

纤维状粒子悬浮流 动力学分析

朱泽飞 著
林建忠

中国纺织大学出版社

纤维状粒子 悬浮流动力学分析

朱泽飞 林建忠 著

中国纺织大学出版社

责任编辑 徐惠华

封面设计 王 斌

责任校对 张国华

纤维状粒子悬浮流动力学分析

朱泽飞 林建忠 著

中国纺织大学出版社出版

(上海市延安西路 1882 号 邮政编码 200051)

新华书店上海发行所发行 中国纺织大学印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 5 字数 110 千字

2000 年 6 月第 1 版 2000 年 6 月第 1 次印刷

印数: 601-500

ISBN 7-81038-276-4/N·05

定价: 10.00 元

前 言

纤维状粒子悬浮流的流变性能和运动特性在工业和自然界中具有广泛的应用背景,纺织、化工、医药医仪、环境保护等都涉及柱状粒子在流场中的运动特征。纤维状粒子悬浮流的流变性能研究通常有两种途径,一是以纤维悬浮流群体为研究对象,在实验的基础上构建悬浮流的本构方程,二是通过分析粒子个体在流场中的受力情况,进而构建粒子运动模型。两种研究方法都已有初步的进展,但基本上是借用椭球状粒子悬浮流的研究成果。

本书通过理论分析、数值计算和实验研究,全面分析了柱状粒子在气流场中受到的各种力,包括 Stokes 阻力、Basset 力、附加质量力、Magnus 力、Saffman 力、压力梯度力、热泳力、静电力、重力、浮力及其力矩。在此基础上分析了纤维状粒子在平面收缩流和二维剪切流中的运动情况。

研究表明,对于重粒子,流场对粒子的作用力中的不稳定项随着 St 数的增大或时间的推移而增长,因此在追踪粒子轨迹时不可忽略不稳定项,但就粒子在流场中的分布状况而言,忽略或不忽略不稳定项对结果影响不大。对于轻粒子,则不可忽略不稳定项。研究还表明,本书构建的粒子运动模型和 Pozrikidis 的模型计算结果定性相似。

纤维状粒子在平面收缩流中运动时,其运动特征随着 St 数的不同有很大差异。粒子在流场中存在着明显的横向迁移现象,并且“剪切迁移”和“稳定迁移”并存。大多数情况下,粒

子运动极为紊乱,并可能与壁面碰撞,碰撞时,粒子方向角基本与壁面平行。只有当 $St \geq 0.06$ 且初始方向角为 0° 时,大部分柱状粒子才沿着平行流场主轴方向通过流场。

纤维状粒子在二维剪切流中的运动受到拟序结构的制约。大部分粒子偏离大涡作适度的横向适移,这部分粒子的运动轨迹和方向角基本平行于壁面,少量粒子随大涡一起运动,该部分粒子的转动角速度远大于大涡外粒子,但粒子的转动方向与流场大涡的转向相反,这也造成了两涡合并过程中两涡间粒子越来越少。Stokes 数在确定粒子分布和方向角时极为重要。随着 St 数的增加,偏离大涡横向迁移的粒子增多,跟随大涡运动的粒子则减少,粒子转动变慢。 St 数大于 1 时,可明显观察到大涡边沿的粒子束。

本书通过对纤维状粒子悬浮物运动状态的研究,明确了纤维状粒子在流场中的受力情况,丰富了对纤维状粒子悬浮物运动特征的认识,为进一步研究纤维粒子悬浮流在各种流场状态下的流变性能和运动特征,进而通过流场控制粒子运动奠定基础。

本书是作者近几年工作的总结,希望能对高等学校师生,科研工作者和工程技术人员有所帮助,也希望广大读者提出宝贵意见。在研究的成书过程中得到了浙江大学邵雪明、石兴、浙江工程学院朱险峰、陈平、王兆青等先生的大力帮助,在此谨表示衷心的感谢。

