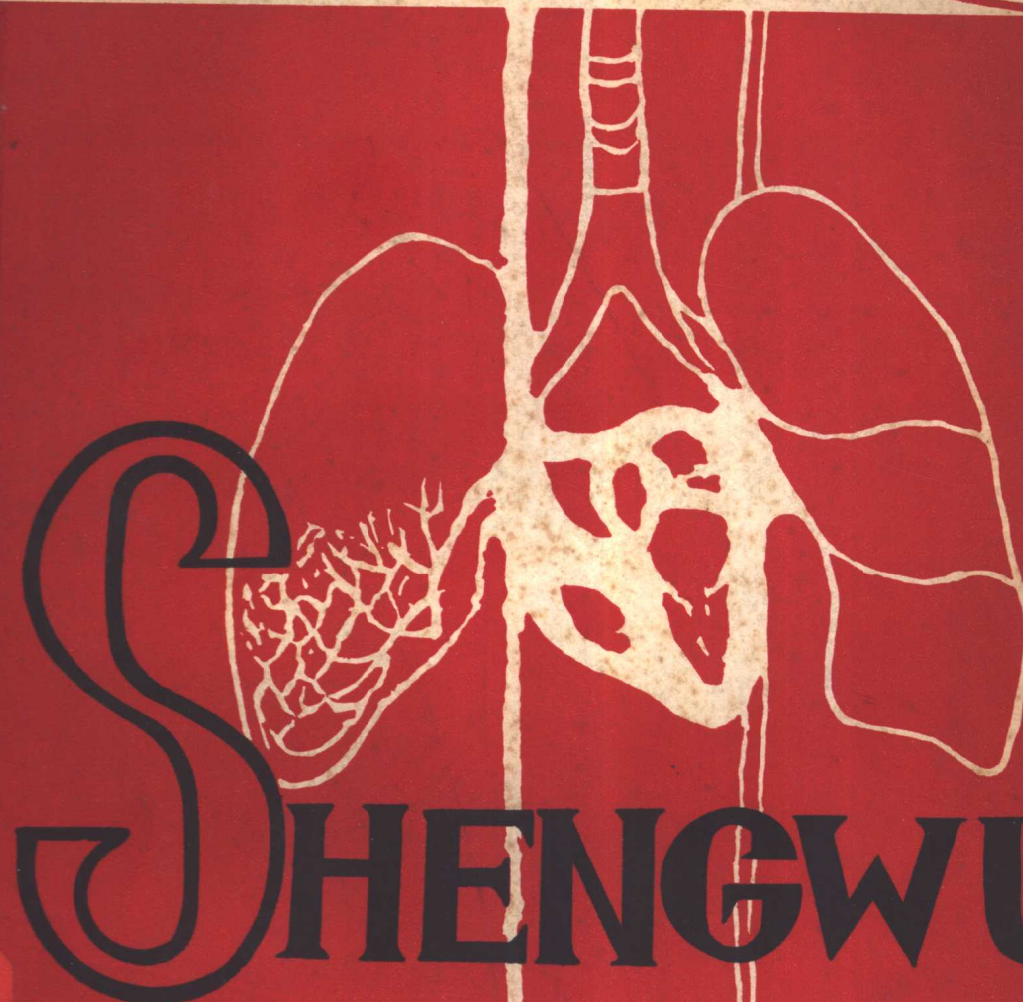


生物力学

文集



1



**SHENGWU
LIXUE**

科技文献出版社重庆分社

编 辑: 重庆大学生物力学研究室
出 版: 科技文献出版社重庆分社
印 刷: 重 庆 大 学 印 刷 厂
发 行: 四川省新华书店重庆发行所
科技书目: 146—104 **书号:** 17176·178

1979年12月15日出版

定 价: 0.85 元

前 言

生物力学是力学与生物学、生理学、病理学、解剖学、医学等学科之间互相渗透的边缘学科。它将力学理论与方法和生物学的原理与方法有机地结合起来。是一种研究生命运动的生命科学。

近二十年来医学科学技术的进一步发展、仿生学的发展、宇航飞行技术的出现,推动了人对特种环境适应性问题的研究,提出了一系列生物力学问题,促进了生物力学作为一门新的学科蓬勃发展起来。60年代后期,电子计算机开始用于医学,为生物力学开辟了新的前景。有人预言,人类不久将进入生命科学的时代。到那时,就有可能人为地控制生命的一切活动。

现代科学的发展,已经或正在深入到探讨自然界物质运动的一些本质问题,研究工作的难度是比较高的。但是,当这一类课题一旦取得突破,对于整个科学技术领域的影响将是极为巨大和深远的。生物力学对生命机制的研究,可以在制造人体内的一切物质和各种器官方面提供力学基础,当人体的某一部分受到损伤或机能衰退,就可以象机器上的另件损坏后可以调换新的另件一样,来继续维持人体的正常生命活动。生命科学将为人类作出巨大的贡献。

生物力学作为一门新兴学科,在国际上发展很快,欧、美、日、苏、澳、加等国均建立了专门研究机构,国际学术会议相当频繁;在我国的研究才刚刚开始。一九七八年全国力学规划会议根据力学发展的需要,将生物力学作为力学学科性研究工作的一个分支列在力学发展规划纲要中。并订于一九七九年召开全国高等学校生物力学座谈会,以

