# 第一章 绪 论

## §1.1 摩 擦 学

摩擦学(Tribology)一词是什么意思呢？它是由希腊字"Tribos"(意为摩擦)派生而来，所以可直译为"摩擦的科学"。这是一个新词，只有在最新出版的词典上才查得到，其定义为："研究作相对运动的相互作用表面及其有关的理论和实践的一门科学技术。"后一定义虽然也是一种直译法，但其含义更为广泛，它综合了化学家、工程师、冶金学家、物理学家和其他专家所感兴趣的摩擦和磨损问题。摩擦学范围之广泛，足以表明该学科的边缘性质。就某种意义说，仅仅名词是新的，因为人们对摩擦学内容的关注远在有文字记载的历史以前。显然，从车轮的发明可以看出，人们已在设法减小平移运动中的摩擦，而这一发明无疑早于有文字记载的历史。人们一定会研究摩擦和磨损这一类摩擦学问题，这是不足为奇的，因为牵连到这种现象的事物几乎波及到我们生活中的各个方面。

不仅我们所使用的机器有摩擦学问题，我们生活的其他许多方面也深受摩擦学的影响。动物的关节活动显然属于摩擦学范畴，关节炎一类疾病的治愈已经归功于摩擦学家的专门知识。我们还依赖于摩擦力控制来进行娱乐活动，无论是爬山运动，还是任何球类运动，象板球或网球的旋转、高尔夫球的抽击或溜冰滑雪的技巧动作等都是。夹持、切割和洗刷，是摩擦学在日常生活中的其他方面的反映，例如刷牙显然是一种受到控制的磨损过程，我们希望在刷除污垢的同时避免磨去珐琅质。甚至我们之所以能步行，也是由于存在着适当的摩擦的缘故，显而易见，在人类的整个进化过程中，摩擦学效应起着重要的影响。

我们可以研究人类历史上在地面上移动方式的发展情况来考

察摩擦对人类进化过程的影响[1]。图 1.1 中用一阻力与重量之比来表示移动阻力，此比值可以视为当量摩擦系数 λ。这显然表示移动的难易，它随着历史的发展而减小，这可看作是从原始时代的滑动逐渐进化到现代运动员的运动，也就是沿曲线 G 进化。必须指出，图中标尺不是线性尺而是对数尺，因此曲线形状容易使人发生误解。约在一万年前开始形成的现代人曾利用其创造能力获得了远较动物生理进化为好的成就。因此，润滑剂的应用和车轮设计的改进显然是有利的。

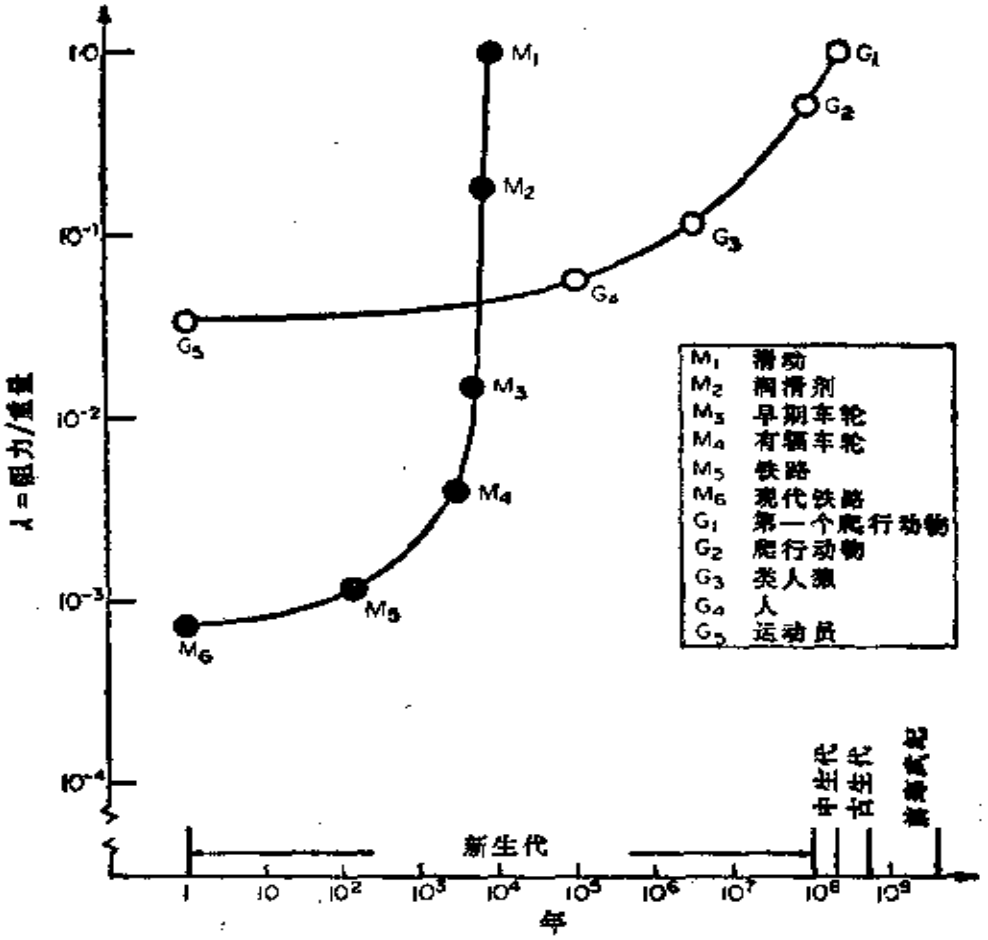



图 1.1　人类历史上地面运输的进步

将图 1.1 中的结果按照用各种移动方法达到的速度来点绘，如图 1.2 所示，也是很有趣的。我们再来看图中两条曲线，一条表示进化过程，另一条表示人类的创造能力。在这一对数尺线图中，最有趣的是，进化线接近于直线，其斜率为负 45°。这意味着

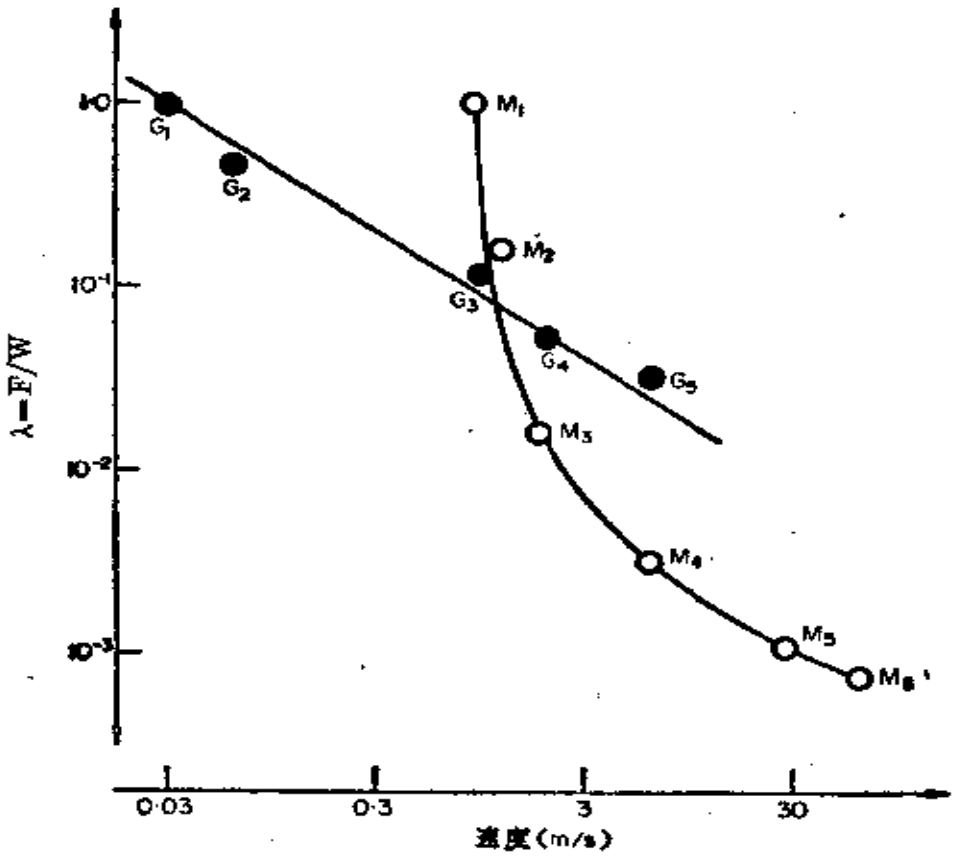



图 1.2　图 1.1 中的结果与达到的速度的关系曲线

$$\log \lambda = -1 \times \log S + \log C \tag{1.1}$$

式中 $S$ 为移动速度，而 $C$ 为某个常数。因此，此式可以表示为

$$\lambda S = C \tag{1.2}$$

但是，$\lambda S$ 为阻力乘以速度并除以重量，即功率除以载重量，因此这条直线表示，进化线决定于几乎恒定不变的功率与重量之比。显然，这是合理的，因为功率/重量这一比值决定于包括人类在内的各种动物的相同生理过程。表示人类创造能力的曲线则不受这种限制，因为我们的创造能力由于较成功地应用了科学原理和使用了纯生理物质以外的材料而已奏成效。

## §1.2 简　　史

前已指出，人类所发明的车轮是最早的摩擦学用具之一，但摩擦还以其他许多方式影响着文明人类的进步[2]。众所周知，原始

时代为了钻孔或取火而制作的钻孔器就配有用鹿角或骨头制成的轴承，陶轮和碾谷物用的石磨等显然也需要某种形式的轴承[3]。根据历史记载知道，公元前 3500 年就已使用了车轮，但值得指出，就是较晚近的非常进步的印加文明社会也从未发现车轮的原理。润滑剂也是大约从这一时期开始使用的，这个事实已由埃及的一所古墓所证实。古墓中的一辆战车，在其车轮轴承中仍保存有一些早先使用的动物脂肪润滑剂，引人兴趣的还有，这种润滑剂沾染着石英砂状的路土以及铝、铁、石灰的化合物。

埃及人在其不朽的建筑施工中还显示出，他们已清楚地懂得了摩擦学原理[4]。残存的浮雕像表明，他们曾用滚子和滑板来搬运重物。图 1.3 表示这种搬运方法的一例，图中有 172 个奴隶沿着木头轨道拖曳一台重约 $6\times10^5\,N$ 的大雕像。仔细观察可知，有一人（站在安放雕像的滑板上）将液体倒在跑道上，他也许就是最早的润滑工程师之一。我们如果假设每个奴隶大约拉 $800\,N$，就可知道图中所示的摩擦系数为

$$\mu=\frac{172\times800}{6\times10^5}\approx0.23$$

此值恰好约为我们所预期的木头滑块经润滑后的摩擦系数，因此我们可以推断，该图真实地记载了实际发生的情况。将奴隶故意这样排列，可能是因为画家不会画透视图的缘故。

1928 年，在罗马附近的尼米湖里发现了推力球轴承的碎片，其年代可能在公元 40 年前后。这一轴承如图 1.4 所示[5]。它也许是雕刻工场中用作支承雕像的，以便在雕刻过程中能回转自如。Leonardo da Vinci (1452～1519) 第一个对摩擦提出了科学的论断，在他以前，摩擦学的进展并无明显的迹象。他认识到，摩擦力与载荷成正比，而与名义接触面积无关。过了将近二百年，Amonton 于 1699 年也发表了这两条定律，这与 Leonardo da Vinci 毫无联系，一般认为这两条定律是他发现的。十八世纪由于人们愈来愈多地使用了新机器，摩擦学获得了很大的发展。约在 1780 年，Coulomb 提出了第三摩擦定律，即摩擦力与速度无关。