本书的研究工作得到了国家自然科学基金杰出人才基金和浙江大学流体传动与控制国家重点实验室开放基金的资助,谨向他们表示衷心的感谢。

朱泽飞 林建忠

2000 年 3 月 25 日

目 录

第一章 概论	(1)
§ 1.1 应用背景举例	(1)
§ 1.1.1 气流纺纱	(1)
§ 1.1.2 纤维复合材料	(4)
§ 1.2 纤维悬浮流的基本方程——稀悬浮理论	(5)
§ 1.3 个体柱状粒子受到的流场阻力及其运动轨迹	(13)
§ 1.4 柱状粒子在流场中运动的阻力系数	(21)
§ 1.5 柱状粒子间的相互作用	(24)
§ 1.6 已有的研究成果及存在的问题	(27)
第二章 气固两相流动和纤维状粒子的受力分析	(31)
§ 2.1 气固两相的流动特性	(32)
§ 2.1.1 两相密度	(32)
§ 2.1.2 两相浓度	(33)
§ 2.1.3 两相流体的粘度	(33)
§ 2.1.4 两相流体的比热容和热扩散率	(34)
§ 2.1.5 稀两相流和浓两相流	(35)
§ 2.2 球状粒子在两相流中的受力状态简介	(36)
§ 2.2.1 粒子运动时的阻力	(36)
§ 2.2.2 粒子运动时的阻力系数	(36)
§ 2.2.3 球状粒子在气流中受到的各种力	(39)
§ 2.3 气流场中纤维状粒子的受力分析	(42)

§ 2.3.1	重力和浮力	(43)
§ 2.3.2	附加质量力	(43)
§ 2.3.3	压力梯度力	(46)
§ 2.3.4	Magnus 力	(47)
§ 2.3.5	Saffman 升力	(51)
§ 2.3.6	热泳力	(56)
§ 2.3.7	静电力	(63)
§ 2.4	分析与讨论	(64)
第三章	柱状粒子受力状况的实验研究	(67)
§ 3.1	引言	(67)
§ 3.2	试验装置	(69)
§ 3.3	试验过程	(71)
§ 3.4	实验结果和数据分析	(71)
§ 3.5	分析与讨论	(78)
第四章	柱状粒子在平面收缩流中的运动特征	(79)
§ 4.1	引言	(79)
§ 4.2	平面收缩流场模拟	(86)
§ 4.2.1	基本方程	(86)
§ 4.2.2	流场数值模拟	(88)
§ 4.3	纤维状粒子的控制方程	(90)
§ 4.4	粒子运动的求解	(93)
§ 4.4.1	计算步骤	(93)
§ 4.4.2	流场参数及计算说明	(94)
§ 4.5	粒子的运动特征	(94)
§ 4.6	分析与讨论	(101)
第五章	柱状粒子在平面剪切流中运动的研究	(103)
§ 5.1	平面剪切流流场模拟	(103)

§ 5.1.1	基本方程	(103)
§ 5.1.2	初始速度场	(105)
§ 5.1.3	边界条件	(105)
§ 5.1.4	计算方法	(106)
§ 5.1.5	开尔文-亥姆霍兹波的卷起和两涡的 配对合并	(108)
§ 5.2	粒子运动的数值计算	(112)
§ 5.2.1	粒子运动控制方程	(112)
§ 5.2.2	初始条件	(115)
§ 5.2.3	计算步骤	(115)
§ 5.2.4	计算参数	(116)
§ 5.3	计算结果分析	(116)
§ 5.4	分析与讨论	(127)
第六章	总结和展望	(131)
§ 6.1	研究总结	(131)
§ 6.2	展望	(141)
附录	书中符号含义一览	(143)
参考文献		(146)

第一章 概 论

柱状粒子悬浮流具有广阔的应用背景。化工、纺织、复合材料、医药医仪、造纸等行业都与柱状粒子在流场中的运动状态密切相关,利用柱状粒子悬浮流的流变特性进行污水处理则是实现可持续发展战略的又一可行措施。本章在列举了两个工程实例后,对柱状粒子悬浮流的流变特性研究现状进行简单归纳。

§ 1.1 应用背景举例

§ 1.1.1 气流纺纱

气流纺纱技术是由瑞典的伯塞耳森于1937年提出的,但真正投入工业生产则在1967年^[1]。30多年来,气流纺纱技术由早期的转杯纺纱,发展到尘笼纺纱,最近又出现涡流纺纱。

