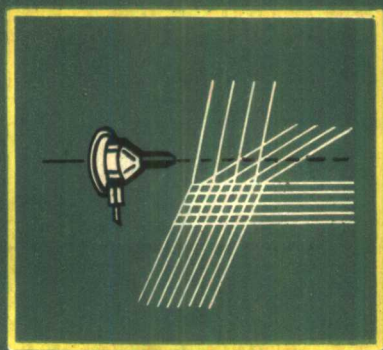




气流引纬

[苏] B.A.皮利平科 著

曹 瑞 译

纺织工业出版社

气 流 引 纬

[苏]B. A. 皮利平科 著

曹 瑞 译

刘明澄 陈元甫 校

纺织工业出版社

责任编辑：姜同义

**ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ
ПРОКЛАДЫВАНИЯ НИТИ**
В. А. ПИЛИПЕНКО
《ЛЕГКАЯ ИНДУСТРИЯ》1977

气流引纬

〔苏〕В. А. 皮利平科 著

曹 瑞 译

刘明澄 陈元甫 校

•

纺织工业出版社出版

（北京东长安街12号）

北京纺织印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

•

787×1092毫米 1/32 印张：5 20/32 字数：124千字

1984年12月 第一版第一次印刷

印数：1—8,000 定价：1.20元

统一书号：15041·1338

内 容 提 要

本书阐述了气流引纬过程的物理规律性，及研究这一过程的方法问题。

此外，还讨论了有关喷气织机、喷气剑杆织机及气力储纬器中经气流自由送纱和强制送纱的问题。

本书适于纺织工业的工程技术人员和高等纺织院校的科学工作者、大学生和研究生等阅读。

目 录

第一章 纱线和气流的相互作用	(1)
第一节 气流中作用于物体上的力.....	(1)
第二节 纱线的气动阻力.....	(9)
第三节 气流纵向绕流时纱线所受牵引力测定.....	(19)
第四节 纱线强制送进气流的临界速度测定.....	(23)
第五节 纱线的轴向自由退绕.....	(27)
第六节 纱线在气流中的飘动.....	(36)
第七节 纱线在气流作用下的结构变化.....	(42)
第二章 织机喷气机构的气动特性	(45)
第一节 喷气系统气流元件的流体阻力.....	(45)
第二节 空气的湍动射流.....	(50)
第三节 喷射器中的工作过程.....	(57)
第四节 空气压缩机的特性.....	(64)
第三章 引纱气流的形成	(69)
第一节 喷气织机的喷气系统.....	(69)
第二节 喷气织机的喷嘴.....	(74)
第三节 喷气剑杆.....	(82)
第四节 织机梭口中的气流.....	(88)
第四章 往气流中自由送纱	(94)
第一节 喷气织机中送纱入梭口.....	(94)
第二节 引纬过程的最简单模型.....	(98)
第三节 在上机线阻力作用下纱线在气流中的	

	运动·····	(112)
第四节	纱线运动问题中可变质点的力学研究法···	(117)
第五节	纱线被自由送进气流时的气流 引纬过程图解·····	(131)
第六节	喷气织机引纬过程的实验研究·····	(138)
第五章	往气流中强制送纱·····	(143)
第一节	ATTP型喷气剑杆织机上送纱入梭口·····	(143)
第二节	ATTP型织机强制送纱机构 的快速作用分析·····	(150)
第三节	无梭织机的气力储纬器·····	(163)
第四节	往气流中强制送纱与自由送纱的比较·····	(167)
参考文献 ·····		(172)

第一章 纱线和气流的 相互作用

第一节 气流中作用于物体上的力

测定液流或气流中作用于物体上的力，首先要研究液流或气流在流经物体时的运动。

用量纲理论方法对物体和流体的相互作用进行定性分析非常简单。

现讨论流体中物体在下列环境中的运动问题^[1]：设一固体以恒速 W 在无限质量的流体内作前进运动，并设流体为不可压缩的和粘性的，物体表面的几何形状假定为代表性的尺度 D 。