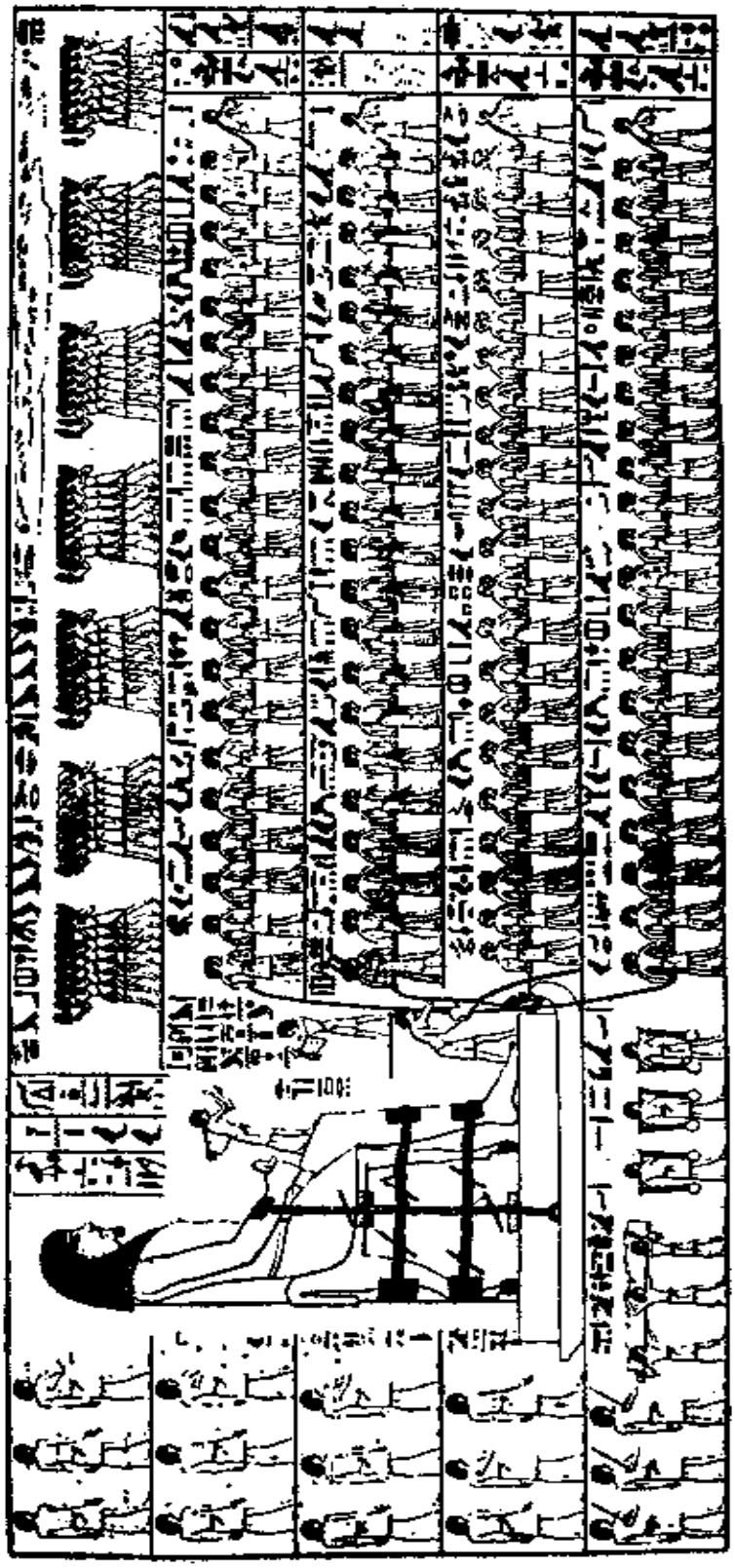


图 1.3　公元前 1900 年搬运一台埃及巨像的情况

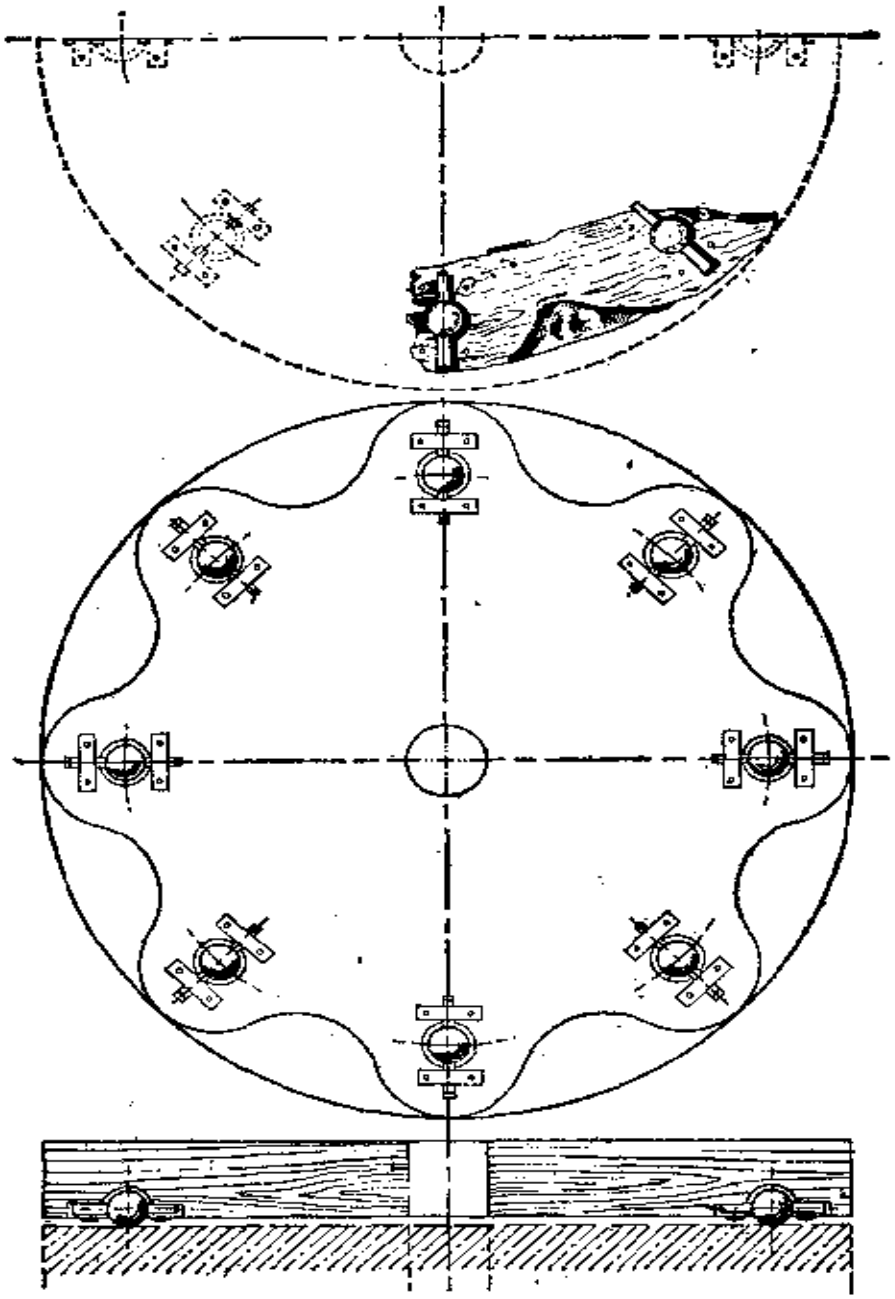


图1.4　尼米湖轴承的碎片和理论修复图(直径估计有1m左右)

这三条定律作为公理一直沿用到今天，而在讲授物理和工程基础课程中摩擦部分时必定会提到。在这个世纪内，还有其他许多的发展，特别是在新型轴承材料的应用方面。早在1684年Robert Hooke就提出，车轮轴承用钢轴与青铜轴套配对要比包铁木材为好。十八世纪末叶，随着工业化程度的提高，摩擦学无疑也得到了进一步发展。

对于经润滑的轴承而言，虽然粘滞流动的基本定律早已由牛顿提出，但直到十九世纪末才对轴承的工作原理有所理解。确实如此，自从Beauchamp Tower (1883年)[6]作了实验研究和Osborne Reynolds (1886年)[7]作了清晰的理论解释之后，人们才对流体动力润滑原理有所认识。约在同一时期，Stokes和Petroff[8]也作了与这方面发展密切相关的其他研究。尔后，在流体动压轴承理论和实践方面的发展很快，力图使可靠的轴承适应新研制成功机器的日益需要，直到今天，其中的一些成果仍在发挥作用。

本世纪以来，在工业对摩擦学提出的更高要求的推动下，人们对摩擦学各方面的知识已显著增长。其中，球轴承约在1700年就首先用于工业，而现在其使用率已达到空前的高度。今天，已有各种规格的滚动轴承可供使用，从而使许多摩擦学设计问题经济而灵活地得到解决。此外，润滑剂的质量和使用性能的提高也有利于摩擦学问题的解决，可是现代工业的发展对高速和重载提出了愈来愈高的要求，还常有象核反应堆和宇宙飞船那样的恶劣环境，因此更需要这门学科向前发展。现在，我们规定汽车发动机的额定寿命为10万英里，而在不到25年以前寿命期限仅为它的三分之一。值得指出的还有，一辆现代汽车具有二千多个摩擦接触部位，因此无怪乎这门学科对于各行各业的工程技术人员来说都显得日益重要。

## §1.3 工业摩擦学

在讨论工业中摩擦学问题的应用和分类之前，我们首先必须谈一下摩擦现象的概貌。实质上，我们是在一定的条件下(分以下

两方面来说明）研究两个固体表面的相互作用。

（a）能量消耗代表了运动阻力，它可用摩擦系数来表征。这种能量消耗导致接触点释放出热量，并发出轻微的但有时是不可忽视的响声。应当强调指出，由于两固体表面总是互相制约的，因此如摩擦系数一类的参数必定与相互作用的材料副相关联。单讲钢材的摩擦系数而不考虑与之相配的固体，在科学上是不正确的，会使人误解。还应指出，无摩擦表面的设想在科学上是不可能实现的，而且常有一种说法，认为表面光滑则摩擦小，这也是根本上错误的。

（b）在滑动过程中，任何表面的基本特性都会有所改变。它们可能变得光滑一些，也可能变得粗糙一些，如硬度一类的物理性能也在改变，同时有一部分材料会在所谓磨损的过程中损耗掉。这样的表面变化可能是有利的，例如当表面经过“磨合”而达到近乎理想的工况时；也可能是有害的，例如当表面发生破坏而需要更换零件时。

根据上面所述，人们或许会认为摩擦与磨损总是有害的，其实不然。在许多工程应用中，我们可以利用摩擦去履行所需要的功能。可见，制动器、离合器、火车和汽车的驱动轮等等，这一切之所以能运转，都是由于存在着摩擦，而普通的螺栓和螺母之所以能紧固，也是由于二者之间存在着摩擦的缘故。同样，机器中的磨损有时却是有利的。初期磨损导致零件更好地贴合（磨合），这显然是我们所期望的，而零件的磨损失效这一实情却是推动更换陈旧机器的有力因素。在磨损最严重的情况下，可以引用“计划报废”的概念，这时设计人员力图运用磨损现象来设计具有规定寿命期限的机器。

有一种十分普遍的错误观念，认为摩擦与磨损既然都起因于表面的相互作用，两者必有一定的联系，于是简单地认为摩擦大意味着磨损多。事实并非如此，这可从表 1.1 中清楚地看出，表中所列数据表明摩擦最小不一定是磨损最少。试验结果也很有意义，它表明了材料的摩擦系数变化不大而磨损率却相差很大。摩擦与磨

损之间复杂的关系，有时也可用一种特有的结果来加以说明，即同样材料在使用一段时间后摩擦会减小，与此同时磨损率却增大了。

表 1.1　圆销与圆环的摩擦与磨损试验
（除试验 1 和 7 外，圆环材料均为淬火工具钢）

| 材　　料 | 摩擦系数 | 磨损率 ($cm^3/cm \times 10^{-12}$) |
|---|---|---|
| 1. 软钢对软钢 | 0.62 | 157,000 |
| 2. 60/40 铅黄铜 | 0.24 | 24,000 |
| 3. 聚四氟乙烯 (PTFE) | 0.18 | 2,000 |
| 4. 钴钨铬合金 (Stellite) | 0.60 | 320 |
| 5. 铁素体不锈钢 | 0.53 | 270 |
| 6. 聚乙烯 | 0.65 | 30 |
| 7. 碳化钨对碳化钨 | 0.35 | 2 |

载荷 400 g　　速度 180 cm/s

在几乎所有的工业应用中，磨损效应比摩擦损耗更重要，这是因为磨损效应往往带来较大的经济后果。机器中往往容许有较大的摩擦，尽管运转费用有所增加，只要能提高机器的磨损寿命而给以补偿就行。对于摩擦与磨损起重要作用的某些工业情况，可分下列几方面来加以说明。

### 1.3.1　能量损耗

当摩擦不一定是首先考虑的因素时，摩擦学家必须随时知道摩擦过程中能量损耗的绝对值和相应的放热可能产生的任何后果。一台 500 MW（兆瓦）的动力装置，如摩擦损耗仅为它的千分之一，就有 0.5 MW 的损耗，或者说相当于 500 只单栅式电炉的热量。这份热量集中在该装置内相当小的区域，因此设计人员必须予以专门考虑。确有不少机器由于摩擦热的逸散而引起有害的热变形。

### 1.3.2　磨损

在工业发达的国家里，国民经济总产量中约有一半是用于更换因磨损和类似情况而造成的废品，以致这些现象成为社会发展的关注中心。靠提高机器寿命来节约开支，也可获得紧缩通货的

经济利益，这在通货膨胀时期，尤其引人兴趣。确实如此，磨损还可作为更换陈旧机器的动力，也就是说有一个"计划报废"的概念。然而，这种概念免不了要了解磨损过程，因为计划磨损或者任何一种磨损控制，都意味着要掌握磨损过程的基本规律。

### 1.3.3 控制

对于一台复杂的机器，需要精密地控制其作相对运动的各个零部件。这显然涉及到一个摩擦学合理设计问题，对于自动控制机器零件位置的系统来说，这也是一个日益重要的因素。当零件以很低的速度运动时，由于摩擦性能的不稳定，这种问题显得特别突出。

### 1.3.4 环境

我们不可能靠充分供油来解决工程上所有的摩擦学问题。在许多应用中，使用某种润滑剂，不是不容许，就是在技术上难以办到。在宇宙飞船、核反应堆、化工厂、纺织厂、食品加工机械以及其他许多型式机械的整机或部件中，都有这种情况的典型例子。由于设计人员要求提高承载能力和速度以及在条件差有时甚至在"恶劣"的环境下工作，摩擦学家所面临的问题无疑将愈来愈多。

### 1.3.5 摩擦装置

前已指出，在许多情况下，摩擦是使装置完成功能的首要条件。这时，放热量和磨损率就成为设计时首先考虑的因素，如设计汽车制动器和离合器时就是。

## §1.4 经 济 性

摩擦学的经济意义无需详细讨论就很明了，但不可否认，在各别情况下，节约的价值一般很少，深感要实现"积少成多"这一格言也非易事。但由于机器中摩擦接触部位很多，就每一接触部位来说节约果然不大，但就整个国家来说总量却很可观。因此毫不奇怪，世界上的能源约有一半是以某种形式消耗在克服摩擦上。因此，从现实的角度来看，由于较好地进行了摩擦学设计而带来的节约，在为全人类的未来而保存资源的斗争中具有重大的意义。为

此，工业发达国家的政府已日益重视摩擦学的经济意义。

英国在摩擦学方面的活动最近进展很快，这应归功于英国教育科研部1966年的报告“润滑(摩擦学)、教育与研究”[9](见附录C)。这份报告(Jost报告)指出，英国由于较好地应用了摩擦学知识，每年可节约不下五亿一千五百万英镑。这笔巨款是由图1.5所示的各笔节约费用所组成的。必须牢记，在节约的费用中包括了现代工业中因摩擦学方面的失效而造成的生产损失。还应指出，要达到上述节约的数值，仅仅运用现有的知识就行，无需进行新的研究。一旦开展了这方面的研究，可以预料节约必会更多。1966年以来的经验表明，这些数值过于保守，由于“摩擦学”一词的引用和普及，对于牢固树立摩擦学的地位已经产生了很大的效果，从而使国民经济得益极大。

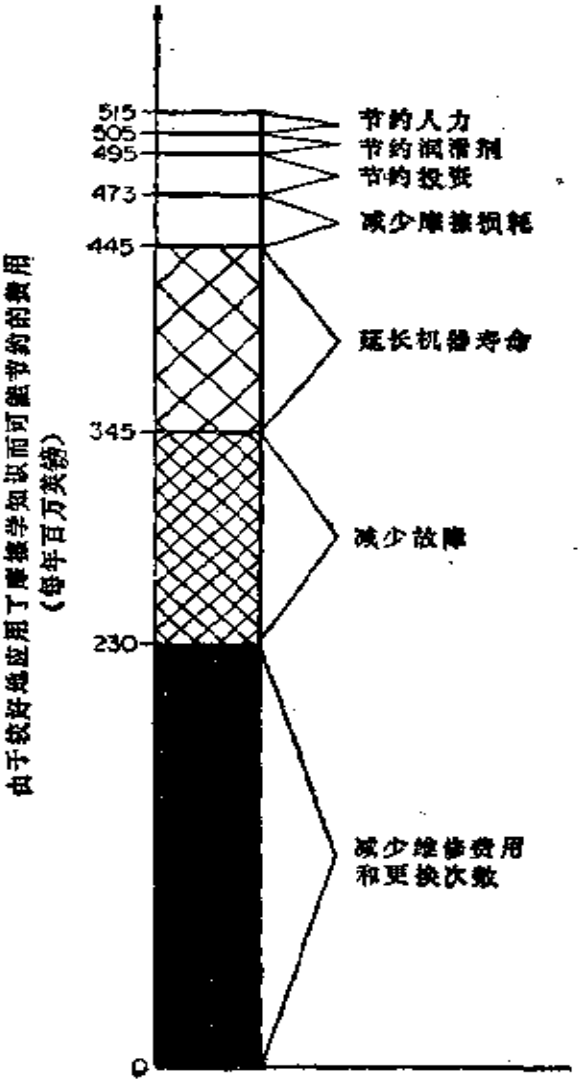



图1.5 Jost报告中所表明的节约数值[9]