气流纺纱与传统的环境纺纱相比,具有产量高、制成本率高、工艺流程短、适纺性强、劳动强度低、接头方便、操作简单等优点,具有较高的经济效益。如以涡流纺纱为例,在单位产量相同条件下,采用涡流纺纱所需要的占地面积为环境纺纱的60%,所需的生产工时为环境纺纱的53%,劳动生产率为环境纺纱的1.86倍,单位产品的加工费用为环境纺纱的70%。因此气流纺纱技术得到了迅速发展。

转杯纺纱、尘笼纺纱和涡流纺纱的原理基本相同,略有差

别。图 1-1、1-2 所示为涡流纺纱的示意图。纱条由给纱罗拉喂入，经过刺辊开松成单纤维，借气流的作用，从输纱管道高速进入纺纱管（也叫涡流管）内。纺纱管由总管和外管两部分组成，见图 1-2。外管上开有三只切向的进风口，下端与鼓风机相连，风机不断从管中抽取空气，外面的空气沿进风口进入纺

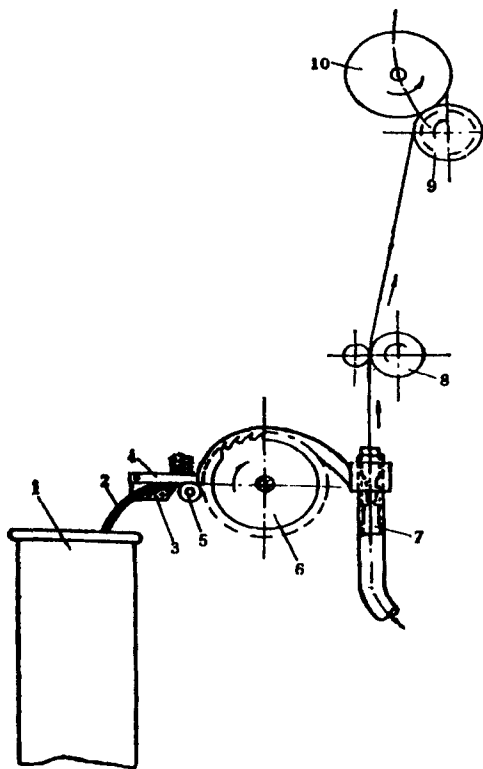


图 1-1 涡流纺纱示意图

1—棉条筒；2—棉条；3—喂入喇叭；4—喂棉板；5—给棉罗拉；6—刺棍；
7—纺纱管；8—引出罗拉；9—槽筒；10—筒子纱

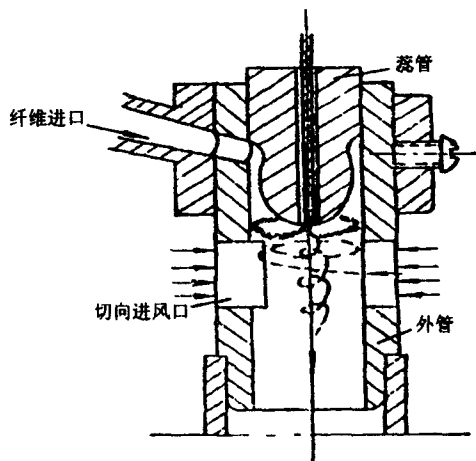


图 1-2 纺纱管结构示意图

纱管内,产生旋涡状的气流。当旋转向上的气流到达芯管下端时,与输纱管进入的纤维汇合,沿纺纱管内壁形成一个凝聚纤维环,稳定地围绕纺纱管轴线高速回转,给纤维加捻。纺成的纱从导纱孔中连续地由罗拉引出,卷绕成筒子纱。

气流纺纱尽管具有许多优点,但其产品质量却低于传统的环锭纺纱,因此目前大多使用于以棉花为原料的低支纱纺制中。影响纱线质量的关键因素有:①纤维输送的均匀性;②涡流的稳定性;③输纱管风速(纤维进入纺纱管时的速度)与涡流速度的相互匹配程度。即如何有效地控制纤维运动,保证纤维平直、均匀地补给到纱上去。这实际上归结为纤维在气流场中的运动问题。由于这个问题目前正处于探索阶段,因此气流纺纱尚处于经验验证阶段,纱线匀度、捻度、张力等品质指标低于传统的环锭纺纱。