促进生物力学在我国的发展。可以预料，通过这次会议交流，我国生物力学这门新学科将在生命科学园地上开出光彩夺目的绚丽花朵。

下面收集了十二篇文章作为全国第一届生物力学座谈会的资料。由于时间仓促，组织稿件肯定不全面，可能有许多好的文章没有收集到本《文集》中；又由于水平不高，《文集》难免有错误之处，欢迎读者予以批评指正。本期请敖尔真、杨大启同志校订，特此致谢！

为了推动生物力学这门新兴学科在我国的发展，我们希望今后在有关生物力学和生物工程的资料和国内外先进技术方面加强交流。

重庆大学生物力学研究室

编 者

1979.11

目 录

前 言

1. 生物领域中的一切流体力学的问题
..... S. I. Rubinow 胡俊良译, 陈珍重校 (1)
2. 血液动力学的基本问题
..... 杨有庆 (8)
3. 从心脏到毛细血管—血液动力学的现代进展
..... T. K. Hung 杨有庆译 (16)
4. 用有限元方法分析毛细管中的血液流动
..... B. B. Gupta R. Natarjan V. Seshadri 杨瑞芳译 (21)
5. 薄壁管中不可压缩无粘性流体的波
..... T. Bryant J. B. Haddow 丁启明译 (28)
6. 研究气道阻力的流体力学方法
..... M. Y. Jaffrin P. Kesic 瞿继恂 林道译校 (38)
7. 关于片流理论
..... 王君健 张三才 (53)
8. 骨骼生物力学
..... 吴文周 孙 珏 (57)
9. 热力学在生命科学中的某些应用
..... 曾丹苓 (66)
10. 最佳人工叶式主动脉瓣设计参数和寿命分析—根据最佳设计分析的AVCOTHANE-51叶瓣的研究、设计和改进
..... Dhantoo, N. Ghista Helmut Reul 丁启明译 (74)
11. 动脉的长度—力和体积—压力关系
..... Pieter Van Loon Willem Klip
E. L. Bradley 丁启明译 (89)
12. 生物检测用传感器的动向
..... 阿P 善右为门·冲野 遥 孙泽权译 (110)

生物领域中的一些流体力学的问题

S. I. Rubinow

在本文中，我们将扼要叙述生物领域中出现的一些流体力学的问题，此项工作是与 Joseph B. Keller 合作完成的。我们将竭力指出有助于更进一步研究和探讨这些问题的有趣的领域。

在庆祝美国建国二百周年的时候，值得提出：人体循环系统中血液流动的第一个数学模型是由现代流体动力学之父 L. Euler 提出来的[1]。他研究了无粘性流体在变截面软管中的流动，并给出了流体压力与变截面面积之间的关系方程式。Euler 曾指出由于方程组中存在非线性项，因而它的求解是非常困难的。

直到现在，对这样一个简单管流问题，我们首先考虑的是用血液流动的数学模型来表征血液在动脉中的流动。最近，由于 Womersley 的工作[2]，更加引起了人们对它的注意。通常假定把血液当作粘性、不可压缩的流体，动脉管壁当作无限长的、薄的和粘弹性的，于是得到一个描述血液——动脉系统力学特性的合理的物理模型。按照假定，血液流速和管壁运动的振幅是小的，因而运动方程可以线性化。同时，鉴于在流体与壁的交接面处速度和压力是连续的，所以数学问题可归结为这样的问题：就流体而言，是所谓解线性化的 Navier—Stokes 方程；对管壁而言是解线性化的弹性方程。

由 Womersley 开始，许多研究者提出了这个模型的一种或另一种变化形式。设有一种纵向波，对空间和时间而言是简谐形式，并沿着管子轴线传播，则方程组将容易求解。因此，血液和动脉的整个运动可以分解为固定频率和波长的各次谐波。传播常数 K 的值就是以波频 ω 和问题的其他参数表示的色散方程的根。由于这个例子中色散方程是非常复杂的，它包括各种类型的和未定的 Bessel 函数。所以它的分析具有实质性的数学困难。

事实上，所有的研究者都采用长波的近似方法，避开了分析色散关系的困难。这种方法既没考虑波的全部特征也没考虑一种波的基本脉冲频率波和它的谐波之间的特征差异。尽管它们有无限多个传播形式，通常仅验证一个传播波型。这些情况促使我们更进一步去研究单个管道血液流动的问题。在文献[3]中，我们研究上述问题时是针对流体为无粘性、可压缩的情况。动脉植于组织里的效应用管壁外部边界条件的阻抗来表示。那篇文章的主要成就在于用解析和数字计算的方法进行色散关系的研究。单个管道系统的主要综合特性见文献[4]。

对于给定的谐波频率分量，色散方程有无限多个根或传播常数。对每一个传播常数，有一组相应的流体压力、流速和管壁位移的分布图型，称为波型。每个波型的幅值由外加压力脉冲的初始激发来确定。有无限多个传播波型载运着激发能量，对这样一些波型 K 值基本上是真实的。波型中有两个是“管道波型”，其余的是发生在很高频率的声波型。因为 Thomas Young 首先给出了在零频率时的相速度[5]，所以我们把二个管道波型中对血液流动起主要作用的一个称为 Young 氏波型。另一个称为 Lamb 氏波型，因为它的相速度首先