物体以恒速在流体中运动问题，可换成运动方向相反的液流对静止物体的绕流问题来研究。

流体作用于物体之力，取决于物体与流体的相对方向。这个方向以非干扰流的速度矢量与物体形象线所夹的迎角 α 来表示。

若注意到流体的惯性与粘滞特性，则对一定形状的物体来说，流体的运动由五个参数系统决定： ρ, W, μ, D, α （ ρ ——流体密度； μ ——动力粘性系数）。

解题的公式包括一系列决定性的参数。在上述情况下，参数的数目 $N=5$ 。基本测量单位（长度、质量、时间）有三个，即： $K=3$ 。

利用量纲理论法,可得到 $N-K$ 个独立的无量纲参数(是题中的自度量)和一个决定未知函数类型的无量纲量。

流体的运动状态,决定于两个独立的无量纲参数。进行量纲分析后,即可确定这两个无量纲参数:迎角 α 和雷诺数 Re ;

$$Re = \frac{W D \rho}{\mu} \quad (1-1)$$

雷诺数,实质上是流体的惯性力对粘滞力之比,故如知道求惯性力和粘滞力的公式,即可得到各种流体的雷诺数。

当不可压缩的粘性流体同以 D 表示的流界相互作用而作前进运动时,雷诺数的公式(1-1)亦成立。

流体作用于物体的力 F ,决定于流体的运动状态。

下面讨论物体与流体相互作用时两种极限情况。

若物体在理想流体(即非粘性流体)中运动,上述求各个参数的公式中的 μ 即可略去。在这种情况下,可用量纲理论的方法,得到无量纲参数:

$$\frac{F}{\rho D^2 W^2} = f_1(\alpha)$$

这个无量纲参数是唯一独立的无量纲参数迎角 α 的函数。所以可认为:

$$F = \rho D^2 W^2 f_1(\alpha) \quad (1-2)$$

因此,物体只有在理想的不可压缩的流体中运动时,所谓的阻力二次定理(阻力 F 与速度 W 的平方成正比)才无条件地成立。

当物体在粘性流体中作极缓慢的运动时,与粘滞力相比,惯性力可略去不计。因而可将上述公式中除去参数密度

ρ 。在此情况下, 流体的运动可用下面的无量纲参数表示:

$$\frac{F}{\mu DW} = f_2(\alpha)$$

它是一个独立的无量纲参数——迎角 α 的函数。

由此可知, 粘性流体作用于物体的力, 是符合阻力线性规律的, 即:

$$F = \mu DW f_2(\alpha) \quad (1-3)$$

在一般运动情况下, 阻力既决定于惯性力, 也决定于粘滞力, 并用迎角和雷诺数来表示:

$$F = \rho D^2 W^2 f(\alpha, Re) \quad (1-4)$$

式中的无量纲函数 $f(\alpha, Re)$ 可用理论法或实验数据求出。

当雷诺数 Re 很大时, 阻力的二次定理近似成立, 而当雷诺数很小时, 则为线性定理。

理想流体或气体对物体运动的阻力, 决定于粘度效应的不同表现形式, 亦即流体的流动状态是层流还是湍流。

用理想流体的模型, 可表示出流体的质点在绕流过物体表面上的滑动情形。实际上, 即使理想流体的粘度很小, 也可看到流体的质点粘附于绕流过的物体表面上。贴近物体表面的薄层流体, 其速度在零至 U 之间变化, 称为附壁边界(附面)层。在此流动区中, 流体粘度的影响程度同惯性力及压力的影响, 在实质上是相同的^[2]。

由于两层流体的速度差而产生的切向应力 τ , 可以牛顿定律表示:

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy} \quad (1-5)$$

式中: μ ——动力粘性系数;