## §1.5 摩擦学解法

引用“摩擦学”一词的最大作用也许是摆正了解决任何系统摩擦学问题的方向。我们不妨想一想：“怎样才能圆满地解决界面上存在容许的摩擦和磨损时的承载问题呢？”到目前为止，润滑工程师自然而然会想到采用润滑的方法。因此，我们现在把摩擦学问

题现有的几种解法按图 1.6 所示的方式进行分类，并讨论如下。

**图 1.6a** 我们可以选用摩擦和（或）磨损特性本来就小的接触材料，例如采用塑性材料，虽然这可能意味着容许其承载能力较低。在很多情况下，可以将材料作为表面层覆在基体上，而基体能满足该零件基本的结构要求。众所周知的汽车发动机轴瓦就是采用这种方法。

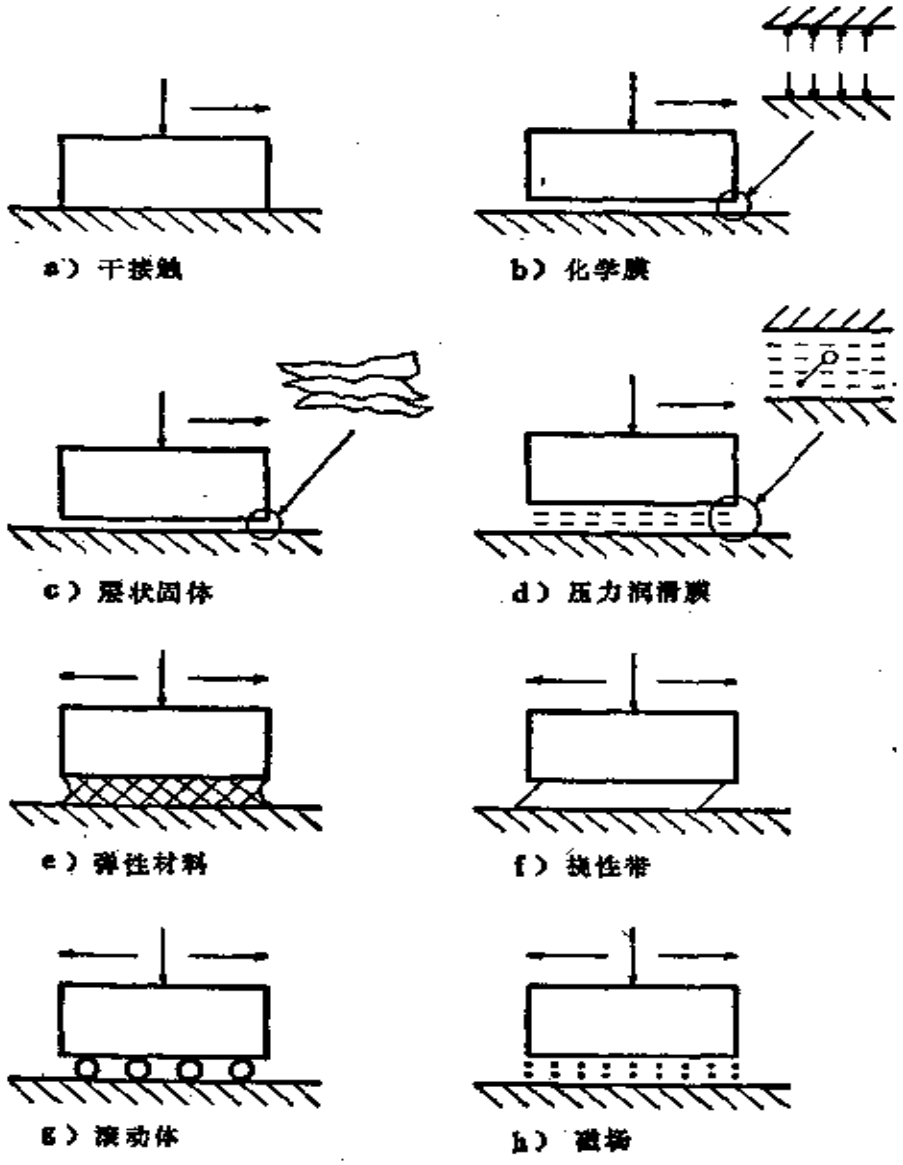



图 1.6 摩擦学问题的解法

**图 1.6b** 我们可以用化学膜来保护表面，并部分地减少母体材料的直接接触。用这种方法时，由于滑动时在直接接触的各点上产生局部高温，所以化学膜的热稳定性至关重要。

**图 1.6c** 我们可以采用固体表面涂层，因为它们抗横向剪切的强度低，例如采用软金属层或石墨、二硫化钼一类的层状固体就是。后二者具有层状结构，好象一叠纸牌，其强度足以承受法向载荷，但沿横向平面却很弱，容易滑动。

**图 1.6d** 两表面可以用连续的流体膜加以隔开，这种膜可以是液体，蒸汽或气体。用这种方法时，流体膜必须具有内压以承受外加的法向载荷作用。这种内压可应用两种不同的机理来产生。最明显的一种是，用外部压力泵系统供给流体以一定的压力，如常称液体静压轴承或空气静压轴承的外压式轴承就是。另一种是，压力可以由表面本身作运动时将流体带入楔形间隙而产生。流体动压轴承的这种作用取决于流体的粘性性能，这点比静压轴承更突出。各种流体，例如水、油、空气、甚至核反应堆中的液态金属，都已成功地用作这两种流体膜。

**图 1.6e** 当横向位移量很小时，两表面可以被粘在上面的弹性材料所隔开。这显然是一种良好的摩擦学解法，而另一种设计可以改用可挠弹性带，如图 1.6f 所示。

**图 1.6g** 一种广泛采用的摩擦学解法是在两表面之间放入滚动体，如球、滚柱等等。现有的各种滚动轴承就是这种解法的实例。

**图 1.6h** 磁场和类似的力场显然可以用来承受载荷而不需要机械接触。这种支承方法已用于家用电器仪表中。

设计人员如果记住了这一系列解法后，就可开始考虑所承受的载荷、速度、环境性质以及摩擦、磨损的任何限制条件等因素，从而对其设计问题求得最合适的解答。然而，有时会发生这样的情况：由于设计原理的完全改变，某些摩擦学问题可能消失或者至少有所改变，而从制成的机器来看仍能达到预期的效果。我们可用图 1.7 所示的驱动飞机所需的动力装置来说明这种概念。这里我

们研究往复式内燃机、喷气机和冲压式喷气机这三种可能采用的发动机的摩擦学问题。阴影区表示发动机各种零部件之间必须考虑的摩擦接触部位，可见当我们改变设计方案时，摩擦接触部位的数量可以减少，但是有时却变得更加复杂。

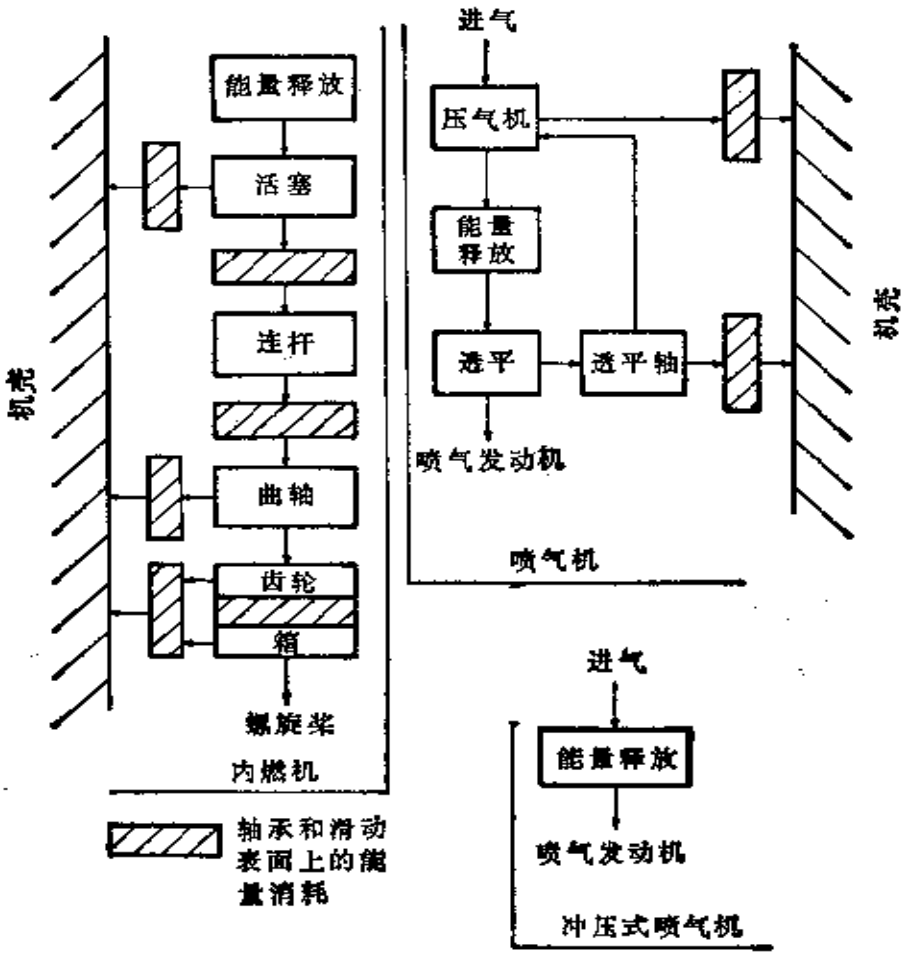



图1.7　动力装置中的能量消耗

前面曾经假设，固体与其四周的界面仅为光滑平面。遗憾的是，任何工程表面都较之复杂得多，其表面几何形状凹凸不平，并且都有复杂的物理和化学性能，而这些性能往往随材料深度的不同而不同。表面的这些特征造成了摩擦学研究的复杂性。因此，在本书的后面几章中还将研究这种表面的性质和上面所讨论过的各种专题的基础理论。

# 参考文献


1. J. Halling, The roll (role) of the wheel. *Wear*, **24**, (1973), 53.
2. D. Dowson, Tribology—Inaugural Lecture. University of Leeds Press, (1969).
3. C. St. C. Davison, Bearings since the Stone Age. *Engineering*, (Jan. 1957), 2.
4. C. St. C. Davison, Transporting sixty-ton statues in early Assyria and Egypt. *Technology and Culture*, **2**, (1961), No. 1.
5. J. H. Harris, *The Lubrication of Rolling Bearings*. Shell-Mex and B.P., London, (1967).
6. B. Tower, Report on Friction Experiments. *Proc. Instn mech. Engrs*, (1884), 632.
7. O. O. Reynolds, On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments. *Phil. Trans. R. Soc.*, London, (1886), p. 117.
8. N. P. Petroff, Friction in machines and the effects of the lubricant. *Engng J.*, (1883), St. Petersburg.
9. *Lubrication (Tribology) Education and Research*, D.E.S. Report, (1966), H.M.S.O.

# 第二章　表面性能和测量

## §2.1　金属表面的性质

在摩擦学领域内，通常需要把表面的简单解释扩大为分隔两个介质的几何平面。表面应该视为从固体上有机地生长出来的一层，并具有相当重要的物理性能。我们知道，金属的表面层由若干层次组成，其物理-化学性能是整块材料所特有的。

表面层的基层（见图 2.1），是材料的加工硬化层，其顶部为非晶或微晶结构层。这一层称为贝氏（Bielby）层，它是由于切削加工中分子层熔化和表面流动而产生的，这些分子层后来沉积在冷的底层材料上而被淬硬。这一基本结构通常被氧化物所沾染，并被周围环境中沉积的尘粒和分子膜所覆盖。最后，表面含有气体原子，气体原子与表面一起存在，其性能与在气体环境中有所不同。此外，整个表面层织构的几何性能可用一系列具有不同幅度和出现频率的凹凸不平度来表征。表面织构这一特性对于研究摩

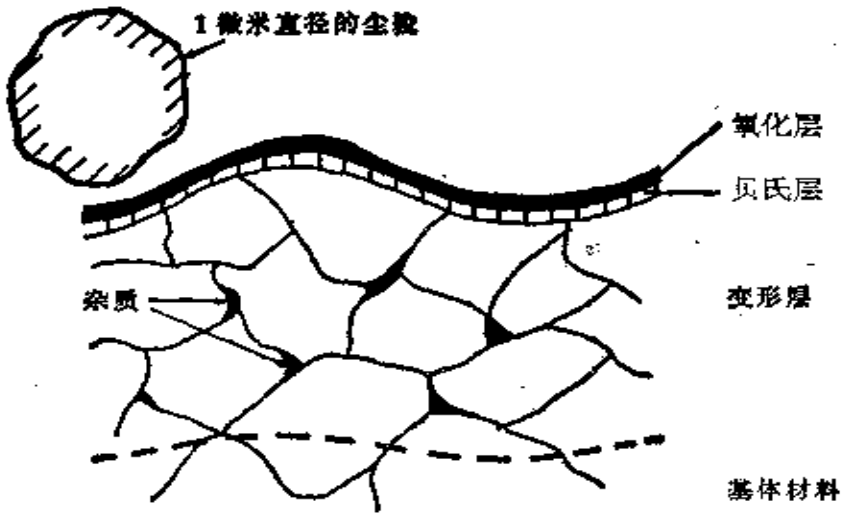



图 2.1　典型的表面层

擦、磨损和润滑具有重大意义，因此，理解并阐明表面的形貌特征是非常重要的。

为了得到感性认识，在图 2.2 中示出各种表面性能的标尺。应当指出，纵轴标尺为数量级渐增的对数尺。此外，对于氧化膜之类的名词，必须谨慎地给以定义，因为它们是复合层，以钢为例，越接近大气，氧与金属的比值就越大。