由 Lamb 所研究[6]。对应于 Young 波型（以及声波型）是管道径向振动的共振频率。我们认为它可以帮助解释狭窄后位出现的鼓胀现象[4]。动脉狭窄导致径向频率附近 Young 波型的激励，因而使得血管被拉紧和变得被削弱，并且在狭窄部下游导致血管疲劳和发生鼓胀。

我们也研究了粘性和不可压缩流体和管道是自由（外阻抗为零）的情况。由于血液压缩性引起的对管道波型的修正可以忽略不计。图 1 表示 Young 氏波型（下标用 + 表示）的无因次相速度 $C = dw/dk$ 的特性（以无因次参量 α 的不同数值为参变量）与无因次频率 ω 的关系， α 与粘性系数的倒数成比例，其他管子参数的选择应能够反映哺乳类动物的动脉特性。此处标有 ∞ 的那条曲线表示 $C+$ 的无粘性特征。零频率的纵坐标值代表 Young 氏速度公式。注意有一个截止频率限，超过那个界限， $C+$ 是无效的，并且波型不再传播。具有特殊意义的是在 α 的限定值， $C+$ 在很低频率时将随 ω 的减小而减小。这个特点反映了粘性边界效应：“在非常小的频率时，粘性的效果是很显著的”。

尽管在低频率时这种分析是受到限制的，但实际上当 $\alpha^{-1} \ll \omega \ll 1$ 时， $C+$ 近似地由 Young 氏公式给出。对于人体大动脉正常血液流动情况， $\omega \sim 3 \times 10^{-3}$ （相当于心跳的基本频率约每分钟 70 次）以及 $\alpha \sim 7 \times 10^4$ ，因而上述不等式的判据是容易满足。我们看到若将血液看作无粘性流体则在零频率限内推导出 Young 氏速度公式与哺乳类动物大动脉里脉冲波的速度观察值是相符合的。而把血液看作是粘性流体时，零频率速度公式就不适合了。

图 2 表示 Lamb 氏波型相速度 $C-$ 的同样特性。这里在很低频率 $\omega \ll \alpha^{-1}$ 时，粘性也改变了波型的特性。在较高频率，当 $\alpha^{-1} \ll \omega \ll 1$ 时， $C-$ 由 Lamb 氏公式取第一次近似得出。Lamb 氏波型具有表示管道位移和位移分布图，它的作用比压力变化更为重要，但却往往为血液流动研究者们所忽视。因为血压通常比动脉运动容易测量，而动脉运动除一种例外[8]，它通常是不易测出的。

循环系统的动脉——静脉部分可以看成弹性管内盛有粘性流体的网络，其特性可按前面讲过的方法来描述。上述波型研究的主要目的是希望确定在规定的压力脉冲或在网络中任一管道末端的输入速度作用下网络的流体速度、压力和管道运动的反应。例如在动脉入口处由心脏产生一定的脉冲。我们称这个模型为动脉——静脉系统的波导理论，显然它与电导波理论是相似的。该理论可由过脉管横截面上的平均压力、平均速度等来简化，因此它是一个双线传输系统：一条线是对 Young 氏波型而言，另一条线是对 Lamb 波型而言。仅只考虑这两种波型的原因是哺乳类动物的心脏节拍与动脉管壁共振频率相比较是很低的。甚至在考虑数种谐波时认为动脉——静脉系统基本上都是低频系统。

可以推导出[7]任一道波的特性传输线方程式如下：

$$\left. \begin{aligned} -P_z &= ZQ \\ -Q_z &= CP \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

此处 P 为平均压力， Q 为在瞬时 t ，在给定管道位置 Z 的平均容积流量， Z 为管道的阻抗特性， C 是管道的顺应（Compliance）特性。后面的两个量可用 K 、 ω 和管道的其他参数表示，在(1)式中对 Z 和 t 的偏微商是不易理解的，因为 P 和 Q 被认为是由下列变量来决定：

$$(P, Q) = (P_0, Q_0) \exp[i(KZ - \omega t)] \quad (2)$$

此处振幅 P_0 与 Q_0 为常量，把方程(2)代入(1)，并完成指定的偏微商后，可得到关系式：

$$-iK^2 = \omega CZ$$

(3)

上面只不过扼要地重述了色散关系。

因此, 动脉——静脉系统的力学特性是按与电学网络特性完全类似的方法来考虑。为了求得动脉——静脉系统的全部理论, 必须先解决三个管道连接处发生振动冲击的问题。这个问题无疑地是未解决的一个理论问题, 因此推迟了理论的应用。然而还有许多其他复杂的问题, 例如对动脉顺应性和阻扰性的认识不足, 对网络的许多紊乱性质和毛细血管渗漏现象的认识不足。希望在不久的将来, 它可以解释现代理论上还不能充分解释的各种生理学上的现象。借助于充分的理论, 有可能用不同位置的压力和流量来评定循环系统的健康状态。

