流动的相互耦合作用问题。对于无锥度角的弹性血管流动, 文献[7]曾作过探讨。对于有锥度角的弹性血管流动, 就目前所知, 尚属空白。本文便是针对弹性血管来讨论锥度角的影响问题的。在小锥度角的假定下, 应用粘性流体动力学理论和弹性薄膜理论对具有锥度角的弹性血管入口区域内的管壁运动和血液流动建立了表征两者相互耦合作用的数学模型, 进而应用Cen等人的线化分析方法^[8]求解, 最后导得了一组血液流动速度分布公式、压力分布公式以及管壁运动公式。分析表明, 本文公式既推广了秦婵等人^[5]的结果, 也推广了Kuchar等人^[9]的结果, 此外还推论出“锥形血管流动的速度分布和压力分布都和血管的弹性性质无关”这一重要结论。还分析了锥度角的影响问题。

* 叶开沅推荐。国家自然科学基金项目。

二、运动方程和边界条件

1. 血液流动

对血液流动来说,我们假定血液是粘性不可压缩的牛顿流体,血液在血管中的流动是层流的、轴对称的。现采用圆柱坐标系 (r, θ, x) , 坐标原点 O 位于血管入口截面的圆心处, 该截面的半径为 R_0 , x 轴沿管的轴向, r 轴沿管的径向, 如图1所示。当忽略体积力时, 圆锥形血管中的血液流动可以直接应用粘性流体动力学的动量方程和连续性方程表述为

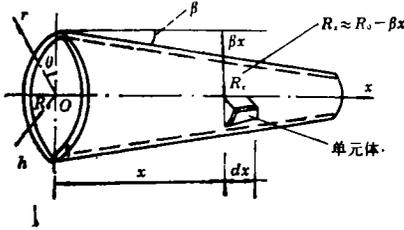


图1 圆锥形血管的圆柱坐标系

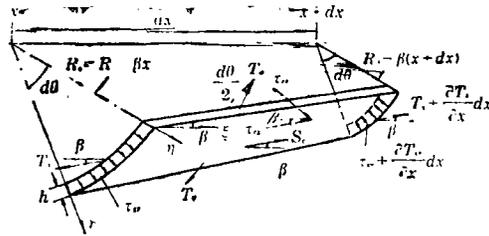


图2 管壁单元体受力示意图

$$(I) \begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} \right) & (2.1) \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_r}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) & (2.2) \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} = 0 & (2.3) \end{cases}$$

式中 $v_x = v_x(x, r, t)$, $v_r = v_r(x, r, t)$, $p = p(x, r, t)$, ρ 是血液密度, ν 是血液运动粘性系数。

考虑到血液流动的特点,其轴向流速 v_x 远大于径向流速 v_r , 且轴向流速沿径向的变化率远小于其沿轴向的变化率, 根据量级比较可以把上述方程组简化为

$$(I) \begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) & (2.4) \\ \frac{\partial p}{\partial r} = 0 & (2.5) \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) & (2.6) \end{cases}$$

式(2.4)、(2.5)、(2.6)便是锥形血管中血液发展流动的支配方程。

2. 管壁运动

对管壁运动来说,我们假定血管是相当长的薄壁圆锥形的轴对称的直管,且锥度角(半顶角) β 很小,血管壁的材料是各向同性的虎克弹性体,血管的任一截面的半径 $R_x = R_0 - \beta x$ 比管壁厚度 h 大得多。又设管壁运动时其径向位移为 η , 轴向位移为 ξ , 且具有 $\eta \gg \xi$ 。今由图1中取出如图2所示的管壁单元来研究。由管壁单元体的轴向平衡条件得

$$\rho_w h \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = h \frac{\partial T_x}{\partial x} + S_x \left(1 + \frac{h}{R_0 - \beta x} \right) + \tau_{rx} \quad (2.7)$$

由管壁单元体的径向平衡条件得

$$\rho_{\omega} h \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = h \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial x} + \tau_{rr} - \frac{h}{R_0 - \beta x} T_{\theta} \quad (2.8)$$

式中 T_z ——管壁单元体横截面上的轴向应力，
 τ_{rz} ——管壁单元体横截面上的切应力，
 T_{θ} ——管壁单元体纵截面上的周向应力，
 τ_{rr} ——管壁内壁面承受的由血液流动引起的摩擦正应力，
 τ_{rz} ——管壁内壁面承受的由血液流动引起的摩擦切应力，
 S_0 ——管壁外壁面承受的由血管外周组织施加的约束应力。