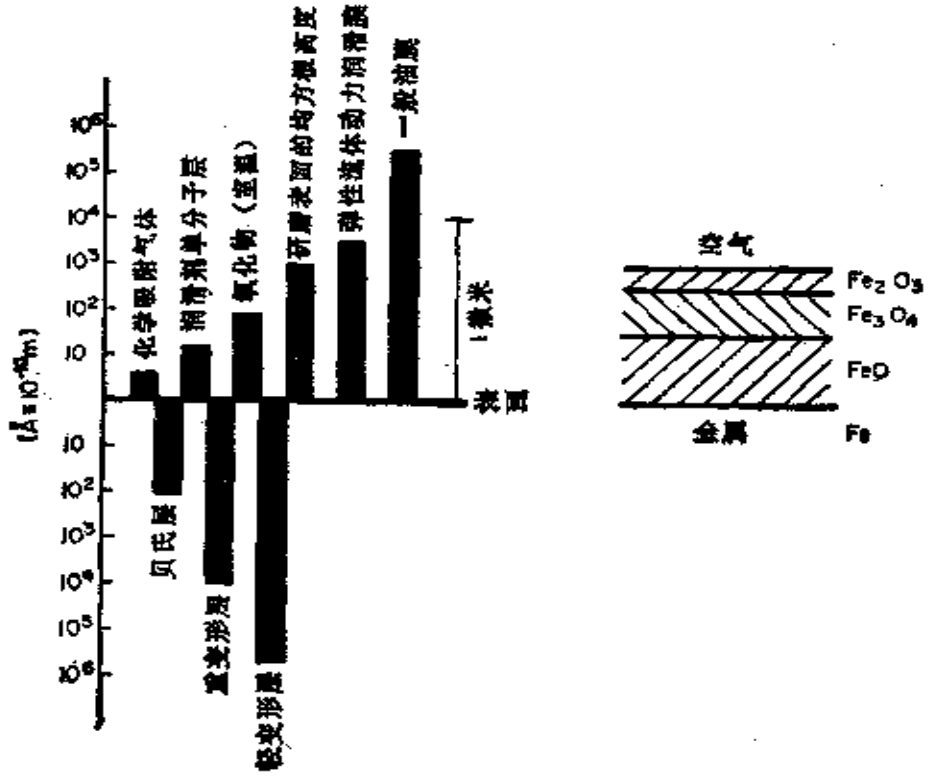



图 2.2　表面性能的数量级

一般表面的几何织构取决于形成表面的精加工方法的特性。这些表面即使经过最仔细的精加工，但精密地检查后可知，它们在显微镜下仍然是粗糙的。粗糙度是由于表面上有波长很短（微观粗糙度）的凹凸体而形成的，它可用具有不同幅度和间距的峰（微凸体）谷来表征，这些峰谷要比分子的尺寸大得多。在很多表面上还可看到波长较长的粗糙度，这种粗糙度称为波度，也常称宏观粗糙度（图 2.3）。此外，表面上还有波长很长的不平度，这是由于表面加工过程中工件或刀具发生振动而形成的。表面上微凸体的分

布根据加工方法性质的不同，可以是定向的，也可以是各向同性的。经过如车削、铣削和刨削等定向加工法加工的表面，其微凸体的分布显示一定的方向。经过如电抛光和研磨等非定向加工法加工的表面，沿表面上各个方向显示各向同性或等概率分布。

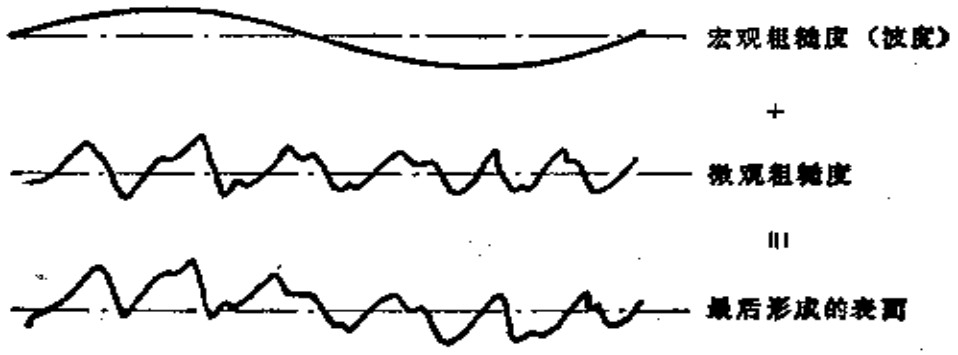



图 2.3　表面几何形状的组成

综上所述可知，金属表面可能象地球表面一样复杂，为了精确评定其形貌特征，显然需要三维图。遗憾的是，至今还没有研究出这种图的简单画法，我们目前只得依靠表面的二维图，同时配合应用各种显微技术进行观察，关于显微技术将在后面加以讨论。

## §2.2　表面织构的评定

对表面形貌特征作定量评定，对于解决各种摩擦学问题是极其重要的。摩擦和磨损之类的摩擦学现象主要取决于两表面间实际接触面积的性质，这种性质又取决于微凸体的分布、尺寸和形状。因此，在研究各种表面的接触现象时，必须测量这些特征。的确，它们能对金属表面的弹性或塑性接触状态及间隙大小的数据作出有用的分析。此外，把表面测量应用到这类问题上去，已经获得了理论根据和实验结果间的定性和定量关系。

测量表面的微观或宏观几何性能，可用很多方法。其中有应用电子、干涉或反射显微术的光测法以及斜剖和测量表面轮廓等机械测量法。光测法有一定的优点，它们能对表面作三维鉴别，但是，用这些方法对表面作定量评定还是比较麻烦的。

由于很难显示表面整个平面内的每个凹凸不平度，因此必须根据小的表面样本来进行测量，只要其尺寸大小有足够的代表性即可，也就是说必须有高度的概率，以使样本以外的表面基本上与样本上的表面相同。现有的大多数表面测量方法或者能得到小面积的（往往是非代表性的）表面样本的高分辨率图象，或者能得到有代表性的样本但相当低的分辨率图象（表 2.1）。用了表面轮廓仪就可克服这个困难，它能提供有代表性的表面长度及其垂直平面内的高分辨率[11]。提高竖向放大率会使记录的轮廓形状失真，因此有时会对实际表面轮廓的一般特性发生物理错觉。大多数表面上的微凸体具有平缓斜度，而不是在表面轮廓仪记录图上看到的那种锯齿状的迹线（图 2.4）。但是，表面轮廓仪的主要缺点是，它们只能用于单线样本，如果织构特性与记录方向有关，则这种样本就不能代表整个表面。然而，对于各向同性表面，它们却能有效地测出表明其特性所需的各种参数。

表 2.1 表面测量方法，

| 测量方法 | 分辨率 (μm) | | 说明 |
|---|---|---|---|
| | 横向 | 竖向 | |
| 光学显微镜 | 0.25～0.35 | 0.18～0.35 | 结果取决于光学系统的质量，因而取决于显微照相视场深度 |
| 光轮廓 | 0.25 | 0.25 | 使用最佳显微条件 |
| 斜剖面 | 0.25 | 0.025 | 剖面角 $\simeq \tan^{-1} 0.1$ 和最佳显微条件 |
| 干涉显微镜 | 0.25 | 0.025 | 要求表面有高度的镜面反射性 |
| 复光束干涉 | 5 | 0.005 | 要求表面有高度的镜面反射性和角偏向不大于 5° |
| 反射电子显微镜 | 0.03～0.04 | 0.03<br>0.02～0.008 | 轮廓的竖向分辨率<br>阴影的竖向分辨率 |
| 电子显微镜 | 0.005 | 0.005<br>0.0025 | 使用立体装置的竖向分辨率<br>使用阴影复制角 $\tan^{-1} 0.3$ 的竖向分辨率 |
| 表面轮廓仪 | 1.3～2.5 | 0.005～0.25 | 触针的有限尺寸就是极限分辨率 |

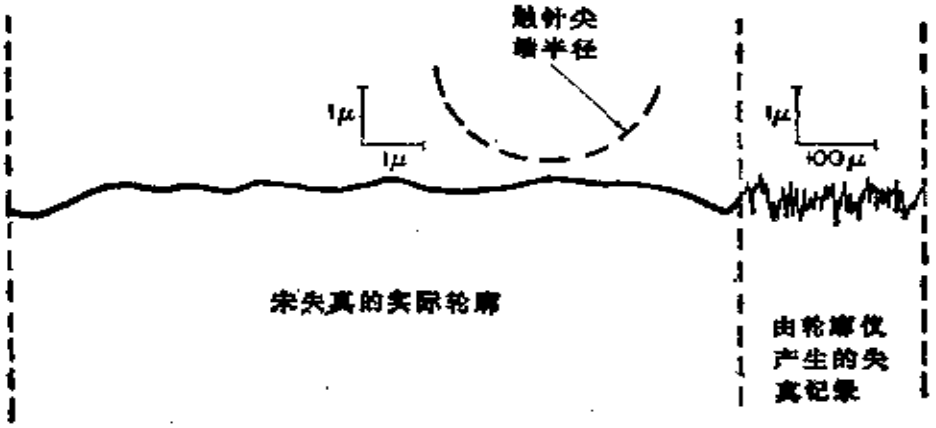



图 2.4



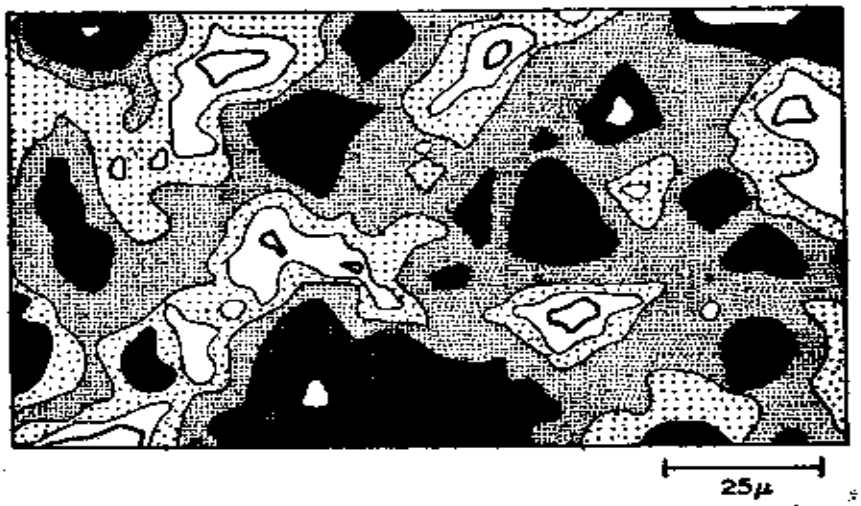




图 2.5 典型的表面图(淡面积相当于表面上高区)

还应该记录表面轮廓仪迹线上的波峰与真实表面上的实际凸峰间的差别。由于触针即使在仅仅通过一个实际凸峰的肩部时，也会记录一个波峰，因此显而易见，实际凸峰数要比记录的波峰数少得多。若沿同一方向取一系列的轮廓线，但沿横向与相邻线稍

微分开，就可很易表明这种差别。用了这种方法就可以综合各条迹线的数据以绘制一真实的三维表面轮廓图，从而清晰地鉴别实际的凸峰(图 2.5)[2]。

人所共知的表面轮廓测量方法是触针法，这时通常用电气系统使很细的金刚石触针在表面上来回移动并将其竖向运动记录下来[3]。粗糙度测量仪(Rank, Taylor, Hobson)是这类量仪中最常用的一种。在这种系统中，必须按某种恰当的基准记录竖向测量结果。建立这种基准时最常用的两种方法是：

(a) 采用基准形成装置来保证触针支承系统作精确的水平运动。

(b) 用大半径的滑块或平块放在测量表面上，并在它上面来回移动，从而产生表面织构的总水平面。

采用这种装置显然会产生某些实验误差，虽然用于精确测量时(a)比(b)更加精密。这些量仪的另一个较大误差是由于测针的尺寸受到限制而产生的。它的有限尺寸显然妨碍它完全深入各个凹谷，因而其记录形状往往比其实际形状显得狭些。同样，凸峰的形状也失真，因而比其实际形状显得宽些。然而，这种影响对于微凸体斜度相当平缓的光滑表面则为害较小。

触针式量仪，尽管它有缺点，就工程应用而言，仍然是研究表面几何性质并测定其参数用的一种优良量仪。事实上，主要的困难并不在于精确地复制表面轮廓，而在于利用这些轮廓来评定重要的特性，从而确定真实表面的工作性能。

## §2.3 表面参数

为显示表面性能而选用的方法必然在一定程度上影响表面参数的选择。触针法仅仅显示表面形貌的单平面性能，因此只好根据测出的单线轮廓的性质来表示其特征。在制造工程中，通常用两个参数之一来确定表面织构。这两个参数就是粗糙度的 C. L. A. 值(中线平均高度)和 R. M. S. 值(均方根高度)。C. L. A. 值的定义为轮廓对中线的竖向偏差的算术平均值，而 R. M. S. 值的

定义为此偏差平方的算术平均值的平方根。它们的数学式子可写成

$$\begin{aligned} \text{C. L. A.} &= \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}|z_i| \\ \text{R. M. S.} &= \left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(z_i)^2\right]^{1/2} \end{aligned} \tag{2.1}$$

式中 $n$ 为测量的轮廓偏差 $z_i$ 在中线上的点数(图 2.6)。中线可作为轮廓的平分线,在中线上下,轮廓所包围的面积总和相等。

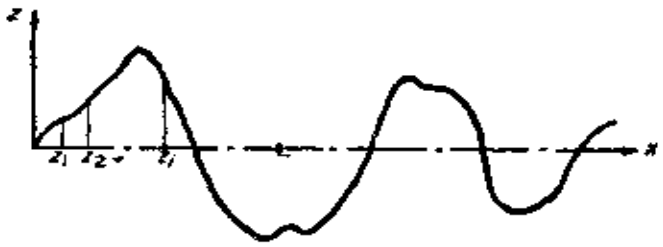


图 2.6

可见,这些参数主要与轮廓仅沿竖向的相对偏差有关,而不提供任何关于微凸体的斜度、形状和尺寸及其出现频率和规律性的数据。所以,对于轮廓很不相同的表面,可以得出同样的 C. L. A. 值或 R. M. S. 值(图 2.7)。这些单一的数值参数主要用于对同一方法制造的同一种表面进行分类。例如,仅用不同等级的研磨剂研磨而成的不同表面,其粗糙度将具有同样的型式,而单一参数足以表明其特征。然而,为了较精确地表示表面轮廓,C. L. A. 和 R. M. S. 这两个参数就不够用了,需要更多的数据。应该懂得,表明表面织构用的参数的选择方式将取决于表面的工作性能的要求,也就是取决于在任何给定的实际情况下有重要意义的那些表面性能的测量方法。

表面轮廓测量术的创始人 Abbott 和 Firestone[1] 曾研究了表面的磨损特性,并适当地选择了参数。他二人测量了表面轮廓最低点以上各处轮廓内的样本长度百分率,从而作出了该轮廓的支承面积曲线(图 2.8)。他们将表面划分为三个高度层:最高层,占支承面积的 25%;中间层,占50%;最低层,占25%;从而标记了三