$\frac{dU}{dy}$ ——流体纵向速度梯度。

这个关系式是在解决层流理论的一个基本问题——研究薄板连续环流中的边界层^[3]的基础上建立起来的。

图 1 所示为不可压缩的低粘度液体均匀地绕流过一块薄板时的情形。

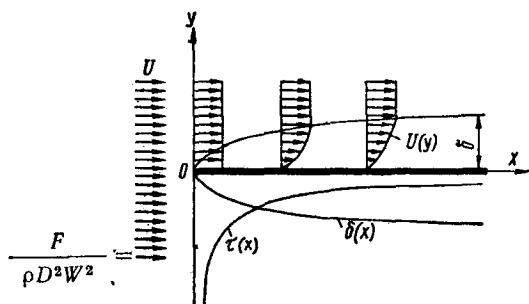


图1 不可压缩的低粘度液体均匀地绕流过薄板示意图

来流的速度 U 的方向平行于 x 轴。若板的长度 l 和宽度 b 为已知,板的厚度略去不计,边界层的厚度 δ 则顺着流体的运动方向增大;薄板的切向应力随 δ 的增大而减小,因为流体的速度梯度是减小着的:

$$grad U = \frac{\partial U}{\partial y} \approx \frac{U}{\delta}$$

薄板上边界层的雷诺数,按下式计算:

$$Re_1 = \frac{U l}{\nu} \quad (1-6)$$

式中： $\nu = \mu/\rho$ ——运动粘性系数。

只要雷诺数 Re_l 不超过 $(5 \sim 10) 10^5$ ，平板上就保持着层流。

单侧绕流的薄板，其总阻力 F 可用积分法求得：

$$F = b \int_0^l \tau(x) dx$$

纵向绕流过薄板的阻力问题，已由布拉吉乌斯(Блазиус)准确求得。受双侧绕流的薄板阻力为：

$$2F = 1.328b\sqrt{U^3\mu\rho l} \quad (1-7)$$

看来，板的阻力既不符合上面两种极限定理的任一个，也不符合线性定理或二次定理，而是比例于速度的1.5次方。这是因为在边界层中，粘滞力和惯性力的效应是相等的。

厚度小到可以略去不计的平板，其绕流情况可视为细纱纵向绕流的模型。应该强调指出，求出平板的阻力，即可解出式(1-7)。空气动力学中的光滑而是指绕流时粗糙凸瘤不突出到所谓层流底层厚度范围以外的表面。层流底层就是物体表面上粘滞力占优势（即便边界层中湍流很甚）的薄薄的流间层。

若粗糙凸瘤凸出到层流底层的范围以外，则此表面即称粗糙面，而绕流时的阻力即取决于粗糙凸瘤的凸起高度。

研究纱线的阻力，暂时还只限于已取得的绕流的平均（在时间上）综合指标，对气流中纱线阻力与表面的几何轮廓的影响则不作详尽分析。所以最好将计算光滑面阻力时的解题结果，近似地与实验数据相对照。

在分析外部阻力时，物体与气流相互作用的动力条件，可以用无量纲的阻力系数来评定。这个阻力系数等于阻力对流体的速度头 $0.5\rho U^2$ 和物体的示性面积 S 之比（在薄板绕流

情况下, S ——浸湿表面的面积) :

$$C_f = \frac{2F}{\rho U^2 S}, S = 2bl$$

纵向绕流薄板在层流区内的阻力系数, 可用布拉吉乌斯定律的公式表示:

$$C_f = 1.328(Re_1)^{-\frac{1}{2}} \quad (1-8)$$

光滑板在湍流绕流时, 整个板长度上的边界层均为湍流。在雷诺数 $Re_1 < 10^7$ 的范围内, 光滑板的阻力均可用布朗特捷尔 (Прандтл) 定律求得:

$$C_f = 0.074(Re_1)^{-\frac{1}{5}} \quad (1-9)$$

当薄板在雷诺数较大范围内 ($Re_1 = 10^6$) 成湍流时, 阻力系数 C_f 和雷诺数 Re_1 间的关系, 要采用布朗特捷尔—希李赫金格 (Шлихтинг) 定律:

$$C_f = \frac{0.455}{(\lg Re_1)^{2.58}} \quad (1-10)$$

当雷诺数增大时, 它对阻力系数的影响, 先是减弱, 继而就全部消失。这种流动方式称为雷诺数自模方式, 并可分为无限制的自模化 (当雷诺数 Re 无限增大时, 阻力系数与其无关) 和局部的自模化 (当 Re 在某个范围内变化时, 其作用削弱) 两种^[4]。