由于前面讨论过理论的线性化性质, 因而小幅度偏离平衡位置是正确的。有许多生理现象与流体通过弹性管有关, 而管道的可塌陷性必须考虑。例如血液在静脉中的稳定流动就属这种情况。有人已经测量出在狗的上腔静脉中血液的平均流量[9]与压力差 $P_1 - P_2$ 的关系, 此处 P_1 是颈静脉的压力(上腔静脉的上游), P_2 是外周末端压力。将 P_1 固定, 减小 P_2 , 发现随着 $P_1 - P_2$ 增加, Q 开始时线性地增加, 符合 Poiseuille 定律。然而, P_2 再进一步减小, 则 Q 迅速地达到一渐近水平, 超过这一界限, Q 就不再增大。流体通过橡皮管和流体通过狗的整个心血管系统以及猫的肺时具有同样的结果。

我们提出了关于通过弹性可塌陷管的稳定流动的简单理论[10], 假设它部分地符合 Poiseuille 定律, 并且在任一位置由变形压差来确定管道的半径。它还假定管道的应力——应变曲线是已知的。根据这些假设, 很容易说明 Q 仅仅是 L 、 $P_1 - P_2$ 以及 $P_2 - P_0$ 的函数。此处 L 为管道的长度, P_1 、 P_2 和 P_0 分别代表上游、下游和管道的外表面压力。另外 Q 与 L 成反比, 而当后者的量甚小时, 与 $P_1 - P_2$ 成正比。同时当 $P_1 - P_0$ 保持固定及 $P_2 - P_0$ 趋近于 $-\infty$ 时, 它趋近于一个极限值。在引入代表人体动脉特性的应力——应变曲线后, 如前所述, 计算的流量曲线具有那些观察到的定性特性。

如果我们将可塌陷管看作吸饮料的麦草管一样, 则上述理论的物理概念是容易理解的。吮吸开始, 吸入真空增加导致流量增加, 但是, 超过一定限度, 流量就不再增加了。因为再增加压力差所带来的效果, 全被管道截面的减小所抵消了。

实际上, 上述理论并未考虑到当压力过分降低, 低于管外表面的压力时会引起管道塌陷。一旦管壁出现塌陷, 管道的横截面不再是园形, 因而通过管道的流量便将减小。如果横截面的形状已知, 可以用解合适的流动方程来决定流量。在文献[11]中已计算过可塌陷管的形状和相应的流动问题, 但是此种理论的定性分析是没有重要意义的。

事实上, 根据下面的假设可以将互连管系的整个网络看成单个管道来研究其特性, 这样也许更能帮助我们去理解它的作用。设想一个梯形网络, 由 N 个相同的小直径软管并联地接至两个大直径软管所组成。如果大管中的压降忽略不计, 并把每个管的压力看作常量, 那末通过网络的流量便是通过单个小管的 N 倍。

在流体通过软管时还存在另外的现象, 即是产生随时间而变化的大幅度位移。对于这样的现象既不能用稳定状态理论, 也不能用线性理论。以医生在测量血压时诊听 Korotkoff 声音为例, 了解在塌陷的动脉里几乎没有流量的状态和在减小外套压力时开始出现流动状态之间的动力学过渡过程是非常必要的。已经观察到的过渡振动有如“颤动”一样。第二个例子是咳嗽时, 空气随之通过支气管和气管, 这里管道的塌陷起着重要的作用。

另一个属于生物独特的流体流动问题是微生物用鞭毛进行的游动, 例如精液就是利用从

它头部向鞭毛尾部传递周期性的弯曲波来使它自己在周围的液体中推进。已经观察到与有机体的两个轨迹相对应的两个鞭毛波动类型,即螺旋形和平面形。观察结果充分表明可以与理论作定量的比较。

由鞭毛运动引起的流体流动是非常缓慢的,具有 10^{-3} 或更低的雷诺数,因而缓慢流动的理论对它是适用的。对此 Taylor 在文献[13]中有详尽介绍。对于尾翼运动, Taylor 和一些早期的理论家将他们的工作局限于对有机体的前向或纵向速度分量的分析。其后庄和吴 (Chwang and Wu) [14] 计算了角速度的纵向分量以及鞭毛螺旋形运动时的线速度。对于鞭毛的任意平面运动, Brokaw [15] 和其他一些人指出了怎样计算线速度和角速度分量的方法。

由于还有一些观察到的运动是以前不能充分解释的,所以我们再深入来研究微生物的运动[10]。假设规定了鞭毛的运动形式,但整个有机体的线速度 $\vec{W}$ 和角速度 $\vec{\Omega}$ 为未知,为了描述这种运动的形式,计算了由有机体周围的液体作用于有机体的力和力矩,根据作用在有机体上的净力和力矩为零的条件,得出速度,已知速度则有机体的轨迹就确定了。

分析结果表明所谓游动就是有机体的一个部分相对于另一个部分产生运动。如果有机体如象刚体一样是不能游动的。虽然螺旋形波动的鞭毛是一种刚体运动,但它附着于有机体头部,对头部有相对运动,因而产生了游动。事实上,头部回转方向与其尾翼相反,这就说明了为什么无头鞭毛的螺旋形波动不能产生游动[14]。另一方面,无头鞭毛作平面正弦曲线波动时却能够推动它自己前进[15]。在鞭毛作平面正弦曲线运动的情况下,发现有机体的轨迹是直线,在直线附近有小振荡。鞭毛的每个点还以横向摆动的倍频纵向地摆动着。如果平面振荡是不对称的,则轨迹是一个具有重复振荡的圆周,这种情况与在海胆和公牛的精液中观察到的一样。圆的曲率半径与波动的不对称量成反比。