由粘性流体动力学理论得

$$\tau_{rr} = p - 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \Big|_{r=R_0-\beta x} \quad (2.9)$$

$$\tau_{rz} = -\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right)_{r=R_0-\beta x} \quad (2.10)$$

由弹性薄膜理论得

$$T_{\theta} = \frac{E}{1-\sigma^2} \left(\frac{\eta}{R_0-\beta x} + \sigma \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \frac{Eh^3 \eta}{12(R_0-\beta x)^2(1-\sigma^2)} \quad (2.11)$$

$$T_z = \frac{E}{1-\sigma^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \sigma \frac{\eta}{R_0-\beta x} \right) - \frac{Eh^2}{12(R_0-\beta x)(1-\sigma^2)} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \tau_{rz} = & -\frac{Eh^2}{12(1-\sigma^2)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \sigma \frac{\eta}{(R_0-\beta x)} \right. \\ & \left. - \frac{1}{R_0-\beta x} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \sigma \frac{\eta}{R_0-\beta x} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

当把式(2.9)、(2.10)、(2.11)、(2.12)、(2.13)代入式(2.7)、(2.8)，并略去高阶小量之后，整理可得

$$\begin{cases} \rho_{\omega} h \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \rho - 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \Big|_{r=R_0-\beta x} - \frac{Eh\eta}{(R_0-\beta x)^2(1-\sigma^2)} \\ \quad - \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)} \left[\frac{\eta}{(R_0-\beta x)^4} + \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} \right] \\ S_0(x,t) = \frac{R_0-\beta x}{R_0-\beta x+h} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right)_{r=R_0-\beta x} - \frac{Eh\sigma}{(1-\sigma^2)(R_0-\beta x)} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right. \\ \quad \left. - \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)(R_0-\beta x)} \cdot \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right\} \end{cases} \quad (2.14)$$

$$(2.15)$$

式(2.14)、(2.15)便是管壁运动的支配方程。

3. 耦合运动的边界条件

假定血管入口为光滑的喇叭口，则此处流动必为均匀的，只是时间 t 的函数，因此由图1便可写出

$$v_z|_{z=0} = U_0 \left[1 + \sum_{k=1}^n (a_k \cos k\omega t + b_k \sin k\omega t) \right] \quad (2.16)$$

$$p|_{r=0} = p_0 \left[1 + \sum_{k=1}^n (g_k \cos k\omega t + h_k \sin k\omega t) \right] \quad (2.17)$$

式中 ω ——振荡圆频率;

a_k, b_k, g_k, h_k ——待定常数;

U_0 ——血管入口处的特征流速;

p_0 ——血管入口处的特征压力。

设管壁是不渗透的, 血液在管内壁上无滑动, 故管壁上某点的血液流速必等于该点的血管壁的运动速度, 即

$$v_s|_{r=R_0-\beta x} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (2.18)$$

$$v_r|_{r=R_0-\beta x} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.19)$$

再设入口处的管壁是固定的, 则有

$$\eta|_{x=0} = \eta_0 = \text{const} \quad (2.20)$$

$$\left. \frac{\partial \eta}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (2.21)$$

式中 η_0 是血管入口处的特征径向位移。

三、管壁与血液耦合运动的定常解

表征管壁运动和血液流动的耦合作用的支配方程便是把血液流动方程组(Ⅱ)和管壁运动方程组(Ⅲ)组合起来的联立方程组。下面将在定常情况下求取满足相应边界条件的这一联立方程组的解。

对于定常情况, 联立方程组中的所有的运动参数均与时间 t 无关。同时, 由量级比较可知, 式(2.14)、(2.15)中的 $\left. \frac{\partial v_r}{\partial x} \right|_{r=R_0-\beta x}$ 和 $\frac{\eta}{(R_0-\beta x)^4}$ 都是高阶小量, 可以略去, 于是由式(2.4)、(2.5)、(2.6)、(2.14)、(2.15)和边界条件(2.16)、(2.17)、(2.18)、(2.19)、(2.20)、(2.21)整理便得

$$\left\{ \begin{array}{l} v_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_s}{\partial r} \right) \end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v_s}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) \end{array} \right. \quad (3.3)$$

$$(Ⅳ) \left\{ \begin{array}{l} p - \frac{Eh\eta}{(R_0-\beta x)^2(1-\sigma^2)} - \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)} \frac{d^4\eta}{dx^4} = 0 \end{array} \right. \quad (3.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_0(x) = \frac{1}{1 + \frac{h}{R_0-\beta x}} \left\{ \mu \left. \frac{\partial v_s}{\partial r} \right|_{r=R_0-\beta x} - \frac{Eh\sigma}{(1-\sigma^2)(R_0-\beta x)} \cdot \frac{d\eta}{dx} \right. \\ \left. - \frac{Eh^3}{12(R_0-\beta x)(1-\sigma^2)} \cdot \frac{d^3\eta}{dx^3} \right\} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