1.1.2 纤维复合材料

纤维复合材料自 20 世纪 40 年代问世以来,得到了飞速的发展。几乎在工业的每一个领域里,都可感受到纤维复合材料的发展所造成的影响。纤维复合材料具有高比强度(S/ρ)、高比钢度(E/ρ)、热稳定性、抗腐蚀性等优点,而且质量轻、成本低。特别是纤维复合材料的可设计性,采用纤维复合材料除了可进行传统意义上的零部件尺寸、形状设计外,还可设计材料本身——通过改变纤维的种类数量、布置结构、与基体的体积比等等来满足零件设计要求。

所有这些优点,使设计工程师对复合材料产生越来越浓厚的兴趣,从航天飞机的机身到钟表的齿轮、蜗杆,从能容纳几十万加仑盐酸的贮箱到钓鱼杆,都可采用纤维复合材料。

根据结构形状的不同要求,纤维复合材料的热模塑、冷模塑、接触模塑、离心浇铸等制造方法^[2]。图 1-3 为板材模压复合材料(SMC)的制造工艺示意图。

生产时,首先把树脂糊状物按一定计量放在一传送薄膜上,糊状物含有除纤维外的全部组成材料。纤维(粗纱)由切碎机切成规定的长度,撒落到传送膜上的糊状物上。另外一个传

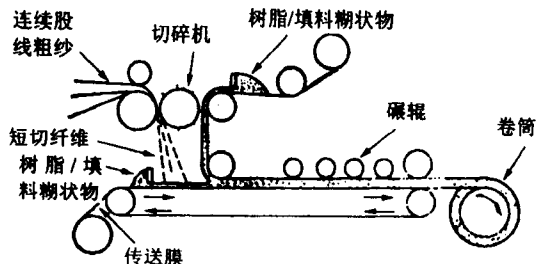


图 1-3 SMC 机器示意图

送膜传来的糊状物盖在纤维上面。这个树脂和纤维组成的三层夹心物继续向前运动,进入一个压实系统,使纤维和树脂完全浸润,凝结在一起。将此三层夹心物卷起装箱,在 32~38℃ 下保存一定时间,使 SMC 自然增稠。模压时,将 SMC 切成几块,按设计要求叠成若干层,放入压机加压固化,即可得到需要的零部件。

从上述工艺过程可以看出,喷撒在树脂糊状物上的短纤维是杂乱无章的,并且不能保证短纤维正好平放在树脂糊状物上。如此得到的 SMC 在板平面内,各个方向的力学性能相近。如果要求短纤维按一定规则排列,或者要求若干不同性能、不同尺寸的纤维按一定规则排列,则又涉及到纤维在气流场中的运动状态问题。其次,在碾压过程中,会造成纤维的折叠、弯曲、扭曲和断裂,这种现象对纤维复合材料的性能有何影响,能否予以防止? 这又涉及到粘性两相流、粘弹性力学等复杂问题。

上述两个实例表明,纤维悬浮物的流变理论与工程实际密切相关。还有很多其它例子,如纸浆输送、纺织污水中的纤维悬浮物分离沉淀、利用纤维制作的血管类疾病检测仪、应用柱状颗粒形成催化剂的反应等等,都是典型的含纤维悬浮物的两相流问题。

§ 1.2 纤维悬浮流的基本方程—— 稀悬浮理论

将纤维悬浮流群体作为研究对象。早期的成果 Brenner^[3~5]等人已对其作了归纳。在几乎所有的实验中,研究的

纤维均为刚体且尺寸较大,从而可忽略流体的惯性和布朗运动。研究发现,流动在本质上是不稳定的,且悬浮各向异性,因此有效粘度与流场区域大小密切相关。在相同的体积分数下,有效剪切粘度(在剪切流中得到)低于下降小球流场的有效粘度^[6]。悬浮的各向异性有诸多原因,其中包括流动引起的纤维迁移,迁移将导致流场不均匀;或者是因为纤维微观状态的局部重组;纤维的初始状态也会造成这种结果:初始随机状态纤维的有效粘度要大于初始直线分布的纤维。一些特定的流场,如剪切流和下降小球引起的流场,其流场特性很象牛顿流体,与剪切率(线性)相关。纤维悬浮流中的下降球体实验表明,对于体积分数小于 0.125 的稀两相流,其特征粘度与体积分数成正比,实验所用纤维的长径比为 19.8。体积分数处于 0.125 ~ 0.231 5 之间时,特征粘度与体积分数的立方成正比。实验^[3]采用了核磁共振技术,这是目前唯一一种不会对纤维状态产生不适当干扰的测量方法。