已经推得的游动速度瞬时纵向分量的新公式,可按第一和第二类椭圆函数表示。用海胆的精液计算结果指出:在它的周期的短时间内速度稍微偏负。基于上述,得到下面平均纵向速度分量的近似公式:

$$-W_3 \approx C \frac{0.36K^2\rho^2}{1 + 0.72K^2\rho^2 - (1 + 0.36K^2\rho^2)(3R/L)\log(b/aL)} \quad (14)$$

此处 W_3 为纵向速度分量,从头至尾的方向取为正向。 C 、 K 和 ρ 分别是波的相速度、波的个数和幅值。 b 和 L 分别是鞭毛的横截面的半径和长度, R 为头的半径(假定是球体), a 为数字系数。与以前 Gray 和 Hancock [17] 给出的结果相比较,这个公式有了进一步的改进。将观察到的作平面正弦运动的公牛精液的游动速度与公式(4)进行了比较,公式(4)右边的参数值已被测出或可以合理地推断。这些观察结果先前看来与理论存在差异,但与公式(4)的解释相符合。

在精液中的鞭毛作螺旋波形运动的情况下,对轨迹的计算表明:有机体以小半径围绕直线轴沿螺旋路径运动。而且鞭毛的轴与路径的轴倾斜成一小角度。这些结论同长期观察的结果在定性上是一致的。由 $\vec{W}$ 与 $\vec{\Omega}$ 的纵向分量的推导得到庄和吴 (Chwang and Wu) 的结果[14]。然而理论上与观察到的鞭毛以螺旋形波动着的公牛精液的情况不相一致。

不一致的原因,一种可能是公牛精液鞭毛的运动比理论上假设的更为复杂。另一个可能的影响因素是作用在尾翼上的流体动力计算。计算是根据 Cox 的细长物体 ($b/L \ll 1$) 的理

论[19]。这些力主要是由 Gray 和 Hancock[17]给出。在两种计算中,都假定作用在细长物体单元上的升力和阻力是有局限性的。若考虑非局部效应,则在 Cox 的理论中包含着高次项也许是必要的。

出现在生物里的许多缓慢流动现象,并未引起理论上的重视,只是近年来才由理论家们开始研究。下面列述其部分内容:游动着的有纤毛的微生物[20],和具有许多鞭毛的细菌(bacteria);连结肾脏至膀胱的弹性管的蠕动加压,例如尿通过输尿管的情形;神经轴突里神经液的流动,在同一轴突里必然有回流;其他细胞束流动现象和难于观察的细胞微粒的跳跃运动;变形虫运动[23]。应用数学家和流体动力学家寻求的新问题有助于上述现象的解释。在 Lighthill 最近的论文里有这方面研究工作的全面而详尽的介绍。

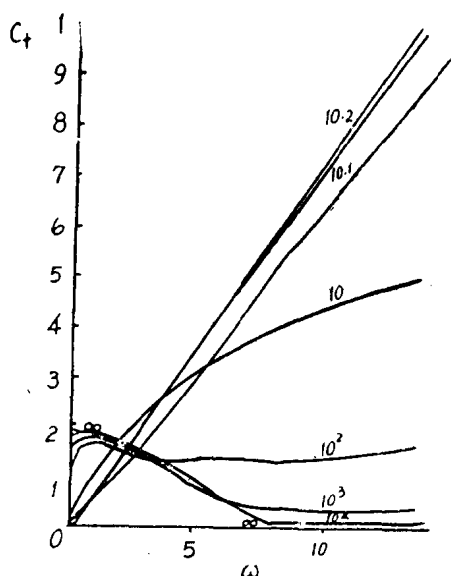


图1 对应于无因次参数的不同值, Young 氏波型的相速度 C^+ 是频率 ω 的函数、与流体粘度成反比。

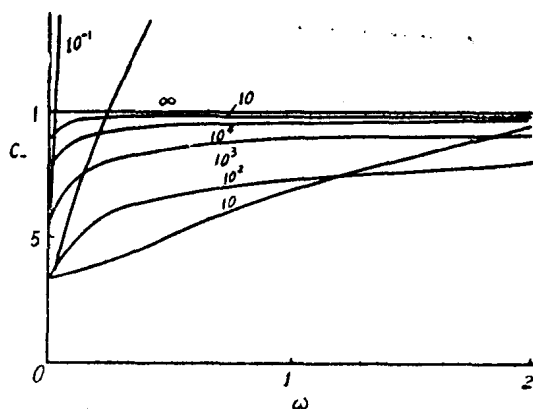


图2 对于 α 的不同值 Lamb 氏波型的相速度 C_- 是频率 ω 的函数。

译自 "In Biology"

胡良俊 译 陈 珍 重校

参 考 文 献

- [1] L. Euler (1775, published posthumously 1882). "principia pro motu Sanguinis per arterias determinando." Opera posthuma mathematica et physica anno 1844 detecta, ed., P. H. Fuss and N. Fuss, petropoli: Apud Eggers et socios, 2, 814-823.
- [2] J. R. Womersley (1958). Wright Air Development Center, Technical Report WADC-TR56-614 (Compilation of all publications of the author).
- [3] S. I. Rubinow and J. B. Keller (1970) Wave propagation in a fluid-