薄板绕流问题中包含有两个对于简化绕流过程极为重要的条件: 薄板的厚度小到可省略不计, 以及令薄板板面的方向与非干扰流的速度矢量一致。

在此情况下, 绕流时的总阻力等于流体各层中所产生的摩擦, 即取决于切向应力 τ 的大小。

在一般绕流情况下，总阻力决定于分布在物体表面上法向和切向应力的大小。换言之，作用于表面上一个单元的单元阻力，可分解为两个分力：一个是物体表面上该点的法向分力，一个是切向分力。

现讨论不可压缩的液体或气体以稳定流绕流物体的情形（图2）。物体在液流或气流中的位置，用轴 x 与物体上规定线 kk 间的迎角 α 来定向。

非干扰流的速度矢量 U 系朝着轴 x 方向。在物体上规定直线 kk 的位置。非干扰流的速度方向与直线 kk 的夹角称为几何迎角。

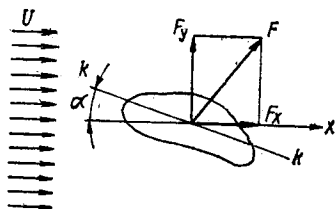


图2 稳定的不可压缩流对物体的绕流示意图

总阻力矢量 F 在非干扰流速度方向上的投影，是物体在气流中的正向阻力 F_x ；矢量 F 在垂直于矢量 U 方向上的投影等于升力 F_y 。

若物体为非环流绕流，则升力等于零。若在非环流绕流时，直线 kk 的方向与非干扰流的速度 U 方向一致，则方向线 kk 即称为零升力线。不论物体在气流中如何定向，非干扰流的速度矢量与零升力线的夹角，都叫做理论迎角。

正向阻力 F_x 是压力阻力 F'_x 、摩擦阻力 F''_x 和感应阻力 F'''_x 等力的总和：

$$F_x = F'_x + F''_x + F'''_x$$

将各单元压力在速度 U 方向上的投影，对物体的表面积 S 进行积分，积分值等于压力阻力：

$$F'_x = \int (P - P_0) \cos(U, n) ds$$

式中: Pds ——单元压力;

P_0 ——非干扰流中的静压力;

n ——物体表面的法线方向。

各切向力的主矢量在气流方向上的投影,称为摩擦阻力:

$$F_x'' = \int \tau \cos(U, \tau) ds$$

摩擦阻力决定于边界层的流动方式: 但不论是光滑面也好, 粗糙面也好, 边界层可以是层流层, 也可以是湍流层。

压力阻力会引起在绕流物体后面的来流方向上形成涡流区。当升力等于零时的压力阻力叫做压力的断面阻力, 这种阻力, 将引起纵向涡流 (涡流轴垂直于主流的速度矢量)。

当有升力时, 一定尺寸的物体在绕流时会形成由各横向涡流组成的涡流区 (涡流轴平行于主流的速度矢量)。这样就产生一种叫做压力的感应阻力 (或简称感应阻力) 的附加压力。

当不存在升力和感应阻力时, 压力阻力和摩擦阻力之和叫做物体的断面阻力。

物体的阻力用正向阻力系数和升力系数表示。正向阻力系数为:

$$C_x = \frac{2F_x}{\rho U^2 S} \quad (1-11)$$

升力系数为:

$$C_y = \frac{2F_y}{\rho U^2 S} \quad (1-12)$$

式中: S ——物体的示性面积 (中横截面积和表面积等)。

系数 C_x 和 C_y 决定于物体的表面形状和表面状态, 也决定于物体在气流中的定向位置, 以及受气流速度和雷诺数所

影响的绕流方式。

无量纲气动系数，可根据实验法确定，并可用函数的形式，例如用气流雷诺数的函数，来图解表达。

第二节 纱线的气动阻力

纱线和纤维同气流在动力学方面的相互作用问题，特别是用气流输送纤维材料的问题，是纤维学科中的一个十分重要，但迄今研究还很不够的部分，是力学和材料学之间的一个边缘部分。