个参数，分别称之为波峰、波中和波谷。值得指出，他们约在 39 年前就已充分认识到单一数值参数不足以阐明表面织构。Meyers[4] 曾研究了滑动表面间的摩擦力，他指出，轮廓的斜率和曲率将影响表面的摩擦特性，从而得出了斜率和摩擦力之间具有密切关系。

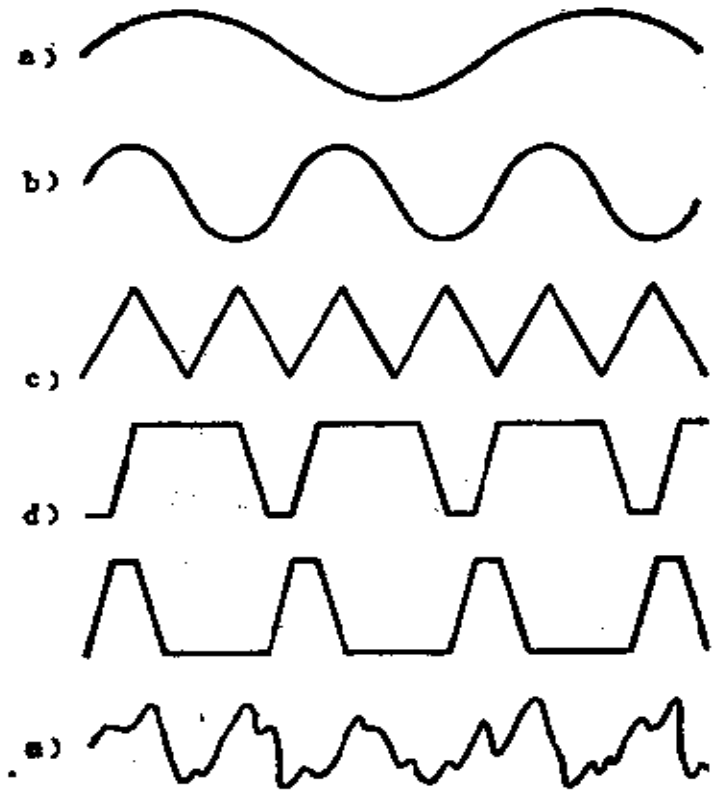



图 2.7　具有同样 C. L. A. 值的各种不同表面

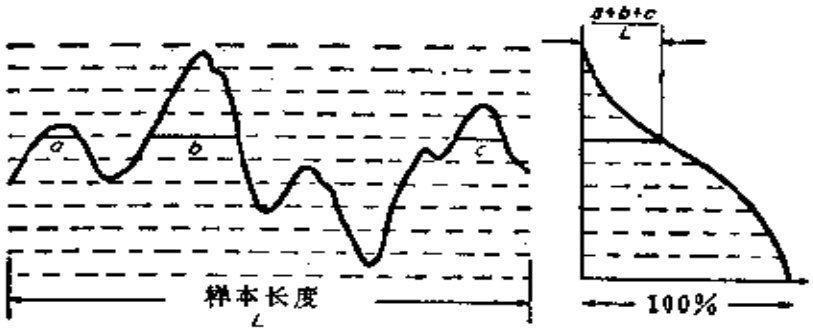



图 2.8　支承面积曲线的求法

最近对表面干接触所作的研究表明，这种现象基本上可用波峰形状及其在织构上部十分之一处的分布来进行解释。的确，在这类问题中，波谷的性能几乎是微不足道的。所以，对于这种情况，所需的表面参数必须含有织构上部任何给定高度的波峰数、波峰的形状因数以及这些波峰在表面平面的出现频率。在研究各种各样工程问题例如摩擦学状态、电触点、热触点和由相配表面产生的接点刚度时，这种数据特别重要。相反，在承载表面的应力集中处，可以预期波谷的形状和出现率应为最重要的参数。对于被润滑油膜隔开的表面或被涂层覆盖的表面，显而易见，我们应该研究整个织构特性。

应当指出，从统计学观点来看，可将表面轮廓视为随机型平稳过程，因此为了用式子表示上述各种参数，必须应用统计方法来描述表面性能。

## §2.4 表面的统计性能

前已指出，表面轮廓在其几何形状的变化中常显示有周期变化和随机变化两部分。因此，在精加工成形表面上和在金刚石车削中，周期性最为显著，但在用磨削等方法磨光的表面上可以看到有很大的随机性。通常的做法是将周期变化分解成波度和粗糙度之类的频带。在某种意义上不需要这样区分，但是这就需要评价含有各种频率变化的表面样本，因而这就必定要测量整个表面。后面这一要求是达不到的，所以分为频带是实际所需。下面，我们仅研究高频谱，即表面的粗糙度。

在对表面轮廓作任何定量说明之前，首先必须建立基准线。为此，通常选择织构的中线，虽然与此线平行的每条线都是符合要求的。我们首先来研究垂直平面内表面轮廓的性能。

### 2.4.1 表面织构的高度分布

表面织构可用其轮廓高度的分布函数来充分地加以描述。确实如此，从统计学观点来看，Abbott 和 Firestone 的支承面积曲线就是全纵标分布曲线的累积分布。这可以写成

$$F(z)=\int_{-\infty}^{\infty}\psi(z)\,dz$$

式中 $z$ 为量自中线的轮廓高度，$\psi(z)$ 为这些高度分布的概率密度函数。

这种分布曲线的实际求法就是每隔一定距离 $l$ 测量 $z_1$、$z_2$ 等，并求任何给定高度处的纵标数之和（图 2.9）。实际上，这可解释为将轮廓的连续模拟信号转换成间隔为 $l$ 的离散数字记录。因此显而易见，分布曲线是通过用这一抽样法产生的直方图作出的最光滑曲线。

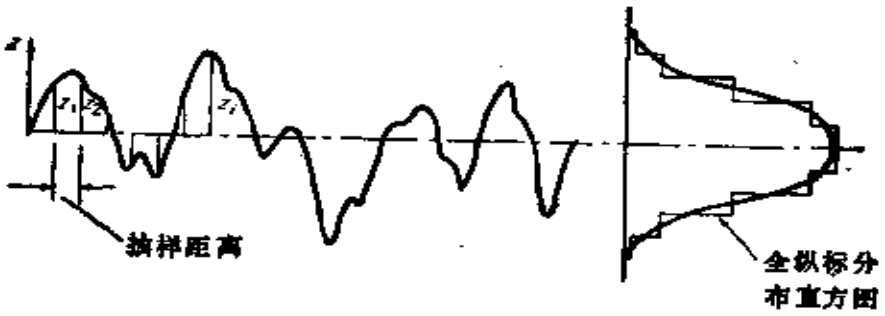



图 2.9　全纵标分布曲线的求法

有很多表面的织构高度呈现高斯正态分布。图 2.10 表示高斯分布对按磨削表面的全纵坐标分布求得的直方图比较适合。高斯分布曲线或其密度函数可表示为

$$\psi(z)=\psi_0(z)e^{-z^2/2\sigma^2}$$

式中 $\sigma$ 为分布的标准差，其定义与式 (2.1) 所示的 R. M. S. 值相同，而 $\sigma^2$ 为方差。曲线面积必定等于沿所选的标尺求和的数据总数，根据这一点可算出 $\psi_0(z)$。高斯曲线的面积为

$$\int_{-\infty}^{\infty}\psi_0(z)e^{-z^2/2\sigma^2}=\psi_0(z)\sigma(2\pi)^{1/2}$$

所以曲线

$$\psi(z)=\frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}}e^{-z^2/2\sigma^2} \tag{2.2}$$

具有单位面积，而高斯分布曲线通常写成这种标准形式。由于此曲线包围单位面积，上述程序已简单地调整了分布曲线的纵轴标

尺使成为一概率密度函数，即此曲线上任一纵标尺寸表示该事件在总体中出现的概率。值得指出，上述曲线的原点位于分布的中线或均值上。如果我们想写出以其他一点作为原点的曲线，则

$$\psi(z)=\frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}}e^{-(z-m)^2/2\sigma^2}$$

式中 $m$ 为均值与选为原点之值的距离。

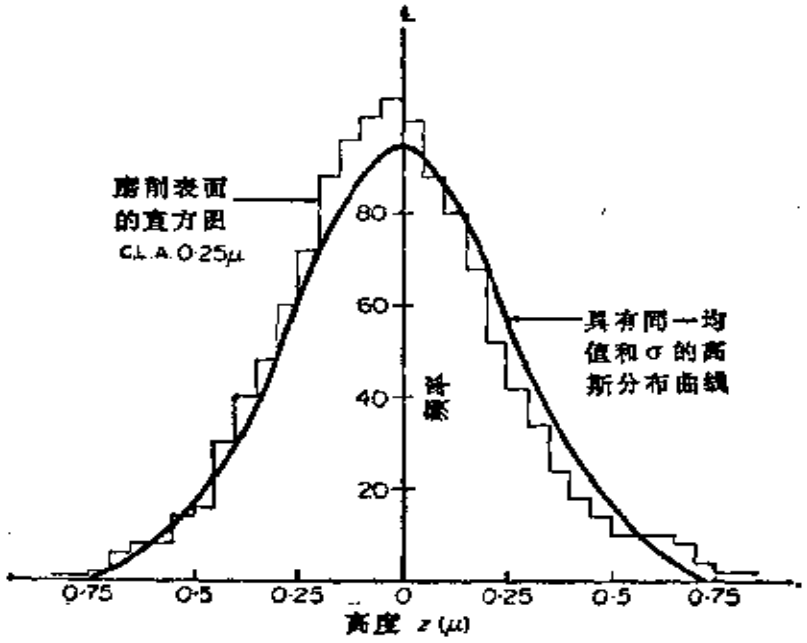



图 2.10　磨削表面的典型分布曲线

在统计学的书籍中，大多数载有高斯分布曲线的纵坐标 $\psi(z)$ 值和相应的面积值。高斯分布形式必然使事件从 $-\infty$ 扩展到 $+\infty$，对于实际表面这是不会遇到的。实际上，分布曲线可按 $\pm3\sigma$ 左右的有限极限截取。好在全部事件中约有 99.9% 位于这一区域内，因此这样截取所产生的误差可以忽略不计，从而获得了有效的简化。

这时必须强调指出，虽然有几种常见的表面加工法能产生近似的高斯分布，但有许多却不是如此。有些表面的织构显示出与高斯分布具有一定的偏差，因此必须规定一些统计参数，以便用于测量这种偏差以及研究其他一些简单的分布[5]。

矩、偏态和峰态

(a) 矩

分布曲线 $\psi(z)$ 对均值的 $n$ 次矩可定义为：

$$M_n=\int_{-\infty}^{\infty}z^n\psi(z)\,dz \tag{2.3}$$

因此　R. M. S.$\equiv\sigma\equiv\left[\int_{-\infty}^{\infty}z^2\psi(z)\,dz\right]^{1/2}=[\psi(z)\text{的二次矩}]^{1/2}$

和　C. L. A.$\equiv 2\int_0^{\infty}z\psi(z)dz=$半 $\psi(z)$ 的一次矩的两倍

显然，整个 $\psi(z)$ 对均值的一次矩为零，实际上，这就是分布中线的定位方法。

(i) 高斯分布　对于高斯分布曲线，$n$ 次矩可表示为：

$$M_n=\frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}}\int_{-\infty}^{\infty}z^n e^{-z^2/2\sigma^2}dz$$

如果 $n$ 为奇数，则 $M_n$ 等于零，对于任何对称曲线必定如此。如果 $n$ 为偶数，则

$$M_n=\frac{n!}{2^{n/2}(n/2)!}\sigma^n \tag{2.4}$$

因此，二次矩就是方差 $\sigma^2$。

(ii) 矩形（均匀）分布　矩形分布或均匀分布是指，在任何高度，事件数值相等（图 2.11）。我们可写成

$$\psi(z)=c=\text{常数}$$

因此

$$\int_{-\infty}^{\infty}\psi(z)dz=1$$

在实用中，我们假设按 $\pm h$ 的有限极限截取此分布，然后算出用标准差 $\sigma$ 表示的这些极限。根据二次矩的定义，得

$$\sigma^2=\int_{-h}^{h}z^2\psi(z)\,dz=\int_{-h}^{h}z^2c\,dz=\frac{2ch^3}{3}$$

即

$$c=\frac{3\sigma^2}{2h^3}$$

现在，令曲线下的面积等于 1，得

$$2h\,\frac{3\sigma^2}{2h^3}=1$$

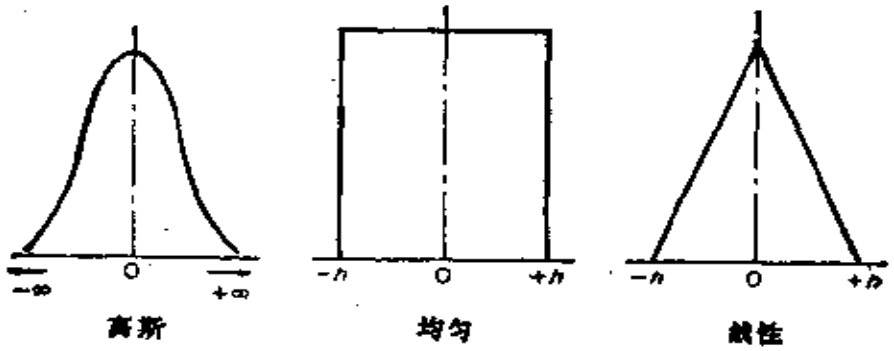



图 2.11　分布形式

或　　$$h=(3)^{1/2}\sigma$$

因而分布曲线可写成标准形式

$$\psi(z)=\frac{1}{2(3)^{1/2}\sigma}$$

(iii) 三角形(线性)分布　如果事件数随高度作线性变化，则事件的分布称为三角形或线性分布(图 2.11)。

我们再来研究这一分布的有限极限 $\pm h$。对此，我们可写成

$$\psi(z)=c-\frac{c}{h}z \qquad 0<z<h$$

$$=c+\frac{c}{h}z \qquad -h<z<0$$

因此　　$$\int_{-h}^{h}\psi(z)\,dz=1$$

现在　　$$\sigma^2=\int_{-h}^{h}z^2\psi(z)\,dz$$

$$=\int_{0}^{h}z^2\left(c-\frac{c}{h}z\right)dz+\int_{-h}^{0}z^2\left(c+\frac{c}{h}z\right)dz=\frac{ch^3}{6}$$

即　　$$c=\frac{6\sigma^2}{h^3}$$

令分布曲线下的面积等于 1，得

$$h\times c=1 \quad 或 \quad h=(6)^{1/2}\sigma$$

因此，三角形分布可写成

$$\psi(z)=\frac{1}{(6)^{1/2}\sigma}-\frac{z}{6\sigma^2} \quad 0<z<(6)^{1/2}\sigma$$

$$=\frac{1}{(6)^{1/2}\sigma}+\frac{z}{6\sigma^2} \quad -(6)^{1/2}\sigma<z<0$$

(b) 偏态

偏态为分布曲线的不对称程度。它的定义为

$$s=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}z^3\psi(z)\,dz}{\sigma^3}=\frac{\psi(z)\text{ 的三次矩}}{\sigma^3} \tag{2.5}$$