- filled tube, J. Acoust. Soc. Amer. 50: 198-223.
- [4] S. I. Rubinow and J. B. Keller (1968). Hydrodynamic aspects of the circulatory system, in Hemorheology, A. L. Copley, ed, Oxford: Pergamon press, 149-155
- [5] T. Young (1808), Hydraulic investigations, subservient to an intended Croonian lecture on the motion of the blood, philos. Trans. Roy. Soc. London 98: 164-186
- [6] H. Lamb (1898). On the velocity of sound in a tube, as effected by the elasticity of the walls. Manchester Lit. and phil. Soc. Memoirs and proc 42, No 9
- [7] J. B. Keller and S. I. Rubinow. unpublished work.
- [8] R. L. van Citters (1960). Longitudinal waves in the walls of fluid-filled elastic tubes, Circ Res. 8: 1145-1148
- [9] G. A. Brecher (1952) Mechanism of venous flow under different degrees of aspiration Am. J. physiol 169: 423-433
- [10] S. I. Rubinow and J. B. Keller (1972) Flow of a Viscous fluid through an elastic tube with applications to blood flow. J. Theor. Biol 35: 299-313
- [11] J. Flaherty J. B. Keller and S. I. Rubinow (1972) post buckling behavior of elastic tubes and rings with opposite sides in contact. STAMJ Appl. Math 23: 446-455
- [12] J. P. Holt (1941) The Collapse factor in the measurement of venous pressure Am. J. physiol 134: 292-299
- [13] G. I. Taylor (1951) Analysis of the swimming of microscopic organisms Proc. R. Soc. Lond. A Phys Sci 209: 447-468
- [14] A. T. Chwang and T. Y. Wu (1971) A note on the helical movement of micro-organisms. Proc. R. Soc. Lond. B. Biol Sci 178: 327-346.
- [15] C. J. Brokaw (1970) Bending moments in free-swimming flagella. J. Exp Biol 53: 445-464
- [16] J. B. Keller and S. I. Rubinow (1976). Swimming of flagellated microorganisms Biophys. J. 16: 151-170
- [17] J. Gray and G. J. Hancock (1955) The propulsion of Sea-urchin spermatozoa. J. Exp Biol 32: 802-814
- [18] R. Rikmenspoel G. Van Herpen and P. Eijkhout (1960) Cinematographic observations of the movement of bull sperm cells. phys Med Biol 5: 167-181
- [19] R. G. Cox (1970) The motion of long slender bodies in a viscous fluid. J. Fluid Mech 44: 791-810
- [20] J. R. Blake. (1971) A Spherical envelope approach to ciliary propulsion.

- J. Fluid Mech 46: 199-258
- [21] H. C. Berg (1975) Bacterial behavior Nature Lond 254: 389-392
- [22] M. Y. Jaffrin and A. H. Shapiro (1971) peristaltic pumping. Ann. Rev. Fluid Mech 3: 13-36
- [23] G. M. Odell and H. L. Frisch (1975) A. continuum theory of mechanics of amoeboid pseudopodium extension. J. Theor. Biol. 50: 59-86
- [24] J. Lighthill (1975) Biofluidynamics Philadelphia: SIAM.

血液动力学的基本問題

杨 有 庆

一、简 述

生物力学就是研究生物中的力学问题的科学。六十年代以来,生物力学得到非常迅速的发展。生物力学的研究范围十分广泛。血液动力学只是作为生物力学的一个分支,以研究血液在心血管系统中是如何流动和完成循环为宗旨。

血液动力学所涉及的内容和知识,却超出了动力学的范围,它包括有血管和血液的基本特性和本构关系,血液流动的基本现象和数学模型,血液循环系统的几何特征和可能的边界条件。本文着重介绍血液流动的基本现象和数学模型。

最后,提出血液动力学中存在的一些问题。乃是今后研究的方向。

二、血液和血管

2 · 1 血液

血液是输送养料和废物的流体,是血液动力学的主要研究对象。

血液的组成 血液由血浆、细胞和其它物质组成,血浆占54%左右,细胞占45%左右,红细胞约占细胞总数的99.1%。

由此可知,血液的主要成分是血浆和红细胞,则红细胞和血浆就主要地决定着血液的力学性质,但是,血液的性质也绝不是血浆的性质与红细胞的性质的简单组合。一般说来,血液的整体性质与红细胞和血浆的个别性质是不相同的,有必要分别加以介绍。

把红细胞在血液中所占体积的百分数称为红细胞容积率,简称容积率。这在研究血液性质当中是一个重要的参数。

整体血液的流变学特性 血液是一种在电介质或非电介质水状溶液中的细胞悬浮液。对血液动力学至关重要是血液的本构关系,即血液是牛顿流体特性呢还是呈非牛顿流体特性。对整体血液的试验发现,整体血液也呈现出非牛顿流体特性;但血浆为牛顿流体。一般说来,血液的粘性不但与速度梯度有关,而且与容积率有关。实验发现,整体血液的粘性随剪切率的增大而减小,随容积率的增大而增大,更严格的实验证实,血液的粘性也随温度变化。因此,血液一般来说,基本上呈非牛顿流体特性。但在大多数情形。总是把血液当作牛顿流体。

当剪切率为零时,血液像一弹性固体,存在一个有限的屈服应力。在小剪切率和小容积率下(剪切率 $\dot{\gamma} < 10 \text{秒}^{-1}$, 容积率 $H < 40\%$)剪应力与剪切率的关系,可用 Casson 半经验