苏联和其它一些国家进行了为数不多的实验研究，其中主要是测定气流对纱线进行纵向或横向绕流时，两端或一端固定的纱线上的平均（对时间）用力。

在研究气流引纬过程时，最主要的是要计算气流纵向绕流纱线时纱线的正向阻力系数。

国立莫斯科大学力学研究所的С.Γ.波波夫对此进行了完整的研究〔5〕~〔9〕。

参考文献〔5〕介绍了气流在直径为1.8毫米的管道中对纱线进行纵向绕流时的牵引力测量结果。气流中的纱线长度为120毫米。利用阻力的二项公式来处理测量结果。

$$T_H = C_1 d \mu U + C_2 \rho U^2 d^2$$

式中： T_H ——测力计测得的纱线张力；

d ——纱线直径；

U ——气流速度；

μ ——空气的粘度；

ρ ——空气的密度；

C_1, C_2 ——无量纲系数。

试验了八种棉单纱和股线，得到下列关系式：

式，
$$T = 3.66 \times 10^{-3}U + 2.27 \times 10^{-5}U^2$$

在作测定正向阻力系数 C_x 的试验时，纱线的位置系沿着垂直于管道的轴线方向，管道的上部有集气管（定断面入口）〔6,7〕。管道的长度为2.42米，直径为14毫米。

管道的上面一部分伸进密封的储气罐中，那里，由压缩机输进压缩空气。测定了管道输入端和输出端的总压力，并在集气管与管道的全长上取13个点测其静压力。这样就可以计算出当储气罐内为不同压力时空气密度和速度与管道长度的函数关系。

测定时的速度范围为40~300米/秒，采用了15种棉纱和化纤长丝及6种金属丝。有几种纱线是在低速气流中（1~50米/秒）试验的。

对储气罐中每一个压力值，都按下式计算出管道圆柱部分输入端的马赫数：

$$M_1 = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{P_{n1}}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}$$

式中： P_{n1} 、 P_1 ——管道输入端的总压力和静压力；

$k = 1.4$ ——绝热曲线指数，为气体在常压常容下的热容量之比 CP/CV 。

在上述气流中规定点的马赫数，是气流速度对当地音速 a 的比值。

速度 U_1 按下列公式求出：

$$U_1 = M_1 a_1, a_1 = \sqrt{k g R T_1},$$

$g = 9.81 \text{米/秒}^2$ ， $R = 29.27 \text{米}^2/\text{℃}$ ， $T_1 = 273 + t_1 \text{℃}$

储气罐中的温度（℃）用热电偶测得。

从物态方程

$$P = \rho gRT$$

根据已知的 P_1 和 T_1 求出管道输入端的空气密度 ρ_1 。在管道的全长上温度 T 都是常数。根据沿管道 x 轴方向测得的数值 $P(x)$ ，用物态方程计算出数值 $P(x)$ 。从连续方程：

$$\rho U = \text{常数}$$

根据已知的 $\rho(x)$ 和 $\rho_1 U_1$ ，可求出数值 $U(x)$ 。将纱线的上端接到储气罐中的弹簧测力计上，在纱线的下端挂一不大的重锤。用测力计测出纱线的总阻力 F_x 。在这种情况下，正向阻力便等于摩擦力。

空气沿管道轴线方向流动的速度是 $U(x)$ ，密度是 $\rho(x)$ ，因此在长度为 L 的管道轴线上的纱线，其单元正向阻力（摩擦阻力） dF_x ，通常是通过正向阻力系数 $C_x(x)$ 来计算的：

$$dF_x = C_x(x) \frac{1}{2} \rho(x) U^2(x) \pi d dx \quad (1-13)$$

式中： x 轴与管道轴一致；

d ——纱线直径；

$\pi d dx$ ——长度为 dx 的单元纱线的表面积。

数值 ρU 和 C_x 在管道的长度方向是变化的，但： $\rho U = \text{常数}$

所以，对储气罐内每一个既定的压力值，都可按下式求出总阻力：

$$F_x = \frac{\pi d \rho U}{2} \int_0^l C_x(x) U(x) dx \quad (1-14)$$

系数 C_x 是用三种方法来计算的，其中一种方法是将区间 $(0, l)$ 分割成几个小的区间，但每个小区间的平均值 F_{x_i} 、 ρ_i 、 U_i 均为已知，而且都是常数，其中 $i = 1, 2, \dots, n$ 。在每