方程组(IV)便是表征入口区域内弹性血管壁和血液的相互耦合作用的支配方程组,其相应的边界条件是

$$v_z|_{z=0} = U_0 \quad (3.6)$$

$$p|_{z=0} = p_0 \quad (3.7)$$

$$\left. \begin{aligned} v_z|_{r=R_0-\beta x} &= 0 \\ v_r|_{r=R_0-\beta x} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

$$\eta|_{z=0} = \eta_0 \quad (3.10)$$

$$\left. \frac{\partial \eta}{\partial x} \right|_{z=0} = 0 \quad (3.11)$$

支配方程组(IV)共有5个方程,在加上上述相应的边界条件后,可以唯一地求解出5个未知量: v_z , v_r , p , η 和 S_c 。为此,首先应用Cen等人^[8]的线化分析方法,使方程组中的非线性偏微分方程(3.1)线化,然后在满足上述相应的边界条件下应用Bessel函数方法求解。最后求得血液流动的速度分布公式和压力分布公式如下

$$\begin{aligned} \frac{p-p_0}{\rho U_0^2} &= -\frac{1}{3} - \frac{8}{(1-\beta x/R_0)^2} \cdot \frac{x}{R_n R_0} \\ &+ 4 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^2} \exp\left(\frac{y_q^2 x}{(1-\beta x/R_0)^2 R_n R_0}\right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{v_z - U_0}{U_0} &= 1 - \frac{2}{(1-\beta x/R_0)^2} \cdot \frac{r^2}{R_0^2} \\ &- 4 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^2} \left[1 - \frac{J_0\left(\frac{y_q r}{R_0(1-\beta x/R_0)}\right)}{J_0(y_q)} \right] \exp\left(\frac{y_q^2 x}{(1-\beta x/R_0)^2 R_n R_0}\right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

式中 y_q 是二阶第一类Bessel函数的根, J_0 , J_1 分别是零阶、一阶第一类Bessel函数, $R_n = U_0 R_0 / \nu$ 是雷诺数。

对于管壁运动,可如下进行求解。将式(3.12)代入式(3.4)整理可得

$$\begin{aligned} \frac{d^4 \eta(x)}{dx^4} + h^2 R_0^2 (1-\beta x/R_0)^2 &= \frac{12(1-\sigma^2)}{Eh^3} \left[p_0 - \frac{1}{3} \rho U_0^2 \right. \\ &\left. - \frac{8\rho U_0^2}{R_n R_0 (1-\beta x/R_0)^2} + 4\rho U_0^2 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^2} \exp\left(-\frac{y_q^2 x}{R_n R_0 (1-\beta x/R_0)^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

这是一个高阶(四阶)非齐次常微分方程,可求得它满足边界条件(2.20)、(2.21)的解为

$$\begin{aligned} \frac{Eh\eta(x)}{\rho U_0^2 R_0^2 (1-\sigma^2)} &= \exp\left(-GR_n R_0 \sqrt[3]{1-\beta x/R_0}\right) \left\{ \left(\frac{Eh\eta_0}{\rho U_0^2 R_0^2 (1-\sigma^2)} \right. \right. \\ &+ (1-\beta x/R_0)^2 \left[\frac{1}{3} - Q - \sum_{q=1}^{\infty} \frac{48(1-\beta x/R_0)^6}{y_q^6 G^4 + 12y_q^2 (1-\beta x/R_0)^6} \right] \\ &\left. \left. \cdot \cos\left(GR_n R_0 \sqrt[3]{1-\beta x/R_0}\right) + \left(\frac{Eh\eta_0}{(1-\sigma^2)\rho U_0^2 R_0^2} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (1 - \beta x/R_0)^2 \left[\frac{1}{3} - Q + \frac{8G\sqrt{1 - \beta x/R_0}}{\sqrt[4]{3}(1 - \beta x/R_0)^2} \right. \\
& + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{48(1 - \beta x/R_0)^6}{y_q^{10}G^4 + 12y_q^2(1 - \beta x/R_0)^6} \left(\frac{y_q^2 G \sqrt{1 - \beta x/R_0}}{\sqrt[4]{3}(1 - \beta x/R_0)^2} \right. \\
& \left. \left. - 1 \right) \right] \sin \left(\frac{\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0 \sqrt{1 - \beta x/R_0}} \right) \left. \right\} \\
& + (1 - \beta x/R_0)^2 \left[Q - \frac{1}{3} - \frac{8}{(1 - \beta x/R_0)^2} \cdot \frac{x}{R_n R_0} \right. \\
& \left. + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{48(1 - \beta x/R_0)^6}{y_q^{10}G^4 + 12y_q^2(1 - \beta x/R_0)^6} \exp \left(- \frac{y_q^2 x}{(1 - \beta x/R_0)^2 R_n R_0} \right) \right]
\end{aligned} \tag{3.15}$$