对于大多数中等偏斜的分布曲线，偏态可按下列经验关系式算得：

$$s=\frac{3(\text{均值}-\text{中值})}{\sigma} \tag{2.6}$$

式中中值表示纵标把分布曲线下的面积分为两等分的变量值。

显然，包括高斯曲线在内的对称分布曲线的偏态为零；非对称分布曲线的偏态可为负值，也可为正值，如图 2.12 所示。

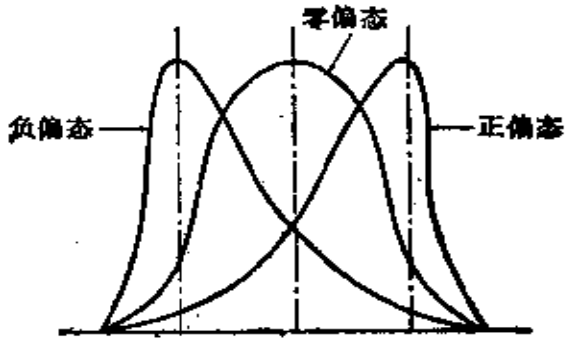



图 2.12

(c) 峰态

峰态为分布曲线上的尖峭程度。它的定义为：

$$k=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}z^4\psi(z)\,dz}{\sigma^4}=\frac{\psi(z)\text{ 的四次矩}}{\sigma^4} \tag{2.7}$$

对于高斯分布，运用式(2.4)可得

$$k=\frac{1}{\sigma^4}\times\frac{4\times3\times2}{2\times2\times2}\sigma^4=3$$

即高斯分布曲线的峰态为 3，这通常定为峰态的标准值。$k$ 值小于 3 的曲线称为低峰态曲线，而 $k$ 值大于 3 的曲线称为尖峰态曲线(图 2.13)。

在点绘实际表面上事件的分布曲线时已经知道，这就是通过直方图作光滑曲线，而直方图是求这些事件每隔一定距离的频率

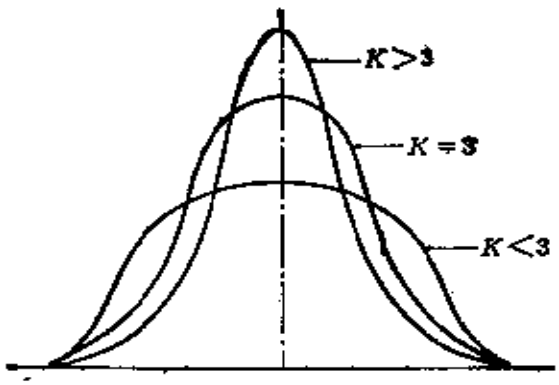



图 2.13

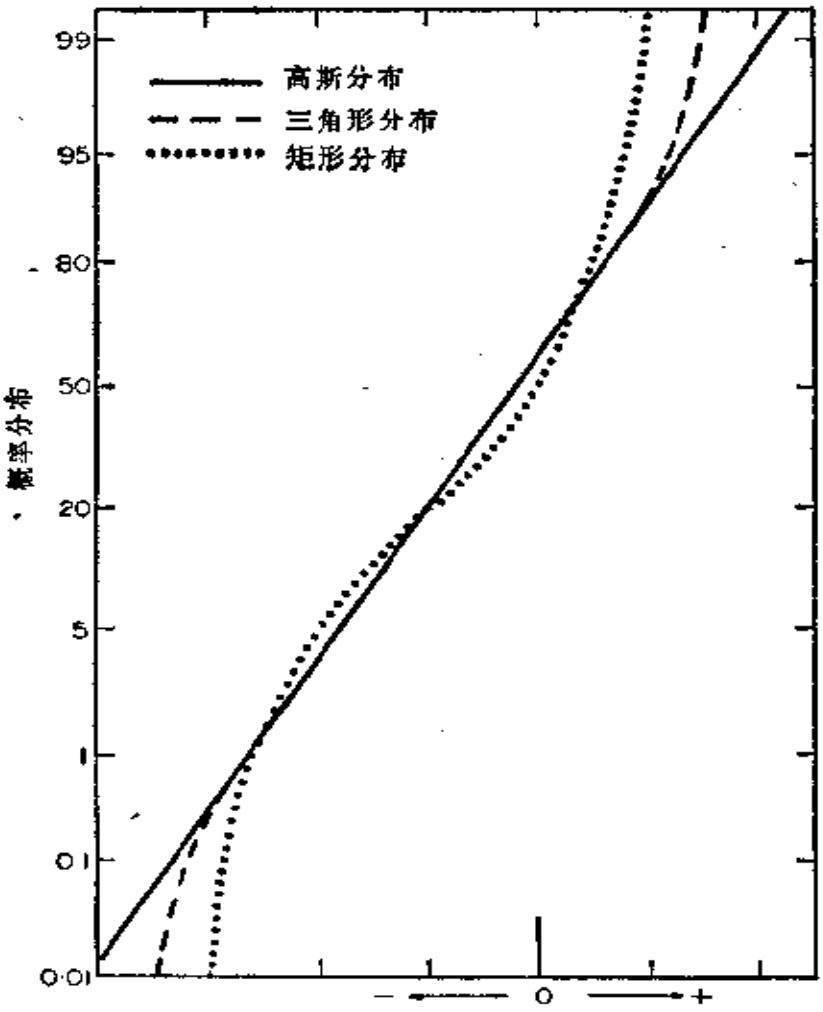



图 2.14 在概率坐标纸上点绘的分布图

之和而获得的。显然，这一方法相当麻烦，较为有效的表达法是在概率坐标纸上点绘分布图。其优点是标尺可以调整以使真正的高斯分布曲线变成直线，图 2.14 表示事件为高斯分布、矩形分布和三角形分布时在概率坐标纸上点绘的事件分布图。

### 2.4.2 表面轮廓的自相关函数

增大抽样距离 $l$，虽然会对求得的频率直方图和分布曲线产生一定的影响，但研究了相邻纵坐标间的相关性就可以非常清楚地看出其效果[7]。点绘了自相关函数 $R(l)$ 随抽样距离 $l$ 的变化图，就可以完全达到这个目的。对于单个轮廓而言，使轮廓相对其本身滞后一固定距离，然后将原轮廓高度乘以滞后的轮廓高度，并取一段具有代表性的轮廓长度上乘积的平均值，就可求得其自相关函数。于是

$$R(l)=E[z(x)z(x+l)] \tag{2.8a}$$

式中 $E$ 表示期望(平均)值，$z(x)$ 为轮廓上沿中线 $z(x)=0$ 的给定坐标 $x$ 处的高度，$z(x+l)$ 为与前一点相距 $l$ 的相邻坐标 $(x+l)$ 处的高度。如果相隔一定距离 $l$ 的纵坐标值为已知，则上式可解释为：

$$R(l)=\frac{1}{N-l}\sum_{x=1}^{N-l}z(x)\times z(x+l) \tag{2.8b}$$

式中 $N$ 为样本长度 $L$ 内的纵坐标总数。对于连续函数，式(2.8b)可以更有用地写成

$$R(l)=\lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\int_{-L/2}^{L/2}z(x)\times z(x+l)dx \tag{2.8c}$$

可以不难看出，当 $l=0$ 时，$R(l)$ 可简化成方差 $\sigma^2$ 或轮廓的均方值。因此，通常将自相关函数绘成标准化形式 $r(l)$，而

$$r(l)=\frac{R(l)}{R(l_0)}=\frac{R(l)}{\sigma^2}$$

图 2.15 表示两种不同轮廓的自相关函数的典型图。在揭示轮廓的某些特性时，这种函数的形状最为有用。函数的全面衰变表明相关性随 $l$ 的增大而减小，这表示了表面轮廓的随机分量，而函数的振动分量则表示了轮廓的固有周期性。图 2.16 表示实际切

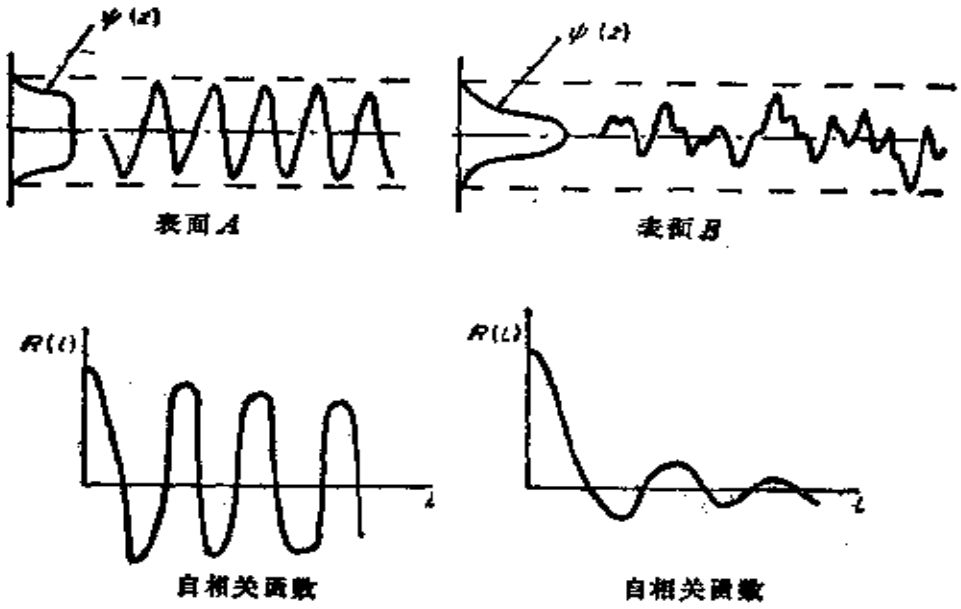



图 2.15　典型的表面及求得的自相关函数

削加工表面的某些典型结果，从图中可以看出，自相关函数可用来说明轮廓的一般特征[8]。因此，任何表面轮廓的特征都可用高度分布函数 $\psi(z)$ 和自相关函数 $r(l)$ 这两个特性来加以描述。

自相关函数在实际应用中受到限制，其主要困难在于求算自相关函数时必须从表面轮廓获得大量的数据。然而，自相关函数可以分解成二项，其中表面轮廓的随机分量可用指数衰减项表示，而周期分量可用三角项表示。在许多实际应用中，例如在干表面的赫兹接触中，表面的随机分量是头等重要的，因此可以忽略轮廓的周期分量而将问题加以简化。于是，从统计学观点，表面可用一指数自相关函数来加以说明。

在某些场合，轮廓可能需要用它的频率域来表示。为此目的，点绘功率谱 $C$ 是有用的。功率谱可用下式按自相关函数求得：

$$C(\omega)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\infty}R(l)\cos\omega l\,dl$$

式中 $\omega=2\pi f$，$f$ 为出现的频率。功率谱实际上就是自相关函数的拉普拉斯变换。本书的目的不是进一步研究功率谱的应用，虽然它对详细说明表面轮廓显然具有很大的可能性。

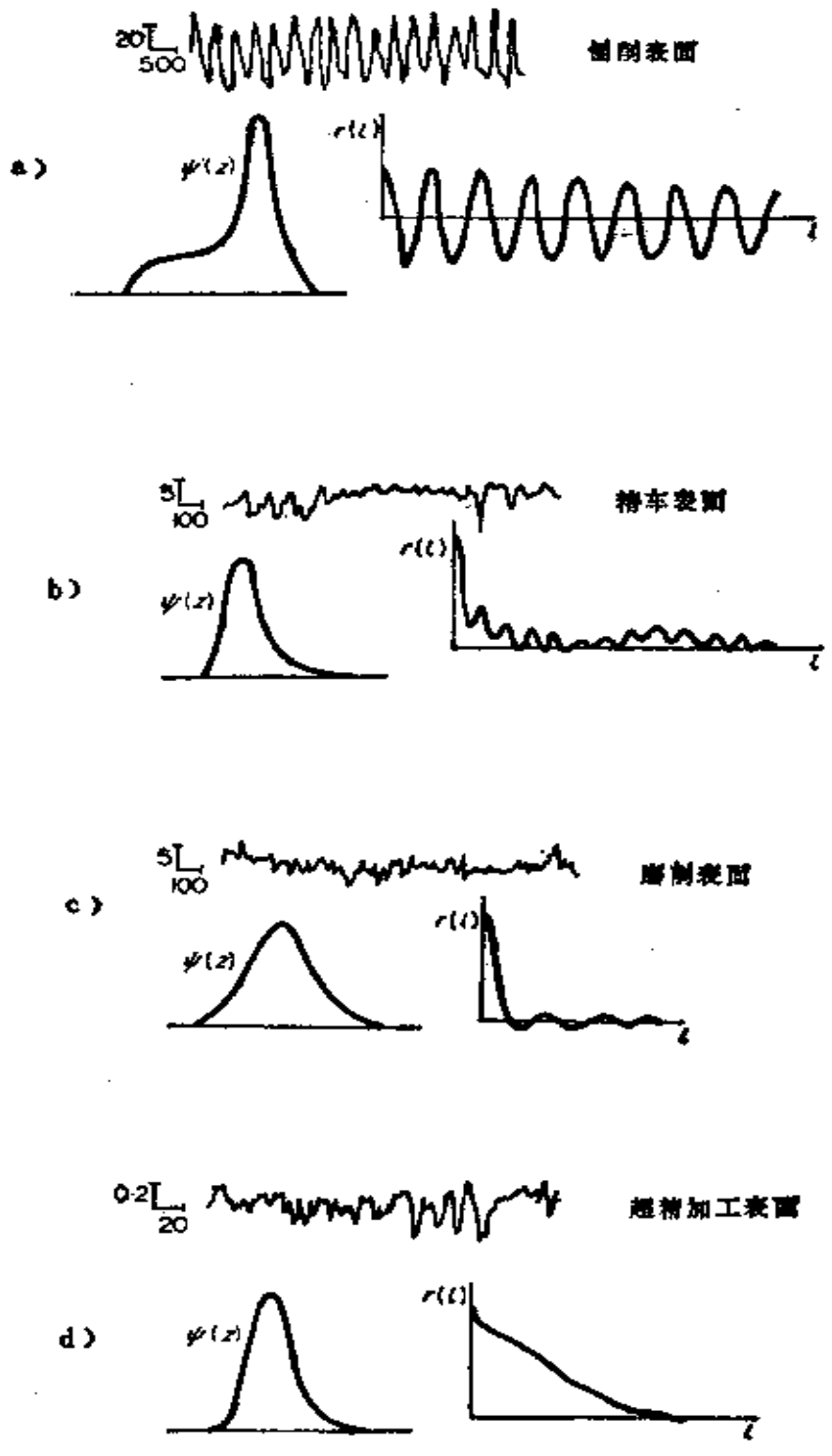



图 2.16　工程表面举例，其分布和自相关函数

### 2.4.3 波峰、波谷、曲率和斜率的分布

表面轮廓可以视为由一定数量的不同高度的波峰和同等数量的不同深度的波谷所组成。因此，这些特征可用其相应的分布曲线来评定和表示，而这些分布曲线可用前面为全纵坐标分布而用的同样一些特性来加以描述。例如，$\sigma_p$ 和 $\sigma_v$ 就是峰谷分布的标准差。这些分布曲线显然包括任何给定高度处各个峰谷的总和(图 2.17)。