对纤维悬浮流的理论研究也有所报道。早期的工作^[7,8]假设应力场不因纤维的存在而产生变化,并据此计算了纤维的运动轨迹。但 Lipscomb et al.^[9]指出这种计算是错误的,即使纤维的体积分数低于 0.001,纤维的存在仍将严重影响流场迹线。在变形率可比的条件下,稀纤维悬浮流的存在,使剪切流的张应力变得更大,从而使流体动态性能明显有别于牛顿流体^[10~12]。Lipscomb et al.^[9]对 4:1 收缩流进行了有限元计算,计算采用了一个稀椭球体悬浮流的基本方程和全直线布置假设,结论与实验相当吻合。计算和实验参数为长径比 27.6 的玻璃纤维,体积分数小于 0.11。用于计算的基本方程采用了 Ericksen^[13]的 TIF 模型,基本方程为:

$$d\mathbf{P}/dt = \mathbf{W} \cdot \mathbf{P} + (\mathbf{D} \cdot \mathbf{P} - \mathbf{D} \cdot \mathbf{PPP})(\Phi^2 - 1)/(\Phi^2 + 1) \quad (1.2.1)$$

$$\mathbf{S} = 2\eta\mathbf{D} + 2\eta\phi[A'\mathbf{D} \cdot \mathbf{PPPP} + B(\mathbf{D} \cdot \mathbf{PP} + \mathbf{PP} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{CD} + d_R\mathbf{FPP}] \quad (1.2.2)$$

式中, $\mathbf{P}$ 为粒子轴线的单位矢量, d/dt 为全导数, $\mathbf{W} = ((\Delta u)^* - \Delta u)/2$ 为旋度张量, $\mathbf{D} = ((\Delta u)^* + \Delta u)/2$ 为应变率张量, $\mathbf{u}$ 为速度张量, Φ 为粒子长短径比, $\mathbf{S}$ 为应力张量, η 为流体粘度, ϕ 为粒子悬浮物的体积分数, d_R 为粒子旋度散度, A' 、 B 、 C 、 F 为由粒子长径比确定的常数。

Giesekus^[14], Hand^[15], Cox and Brenner^[16], Leal and Hinch^[17], Evans^[18]以及其他研究者对稀浓度相同尺寸刚性悬浮粒子进行了研究,并应用 Jeffery 解得到单位体积应力。研究表明 TIF 模型用于连续描述悬浮粒子的运动状态是比较合适的,此时,单位矢量场 $\mathbf{p}$ 简化为沿粒子轴向的单位矢量。

方程(1.2.2)就根据 $\mathbf{p}$ 的可能形式进一步分解。当研究对象为大长径比粒子的稀悬浮物时,可将旋度散度视为 0,并可将 $\mathbf{p}$ 写为 $\langle \mathbf{p} \rangle$, 符号 $\langle \rangle$ 表示系综平均。就物理意义而言, $\mathbf{p}$ 既可作为单个纤维的方位也可作为某一区域所有粒子的平均方位。粒子尺度必须足够小以便可将悬浮物作为连续体处理。值得注意的是 Milliken et al.^[3] 在纤维悬浮流中自由下降粒子的实验中发现,直径小于纤维长度的下降粒子的平均粘度与直径大于纤维长度的下降粒子的平均粘度一样,即纤维长度满足连续体假设要求的长度尺度,从而,稀悬浮流的含义可表达为 $\phi\Phi^2 \ll 1$ 。但实验研究表明稀悬浮流的范围可达到 $\phi\Phi^2 \approx 50$ 。

由公式(1.2.1), (1.2.2)表征的 TIF 模型,用来描述一定特征悬浮流的性能是相当成功的,它表明不论剪应力还是

第一主应力,在简单剪切流中都与应变率 $\dot{\gamma}$ 成正比,同时,应力是 $\dot{\gamma} \cdot t$ 的函数, t 为时间。这些特性已经被聚苯乙烯球状粒子在硅油中悬浮的实验所证实(粒子直径为 $40 \sim 50 \mu\text{m}$)。研究表明,应力是周期性变化的,这与球状粒子的 Jeffery 轨迹直接对应,并在稀悬浮流中观察到。