式中 $Q = p_0/\rho U_0^2$, $G = \frac{1}{R_n} \sqrt{h/R_0}$

四、结果的分析讨论

1. 从导得的公式(3.12)、(3.13)可看出, 它们都和管壁的材料性质无关, 由此可以认为圆锥形血管中的血液发展流动的速度分布、压力分布与管壁的弹性性质无关。

2. 弹性模量趋于无限大时, 亦即圆锥形血管变成刚性管时, 由于速度分布和管壁的弹性性质无关, 速度分布仍如式(3.13)所示, 但管壁运动公式则变为

$$\begin{aligned}
\eta(x) = \exp \left(\frac{-\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0 \sqrt{1 - \beta x/R_0}} \right) \eta_0 \left[\cos \left(\frac{\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0 \sqrt{1 - \beta x/R_0}} \right) \right. \\
\left. + \sin \left(\frac{\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0 \sqrt{1 - \beta x/R_0}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.1}$$

对刚性管而言, 必存在 $\eta(x)|_{x=0} = \eta_0 = 0$, 代入式(4.1)得

$$\eta(x) = 0 \tag{4.2}$$

这表明, 当 $E \rightarrow \infty$ 时, 管壁的位移等于零, 这是符合刚性管情况的。也和秦婵等人^[5]的公式相一致。因而说, 本文把秦婵等人的刚性管结果推广到了弹性管的情况。

3. 锥度角 $\beta = 0$ 时, 管壁运动公式(3.15)变为

$$\begin{aligned}
\frac{Eh\eta(x)}{(1 - \sigma^2)\rho U_0^2 R_0^2} = \exp \left(- \frac{\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0} \left\{ \left(\frac{Eh\eta_0}{(1 - \sigma^2)\rho U_0^2 R_0^2} - Q + \frac{1}{3} \right. \right. \right. \\
\left. \left. - 48 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^{10}G^4 + 12y_q^2} \right) \cos \left(\frac{\sqrt[4]{3}x}{GR_n R_0} \right) \right. \\
\left. + \left(\frac{Eh\eta_0}{(1 - \sigma^2)\rho U_0^2 R_0^2} + \frac{1}{3} - Q + \frac{8G}{\sqrt[4]{3}} \right. \right. \\
\left. \left. + 48 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^{10}G^4 + 12y_q^2} \left(\frac{y_q^2 G}{\sqrt[4]{3}} - 1 \right) \right) \right.
\end{aligned}$$

$$\cdot \sin\left(\frac{\sqrt{3}x}{GR_n R_0}\right)\left\} + Q - \frac{1}{3} - \frac{8x}{R_n R_0} + 48 \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{y_q^{10} G^4 + 12 y_q^2} \exp\left(-\frac{y_q^2 x}{R_n R_0}\right) \quad (4.3)$$

可以看出, 这些结果和Kuchar等人^[9]的无锥度的等圆截面直管的结果是完全一致的, 因而本文公式也是Kuchar公式的推广。

4. 图3是根据式(3.13)进行数值计算得到的速度分布图。可以看出, 锥度角对血管入口区域内的速度分布是有影响的: (1) β 角越大, 速度也越大; (2) 当 $\beta \geq 0.5^\circ$, 这一影响就更显著; (3) 离入口处越远, β 角对速度的影响越明显。