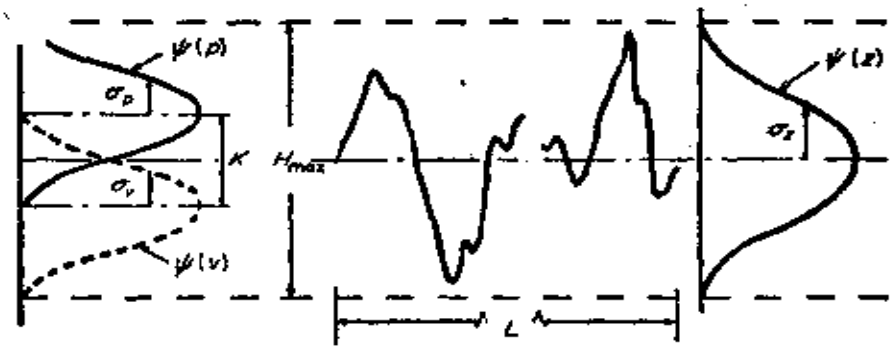



图 2.17 表面的峰谷分布

同表面织构的全纵坐标分布一样，峰谷的分布常常按照高斯曲线。图 2.18 表示磨削表面的峰高分布和全纵坐标分布非常接近高斯分布。

峰和谷的分布函数虽然提供了有关表面轮廓这些特征的基本资料，但是没有对特定的峰和谷在表面上出现的数量级作任何具体的说明，虽然可以认为，任何波峰的两边必有较低的波谷。因此，峰和谷分布的重迭意味着选择峰和谷的数量级时具有一定限度。从图 2.19 所示的简单例子不难看出，图中峰和谷总是作同样的分布，但其间隔 $K$ 不同。图 2.19a 中这些分布没有重迭，任一波峰可以联结二个波谷，因此波峰在表面上出现的数量级无法说明。图 2.19b 中分布重迭，可以看出在区域 A 和 C，上述论点仍然适用。但在区域 B，我们不能把这一区域上部的一个波谷与同一区域下部的一个波峰联结起来，因为波峰不得低于其相邻的波谷。峰和

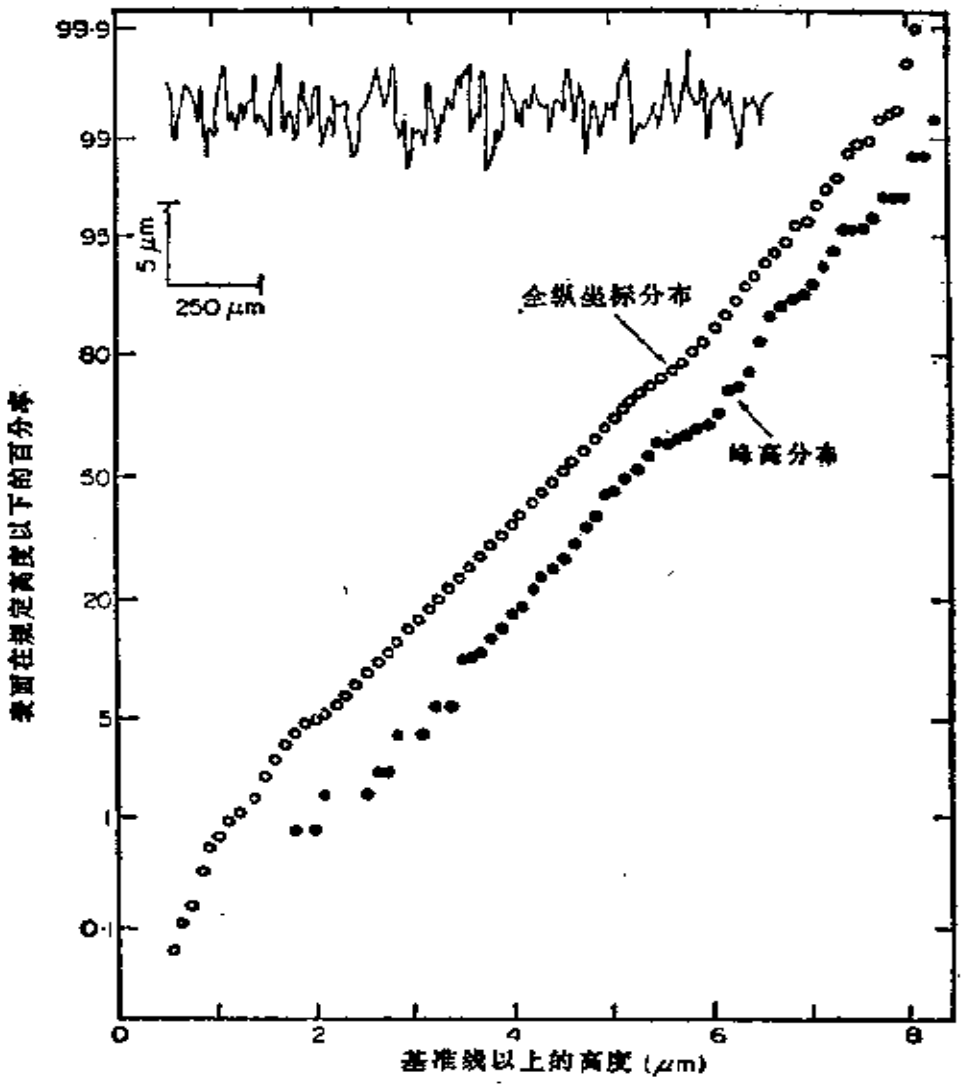



图 2.18　工程表面的分布

对于峰和谷的曲率，可得同样的分布曲线。对波峰或波谷选配简单的曲线（例如抛物线或圆弧），并确定曲率沿轮廓的变化规律，就可以做到这一点。图 2.20 表示真实表面波峰曲率的典型分布曲线以及具有同一均值和标准差的高斯分布曲线。

斜率沿轮廓的变化规律也可通过其分布曲线来描述。求此曲线时要沿表面轮廓测量每一点的斜率。因此，分布曲线可用其标准差 $\sigma$ 来加以表征(图 2.21)。

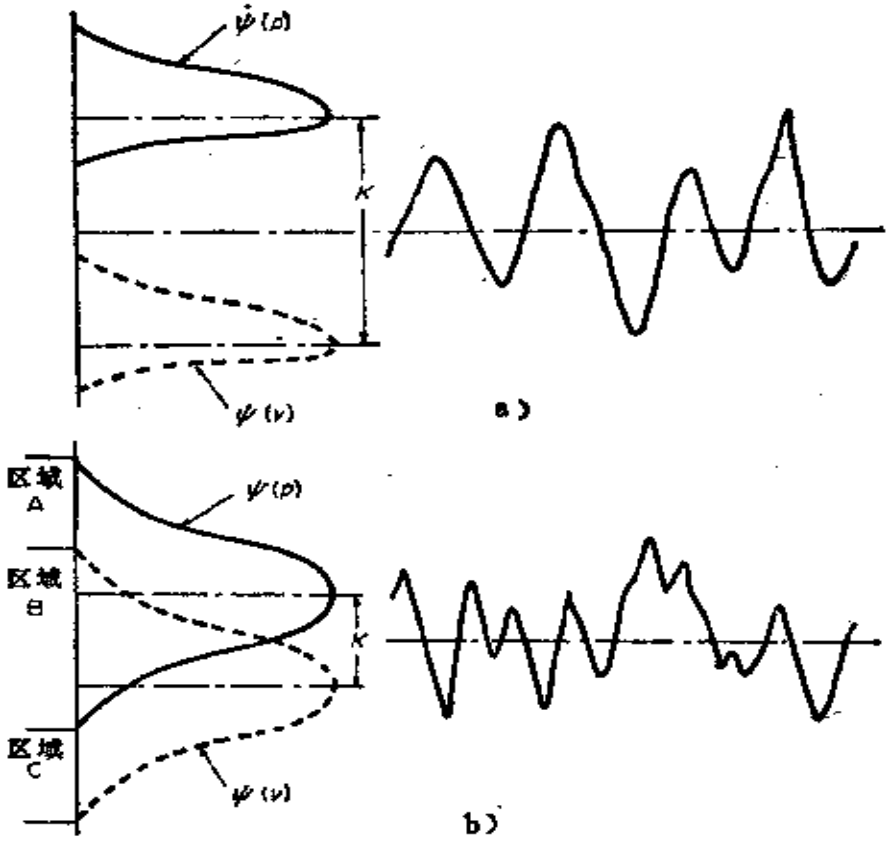



图 2.19　峰和谷分布的相互影响

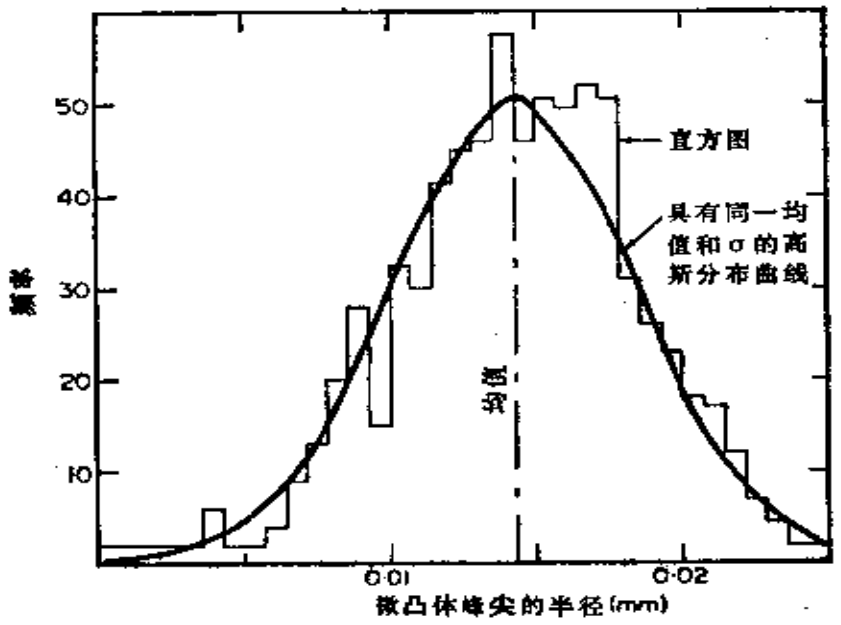



图 2.20　微凸体峰尖半径的分布

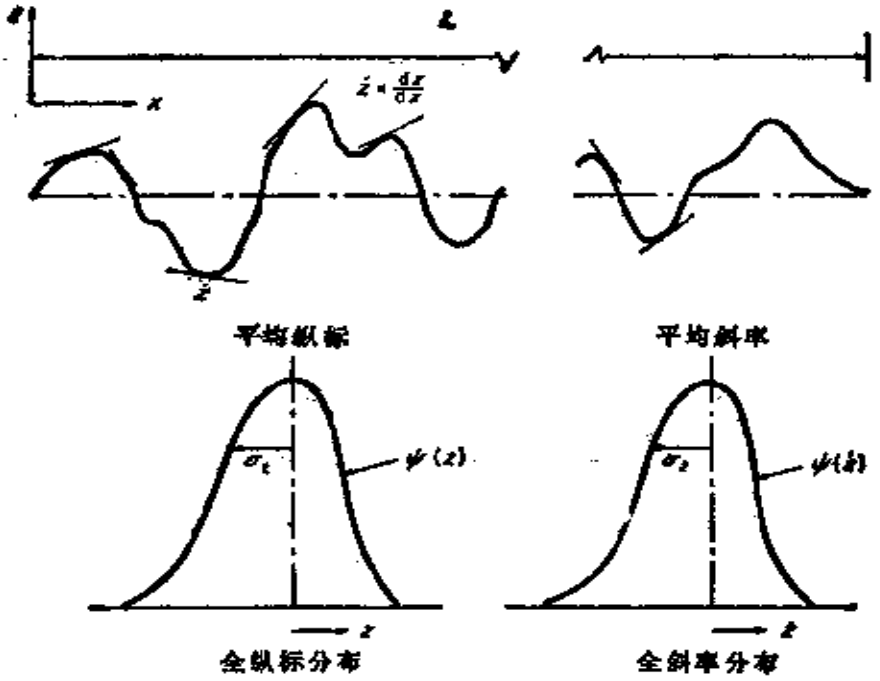



图 2.21　表面斜率分布曲线的求法

## §2.5　表面参数的测量

Abbott 和 Firestone 曾用光学比较仪人工地测量了他们的支承面积曲线。对于所研究的每一高度，沿着轮廓作一直线，并测量了该高度处的轮廓所包围的一段样本长度。然而，在实际求表面轮廓全纵坐标分布曲线，事实上是具有各种峰、谷、曲率等表面参数的分布曲线时，必须沿轮廓依次测量各纵坐标。由于需要大量的数据资料，这一过程非常麻烦，但借助于现代电子学就可改装触针式量仪以使其操作十分简便。通常的做法是把来自粗糙度测量仪的模拟电子信号，通过一数字伏特计馈给一高速纸带穿孔器以获得相隔一定抽样距离的一系列轮廓纵坐标的永久性数字记录。于是，纸带上的数据可通过数字计算机进行分析，以获得所需要的资料。运用三点分析法可以求得波峰、波谷及其曲率的高度分布。当三个连续纵坐标的中间一个高于两边两个时，就可决定一个波峰。同样，运用三点分析法对轮廓选配一曲线可以求得波峰的曲率。

# 参 考 文 献


1. E. J. Abbot and F. A. Firestone. Specifying surface quality. *Mech. Engng*, **55**, (1933), 569.
2. J. B. P. Williamson. The microtopography of surfaces. *Proc. Instn mech. Engrs*, **182** (3K), (1967–8), 21.
3. R. H. Reason. The trend of surface measurement. *J. Instn. Prod. Engrs*, (May, 1954).
4. N. O. Meyers. Characterization of surface roughness. *Wear*, **5**, (1962), 182.
5. J. Halling. The specification of surface quality—quo vadis?. *Prod. Engr*, **51**, No. 5, (1972), p. 171.
6. J. Halling and M. El-Refaie. A statistical model for engineering surfaces. *Tribology Convention, Paper No. C60/71*, Instn. mech. Engrs., (May, 1971).
7. D. J. Whitehouse and J. F. Archard. The properties of random surfaces of significance in their contact. *Proc. R. Soc.*, **316A**, (1970), 97.
8. J. Peklenik. New developments in surface characterization and measurements by means of random process analysis. *Proc. Instn mech. Engrs*, **182** (3K), (1967–8), 108