公式描述

$$\tau^{\frac{1}{2}} = \tau_y^{\frac{1}{2}} + K \dot{\gamma}^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

式中, γ 为剪应力, τ_y 为屈服应力, $\dot{\gamma}$ 为剪切率, K 为 Casson 常数。 τ_y 的试验值约为 0.02 ~ 0.05 达因/厘米², 基本与温度无关。

实际上, 人们早就发现血液具有粘弹性。Thuston(1976)在血液脉动中对血液粘性进行测量, 测出压力可分解为两个分量, 一个分量与速度同相, 另一个分量与速度位相约差 90°, 通过理论分析, 血液粘性也分成两部分: 能量耗散(粘性)部分和能量贮存(弹性)部分。其原因主要是由于红细胞或迭积的变形, 以及红细胞膜具有粘弹性。

综上所述, 对整体血液来说, 本构关系十分复杂, 定量关系更难确定, 这对建立数学物理模型带来极大困难。一般地, 为方便计, 或采用牛顿流体模型, 或采用 Casson 流体模型, 或兼而有之。

红细胞 红细胞是血液的主要成分, 在某些情形, 如微循环, 它的性状直接影响着血液流动性状。红细胞的性状应当予以了解。其性质如下:

(1) 旋转 血管内流动的血液, 在剪应力小于 0.4 达因/厘米² (即剪切率小于 20 秒⁻¹) 时, 单个红细胞在血浆中有周期性的旋转。

(2) 碰撞 在容积率不太高时, 红细胞在剪切流动中将相互碰撞。所谓碰撞, 定义为几何质点中心相距在一个直径之内的直线接近。

(3) 管致窄效应 (tubular pinch effect) 在中性易浮球悬浮液的 Poiseuille 流动中的管致窄效应, 在血液流动中也被发现, 血细胞的平衡位置比起中性易浮球的更要靠近管轴些吧了。

(4) 变形 离散的单个红细胞在剪应力大于 1 达因/厘米² 的作用下就会发生大变形。即使发生相当大的变形, 红细胞基本保持其表面积不变。红细胞膜是粘弹性的, 但在计算其大变形时, 仍留作弹性薄壳加以处理的。

Goldsmith(1975)对种种红细胞模型作了详细评述。

2.2 循环通路

血液通过心脏、动静脉和毛细胞管(微血管)完成循环的。对它们作一简介。

心脏: 它有四个房室: 左心室和左心房、右心室和右心房, 和四组瓣: 动静脉管瓣、三尖瓣、二尖瓣和半月瓣。两个心室是抽吸站, 把血液压入动脉血管, 两个心房是接收站, 容纳从静脉血管流回的血液。瓣的作用是防止血液回流。

心脏周期地搏动, 四个房室的收缩和舒张彼此不同步, 互相有一定的时间延迟。这是造成血液脉动流动的主要原因。

动脉: 动脉和静脉在构成组织上是一样的, 但在结构上, 除了从躯干上流至心脏和从头部下流至心脏的大静脉外, 大多数静脉都有类似心脏瓣那样的瓣。以保持压力和提升血压, 只不过性质更弱吧了。

血管壁是由不同的组织层组成的, 不均质性十分明显。血管壁材料的最重要的力学性质, 就是其非线性, 其中包括:

(1) 大变形 管壁非常薄, 血管为薄壁管。在轴向小应力作用下呈大变形状态。佐藤正

明等人(1977)对狗的股动脉和颈动脉的实验,证明了这种大变形特性。

(2) 粘弹性、血管在周期拉伸作用下就得到应力—应变关系的滞后回路,表明了血管壁材料的粘弹性(Fung)。

(3) 各向异性、林结三郎等人(1975)在均质体假设下通过有限变形理论对血管壁进行理论分析,发现有各向异性特征。通过对狗的动脉作实验,证实了这点。同时还表明,不同的动脉,轴向应力与周向应力之比也不尽相同(佐藤正明)。

毛细血管、毛细血管壁的力学性质与动脉的回然而异。血管越小,其刚性越大,毛细血管刚性最大,近于刚性管。Fung(1971)通过应力应变分析,认为,毛细血管的刚性主要是由其周围组织提供的。他还作了具体的计算。

三、血液动力学

1. 心脏血管整体流动分析

Frank(1899)把心脏血管作为一个整体,提出血液流过心脏血管系统的最简单的理论模型。他认为,心脏血管系统是由一弹性容器和有一常阻力的刚性管组成。设 i 为流入该系统的体积流量(厘米³/秒),其一部分被用来膨胀弹性室。另一部分流入外周血管。如果 p 是血压(左心室的压力), R 为外周血管的阻力,以外周血管的流量为 p/R , 设弹性室的容积变化与 dp/dt 成正比,比例常数为 k_0 , 则总流入量 i 就等于弹性室容积变化的量与注入外周血管的量的总和

$$i = k_0 \frac{dp}{dt} + \frac{P}{R} \quad (2)$$

这个方程是在非常简单的假定下导出的,所得到的结果与心血管舒张期的数据较为一致,还是可用的。

虽然这种模型十分粗糙,但还没有更好的模型代替它。近来,人们用计算机整体模拟来分析心血管流动,是一个新的方向。

2. 动脉内的血液流动

Womersly 在层流条件下导出频率参数 α

$$\alpha = r \sqrt{\omega/\gamma} \quad (3)$$

式中, r 为动脉半径, ω 为圆频率, γ 为粘性系数。Nerem 等人(1972)根据实验,提出临界雷诺数 R_{ec} 的半经验公式

$$\begin{aligned} \text{对下行动脉} \quad R_{ec} &= 250\alpha \\ \text{对上行动脉} \quad R_{ec} &= 150\alpha \end{aligned} \quad (4)$$