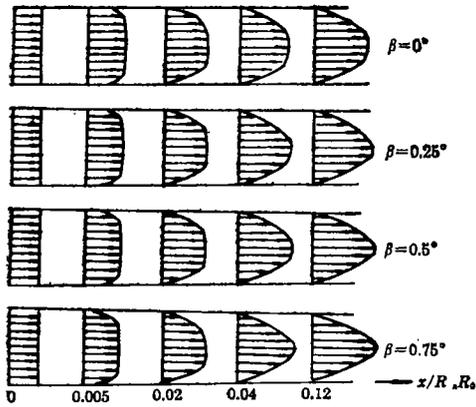


图3 锥形血管定常入口流动速度剖面

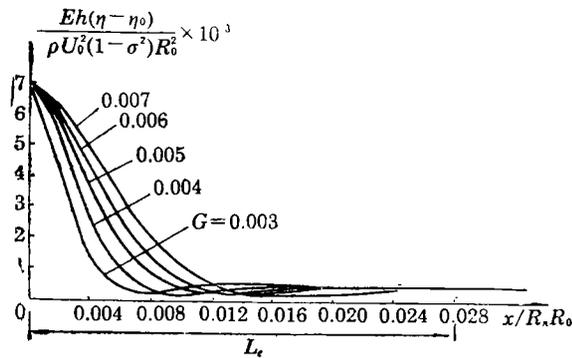


图4 锥形血管入口区域内管壁变形($\beta = 0^\circ$)

5. 图4和图5是根据式(3.15)进行数值计算得到的锥形血管入口区域内的管壁变形图。由图可见, (1) 有锥度角和无锥度角的血管, 同样存在着弹性入口区域, 而且两者的弹性区域长度 L_e 是一致的 (本算例 $L_e = 0.028 R_n R_0$), 这表明, 锥度角对弹性入口区域长度没有影响; (2) 锥度角对管壁变形是有影响的: a. 入口管径相同的血管, 若锥度大, 则管壁变形小, 若锥度小, 则管壁变形大; b. 对同一圆锥形管, 离入口处越远, 管壁变形将越小。

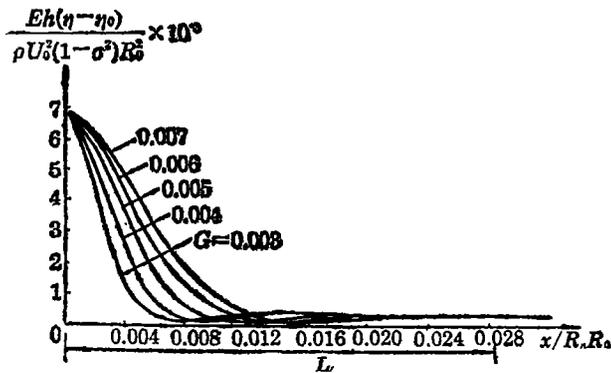


图5 锥形血管入口区域内管壁变形($\beta = 0.75^\circ$)

参 考 文 献

- [1] Слѣвкин, Н.А., *Динамика Вязкой Несжимаемой Жидкости*, Государственное Издательство Техника-Теоретической Литературы, Москва(1955), p.350—384.
- [2] Oka, S., The steady slow motion of a viscous fluid through a tapered tube, *J. of the Physical Society of Japan*, 19(8)(1964), 1481—1484.
- [3] Wiggart, D. C. and W. F. Keitzer, Pulsatile Flow in Cylindrical and Tapered Rubber Tubing, Biomechanics Monograph, ASME, (1967)125—136
- [4] Nishimura J. and S. Oka, The Steady Flow of a Viscous Fluid through a tapered tube, *J. of the Physical Society of Japan*, 20(3) (1985),1236—1239.
- [5] 秦婵, Ned H. C. Hwang, 锥形血管中的血液流动, 华南理工大学学报, 18(1)(1990), 36—41.
- [6] 岑人经、秦婵, 圆锥形血管中的振荡发展流动, 应用数学和力学, 14(4)(1993), 301—308
- [7] 岑人经, 血液流动与血管壁运动, 应用数学和力学, 9(8)(1988), 713—714.
- [8] Cen, Ren-jing, Liu Bao-sen and Ned H. C. Hwang, Developing oscillatory flow in a circular pipe; a new solution, *J. of Biomechanical Engineering*, Trans. of the ASME, 109, (1967), 340—345.
- [9] Kuchar, N. R. and S. Ostrach, Flow in the Entrance Regions of Circular Elastic Tube, Biomedical Fluid Dynamics Symposium, ASME, (1966), 45—69.

The Couple Motion Between Vessel Wall and Blood in the Entrance Region of a Tapered Vessel

Cen Ren-jing Qin Chan Tan Zhe-dong

(South China University of Science and Technology, Guangzhou)

Abstract

A problem of couple motion between vessel wall and blood in the entrance region of a tapered vessel is considered in this paper. A mathematical model of co-couple action is formed for both motion of vessel wall and blood flow in the entrance region of elastic vessel with tapered angle. Under the situation that the relative boundary conditions are satisfied, a set of velocity distribution formula, pressure distribution formula for the blood flow in a tapered elastic vessel are derived. Some important conclusions are obtained.

Key words vessel wall, blood flow, couple motion, tapered angle