有不少研究者^[14~18]探索过 TIF 模型与稀椭球体悬浮流的联系。值得注意的是 TIF 模型只用了两个参数:体积分数 ϕ 和长径比 Φ 。Phan-Thien et al.^[19]指出流动动态性能极不稳定,有效粘度在体积分数低于 0.10 时与 Milliken^[4]的实验结果吻合较好,而在较高体积分数的时,有效粘度则与 Φ^3 成正比。至于由线性增长到立方增长之间的过渡期,则超出了稀悬浮理论的范畴。

稀悬浮理论有几个已得到实验验证的特点:各向异性;在有剪切成分的流场中极不稳定;只与两个参数 ϕ 和 Φ 有关;具有明显的物理意义。Phan-Thien et al.^[19]试图将这个理论应用到中等浓度的纤维两相流中,以计算过渡期的有效粘度。他们通过实验发现,三维剪切流中粒子的转动在 $0 < \phi < 0.13$ 的范围内,只与体积分数轻微相关。如此则可假设在中等体积分数下,只要对 TIF 模型作适当修正,则仍然适用。方程 (1.2.1) 不变,方程 (1.2.2) 变为

$$S = 2\eta D + 2\eta f(\phi, \Phi) D \cdot P P P P \quad (1.2.3)$$

式中 $f(\phi, \Phi)$ 为待定函数。在简单剪切流中,函数关系式为

$$f(\phi, \Phi) = \Phi^2 \phi (2 - \phi/A) / 4 (\ln 2\Phi - 1.5) (1 - \phi/A)^2 \quad (1.2.4)$$

式中, A 为允许最大体积分数。当 $5 < \Phi < 30$ 时^[20],

$$A = 0.53 - 0.013 \Phi \quad (1.2.5)$$

由此得到的有效粘度为 $\eta_e = \eta [1 + C f(\phi, \Phi) / \Phi^2]$ (1.2.6)

$$\text{相对粘度 } \eta_r = \eta_c/\eta = 1 + Cf(\phi, \Phi)/\Phi^2 \quad (1.2.7)$$

$$\text{当 } 6 < \Phi < 28 \text{ 时, } \eta_r = 1/[1 - (\phi/A)]^2 \quad (1.2.8)$$

经过修正的基本方程(1.2.3)、(1.2.4)不仅适用于中等浓度的悬浮流,在低体积分下仍然具有足够的精度。

Phan-Thien 应用修正方程对简单剪切流和下降小球流场进行了边界元计算。计算发现,下降小球流场没有稳定解,根据作用在小球上的时均阻力定义的有效粘度用牛顿阻力无量纲化后(η_r)与 Milliken et al. 实验结果定性吻合,计算时根据 Kitano^[21]的建议取 $A=0.27$ 。但特征粘度($\eta_{rp}=\eta_r-1$)与体积分 ϕ 的关系曲线在 $\phi=0.075$ 时出现非线性,若如 Milliken et al. 提出的过渡点出现在 $\phi=0.125$ 处,则需 $A=0.46$ 。研究发现,纤维悬浮流下降小球流场的有效粘度明显高于有效剪切粘度, $\Phi=20$ 时,可超过 7 倍。长时间内作用于小球的平均阻力,可忽略纤维初始状态的影响,但在短时间内($t < 10$ s),当纤维在初始状态作随机分布时,阻力将会很高。其研究方法为:

考察一个粒子沿管道中心线自由沉降,圆柱形管道中装有含悬浮物的液体,则沉降粒子带动液体流动。设粒子半径为 a ,管道半径为 $2a$ 。若以粒子为参照系,则粒子静止而管壁以一恒定速度运动。设粒子下降速度为 U ,以 $a, U, a/U$ 为无量纲特征长度、速度和时间对各参数进行无量纲化。远离粒子的流体认为与管壁没有相对流动,所有相应的应力为零。则要求解的方程为

$$\Delta \cdot u = 0 \text{ 和 } \nabla \cdot \sigma = 0$$

按照上述的边界条件, u 为速度场, σ 为总应力场。

$$\sigma = -P \cdot \mathbf{1} + S$$

式中 P 为流体动压, $\mathbf{1}$ 为单位张量, S 为给定的外加应力。