当 $R_e > R_{ec}$ 时,流动为湍流, $R_e < R_{ec}$ 时,流动为层流。Nerem 指出, R_{ec} 约为 2000~2500。实测表明,除上行主动脉外,其它动脉内的雷诺数都在 2000 以下,所以,均当作层流流动

处理。

(1) Witzig 和 Womersly 流动模型及其发展

在动脉中, 不计红细胞的个性, 血液为连续均质单相流体。Witzig 提出假设, 血管壁材料是线弹性各向同性的, 流动为轴对称缓慢流动 (即略去非线性项), 于是, 就得到血液流动的线性化 Navier—Stokes 方程和管壁运动的线性化 Navier 方程, 在柱坐标 (r, θ, x) 中形式为

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_r}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \gamma \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} &= 0\end{aligned}\quad (5)$$

和

$$\begin{aligned}\frac{\rho_w}{\mu^*} \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} - \frac{1}{\mu^*} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \\ \frac{\rho_w}{\mu^*} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 u_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} - \frac{1}{\mu^*} \frac{\partial \Omega}{\partial x} \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} &= 0\end{aligned}\quad (6)$$

式中, v_r 、 v_x 为血液的流速分量, u_x 、 u_r 为管壁的位移分量, μ^* 为管壁的动力刚性模量, γ 为血液粘性。由于血管壁的不可压假设, 必须引入有限压力 Ω 。 ρ 为血液密度, ρ_w 为管壁材料密度。

如果认为, 在血管壁内表面上无应力, 血液流动无滑移, 就可列出方程 (5) 和 (6) 的边界条件,

$$\left. \begin{aligned}v_r(0, x, t) &= 0 \quad \frac{\partial v_x}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \\ v_r(a, x, t) &= \frac{\partial u_r}{\partial t} \Big|_{r=a}, \quad v_x(a, x, t) = \frac{\partial u_x}{\partial t} \Big|_{r=a} \\ \mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} &= \mu^* \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} \\ \left(-\rho + 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} &= \left(-\Omega + 2\mu^* \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} \\ \mu^* \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) \Big|_{r=b} &= 0, \quad \left(-\Omega + 2\mu^* \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \Big|_{r=b} = 0\end{aligned} \right\} (7)$$

(5)、(6)、(7) 就是动脉血液流动的线性化基本方程和边界条件。最初由 Womersly 求得基本解 (见 Funy)。

Navier—Stokes 方程的线性化,陶祖莱(1978)作过量阶分析,指出 Funy 等人的线性化条件的不足。B.C.Губенко 等人(1976)用拉普拉斯变换和富里叶变换求解。H.B.Atabek 等人(1966)的一阶近似就是上述线性化方程,他们用分离变量法求解。S.I.Rubinow 等人(1978)从波的观点对线性化方程作了分析,并求得数值解。

尽管许多人对线性化方程作了深入的研究,管壁附近出现的二次流动,却无法从线性化理论得到解释。因此,人们不得不研究计及惯性项的 Navier—Stokes 方程。

Liny(1972)根据实验观测,认为,径向的速度和加速度很小,径向的动量方程即为

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (8.1)$$

并且,纵向二阶导数 $\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}$ 可忽略不计,则方程(5)改为

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 \quad (8.3)$$

至于方程(6),Ling 用下述方程代替它

$$\frac{m}{2\pi R} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = p(x, \tau) - p(R) \quad (9)$$

式中, m 为单位长度管壁材料的有效质量, R 为管壁内径, P 为管壁压力。Ling 认为, $p(x, t)$ 可从实验上确定,于是 $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ 为已知函数。加上适当的边界条件,

$$\left. \begin{aligned} v_r(r, x, t) \Big|_{r=R(x,t)} &= \frac{\partial R}{\partial t} \\ v_x(r, x, t) \Big|_{r=R(x,t)} &= 0 \\ \frac{\partial v_r}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

问题就解决了。Ling 的数值积分结果与实验相当一致,比线性理论得到的结果要好。

Schneck 等人(1975, 1976)对指数发散型管内的流动进行了分析。他们用线性化理论的解作为一级近似,代入 Navier—Stokes 方程的对流项,求出的解作二级近似。这样迭代求得的解,显示出两个重要的特征:一个是压力和速度有近于 90° 的相差;另一个是管壁附近的二次流在数学上得到描述。他们认为,相差的产生是由于粘性项与不定常惯性项的相互作用造成,二次流是由于粘性项与对流惯性项的相互作用的结果。

(2) 特征线方法

血液流动是被动,其支配方程应是双曲型的。于是,人们自然就想到用特征线方法来研究血液流动问题。最简单的和最典型的就是一维特征线方法。

设, S 为血管横截面积, p 为压力, v 为速度, $\mathcal{V}$ 为单位长度的渗出量,它或者表为压