# 第三章　表面接触

## §3.1 引　言

显然，对摩擦学作任何研究一定要详细了解固体的接触力学。这就要了解对各种各样几何形状的物体施加任何载荷时所生的有关变形和应力的性质。具体说来，我们不仅要研究固体表面的变形和应力，而且要研究表面层整个深度的变形和应力。引起固体变形的任何载荷都可以不难地分解为法向分量和切向分量，对于它们所引起的应力和变形，通常为了方便起见，可以分别考虑这两种影响，然后将二者迭加，以求得总的影响。在这种情况下，可以采用迭加原理，因为系统基本上是静定的。

承受载荷的固体材料不是发生弹性变形，就是发生塑性变形。弹性变形的特征是应力与应变的关系为简单线性，而且变形基本上是可逆的。在塑性变形的情况下，应力—应变关系是比较复杂的，即使在卸载后仍存在一定的变形。我们发现接触状态大多数是弹性变形与塑性变形的混合状态。因此，作用于接触固体的载荷会在整个固体中产生一般的弹性性能，但是由于实际接触必定发生在表面微凸体的顶端，因此在这些地方就会发生局部的塑性变形。显然，塑性和弹性变形量必定取决于所加的载荷值，而且塑性变形程度随着载荷的增加而增大。因此，在金属加工过程中，当名义接触压力非常大时，表面的塑性变形量将增大。

下面我们将着重研究载荷作用于圆柱体和球体时所产生的变形形式。这种研究之所以有价值是因为有下面两个原因：

(a) 有很多工程接触是圆弧形物体的接触，例如车轮与轨道、滚动轴承、齿轮的轮齿啮合、许多变速传动以及带、绳传动。

(b) 凡是固体都具有表面微凸体，这种微凸体可以视为很小的球状突起。因此，本来是平面的物体接触却变为研究一系列粗

糙不平的球体接触，而我们将集中研究这些球状微凸体顶端的变形。

最后，大家知道，在滑动接触中，克服任何摩擦所作的功最终表现为热量释放；沿着绳索滑下来显然是很费力的。因此，我们感兴趣的是此热量释放的性质、所产生的温度以及这些温度在整个接触固体中的分布。沿着绳索滑下时，我们皮肤的表面温度显然要比整只手的平均温度高得多。

由上面所述显而易见，要详细研究表面接触，就需要较详细地了解如弹性和塑性变形等专题以及由动热源引起的热传导的性质。显然，在这样一本书中不可能深入地阐述所有这些论点，因此往往只以物理观点阐明重要结论。在各种情况下，读者都能在有关弹塑性和热传导的优秀著作中找到这种结论的各方面论证。本书的目的不是阐述这些论点，而是要表明在我们所研究的某些问题中掌握这种知识的重要性。

## §3.2 加载时产生的应力分布

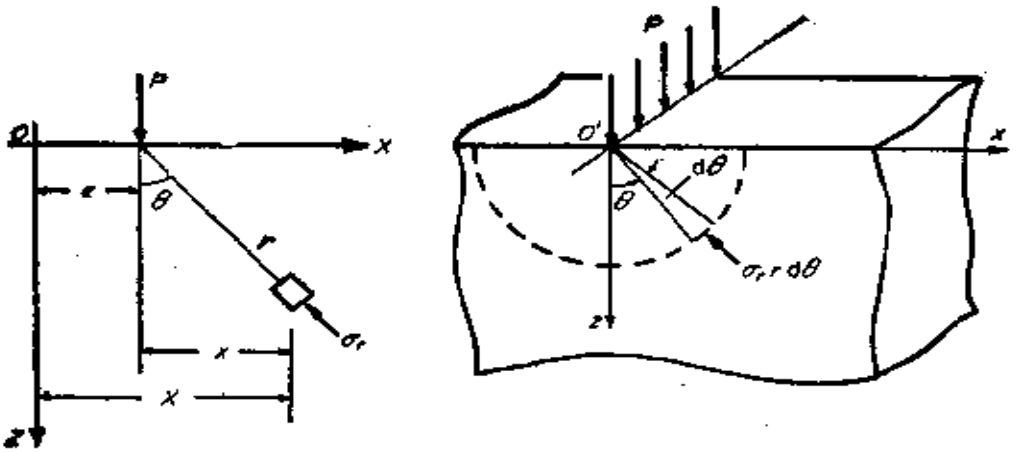
在几乎是所有的研究中，我们将研究表面最外层处（具有代表性的是表面最外层大约 1 毫米处）的现象。表面以下几厘米处的现象仅仅是次要的，因此从物理观点，我们往往可以把表面作为无限深物体的表面来处理，也就是可以把物体视为半无限体。这种方法能使我们集中考虑固体表面接触的细节问题，而不去考虑它们总的几何形状，从而使数学上得到大大的简化。

现设想在 $xz$ 平面内有一个单位长度的法向线载荷 $P$，它们作用在半无限固体表面 $(z=0)$ 上的 $O'$ 点，此点的坐标为 $(c, 0)$，在任何的 $y$ 值下，$P$ 值相同，见图 3.1a。$xz$ 平面内的弹性应力场不难求得。如沿 $y$ 方向取单位长，则径向应力 $\sigma_r$ 可求得为[1]

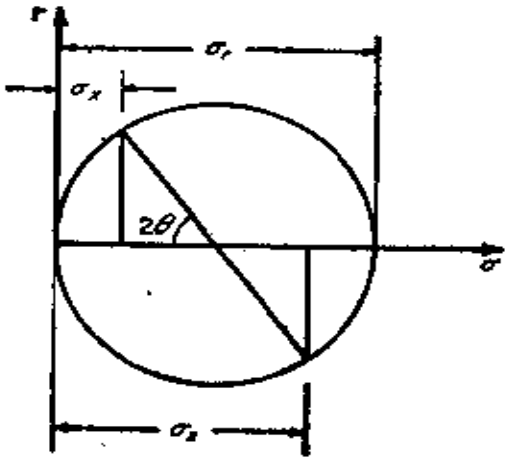
$$\sigma_r = -\frac{2P}{\pi r}\cos\theta \tag{3.1}$$

切向应力 $\sigma_\theta$ 和剪应力 $\tau_{r\theta}$ 等于零。

这表示简单的径向压应力状态，应力随着半径 $r$ 和角 $\theta$ 的减




a)




b)

图 3.1　由作用在半无限体上的线载荷产生的应力分布

小而增大。对于这些应力应用二维莫尔应力圆(图 3.1b)，可得对于 $O'$ 点的笛卡尔应力为

$$\sigma_x = \frac{\sigma_r}{2}(1-\cos 2\theta) = \sigma_r \sin^2\theta$$

$$= -\frac{2P}{\pi}\left(\frac{\sin^2\theta\cos\theta}{r}\right) = -\frac{2P}{\pi}\left[\frac{zx^2}{(x^2+z^2)^2}\right]$$

$$\sigma_z = \frac{\sigma_r}{2}(1+\cos 2\theta) = \sigma_r \cos^2\theta$$

$$= -\frac{2P}{\pi}\left(\frac{\cos^3\theta}{r}\right) = -\frac{2P}{\pi}\left[\frac{z^3}{(x^2+z^2)^2}\right]$$

$$\tau_{xz}=\frac{\sigma_r}{2}\sin(2\theta)=\sigma_r\sin\theta\cos\theta=-\frac{2P}{\pi}\left(\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{r}\right)$$
$$=-\frac{2P}{\pi}\left[\frac{z^2x}{(x^2+z^2)^2}\right] \tag{3.2}$$

或对于原来原点 $O$ 的笛卡儿应力为

$$\sigma_X=-\frac{2P}{\pi}\left[\frac{Z(X-\varepsilon)^2}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]$$
$$\sigma_Z=-\frac{2P}{\pi}\left[\frac{Z^3}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right] \tag{3.3}$$
$$\tau_{XZ}=-\frac{2P}{\pi}\left[\frac{Z^2(X-\varepsilon)}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]$$

应用同样方法可得由作用在 $O'$ 点上的一个切向线载荷 $T$ 产生的应力(图 3.2)，即

$$\sigma_r=-\frac{2T}{\pi r}\cos\theta' \tag{3.4}$$
$$\sigma_{\theta'}=\tau_{r\theta'}=0$$

和

$$\sigma_X=-\frac{2T}{\pi}\left[\frac{Z^2(X-\varepsilon)}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]$$
$$\sigma_Z=-\frac{2T}{\pi}\left[\frac{(X-\varepsilon)^3}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right] \tag{3.5}$$
$$\tau_{XZ}=-\frac{2T}{\pi}\left[\frac{Z(X-\varepsilon)^2}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]$$

如果我们令 $T=\mu P$，其中 $\mu$ 为相应的摩擦系数，并把任意点 $(x,\ y)$ 上由 $P$ 和 $T$ 产生的应力分量相加，显然我们就得到简单摩擦接触部位上产生的应力分布。可是，求解却非常困难。如果我们分析一下式(3.1)和(3.4)就可以发现，在 $O'(r=0)$ 处应力为无限大，这一情况显然是不允许的，这是由于我们假设了载荷作用于一点，即接触面积为零所致。因此在实际情况下，我们必有一定的接触面积，这显然改变了我们原先的问题。好在我们还能应用原来的解法来解决新的情况。

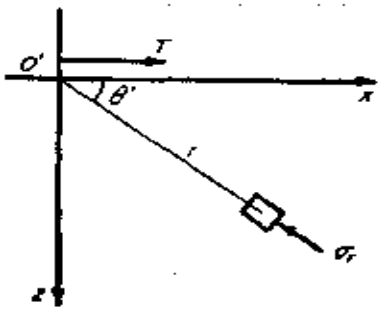



图 3.2　由作用在半无限体上的切向线载荷产生的应力

现设想有一均布载荷，它在半无限固体表面 ($z=0$) 上从原点 $O$ 到 $a$ 的区域内产生接触压力 $P$ (图 3.3)。沿 $y$ 方向取单位长，可求得总载荷 $P$ 为

$$P=\int_0^a p\mathrm{d}x=pa$$

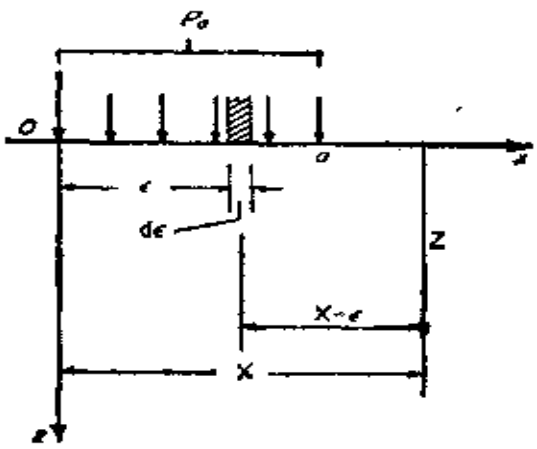



图 3.3

如果我们设想坐标为 $(s, 0)$ 的某点上有一无限小载荷 $p\mathrm{d}s$，就可应用式(3.3)求得任意点 $(X, Z)$ 上由此载荷产生的应力。在这种情况下，$P$ 可用 $p\mathrm{d}s$ 代替。因此显而易见，将作用在 $s$ 值从 0 到 $a$ 的各点上所有的 $p\mathrm{d}s$ 载荷相加，即可得 $(X, Z)$ 点上由分布载荷 $P$ 产生的总应力，或在数学上可表示为

$$\sigma_X=-\frac{2p}{\pi}\int_0^a\left[\frac{Z(X-s)^2}{[(X-s)^2+Z^2]^2}\right]\mathrm{d}s$$

$$\sigma_Z=-\frac{2p}{\pi}\int_0^a\left[\frac{Z^3}{[(X-s)^2+Z^2]^2}\right]\mathrm{d}s \qquad (3.6)$$

$$\tau_{XZ}=-\frac{2p}{\pi}\int_0^a\left[\frac{Z^2(X-s)}{[(X-s)^2+Z^2]^2}\right]\mathrm{d}s$$

同样，如果我们设想有一切向载荷 $T=\mu P$ 分布在 0 到 $a$ 的区域内，则在任一点上可得

$$t\mathrm{d}x=\mu p\mathrm{d}x$$

(图 3.4)，因此

$$T=\int_0^a t\,\mathrm{d}x=\int_0^a \mu p\,\mathrm{d}x=\mu P$$

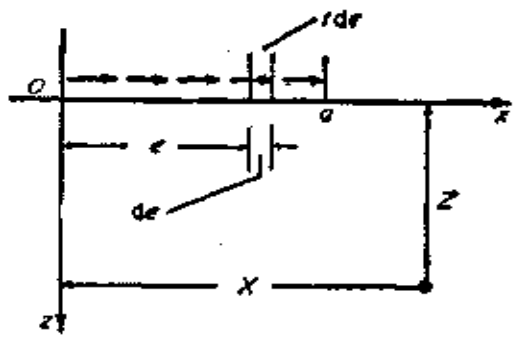



图 3.4

将式 (3.5) 应用于作用在单元 $\mathrm{d}s(0, s)$ 上的各个切向载荷元 $t\mathrm{d}s$，可得任意点 $(X, Z)$ 上由总的分布载荷 $T$ 产生的应力，即

$$\sigma_x=-\frac{2t}{\pi}\int_0^a\left[\frac{Z^2(X-\varepsilon)}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$

$$\sigma_z=-\frac{2t}{\pi}\int_0^a\left[\frac{(X-\varepsilon)^3}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon \qquad (3.7)$$

$$\tau_{xz}=-\frac{2t}{\pi}\int_0^a\left[\frac{Z(X-\varepsilon)^2}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$

对于承受均布在 0 到 $a$ 接触区内的法向载荷 $P$ 的滑动接触部位，其总应力为按上列式(3.6)和(3.7)求得的应力之和。

显然，应用基本的法向和切向点载荷解法，可以求得接触区内的载荷分布为任何形式时的合成应力分布。上述各解法均假设物体具有弹性性能，但是我们已经预料到，在这种情况下还可能具有塑性作用。发生塑性变形的最简单判据是，假设它发生在最大剪应力达到材料的临界剪应力 $k$ 时，而 $k=Y/2$，$Y$ 为拉伸屈服应力。上述情况适合于平面应变状态，这时最大剪应力总是出现在 $xz$ 平面内。此平面内的最大剪应力就是莫尔应力圆的半径(图 3.1b)，即

$$\tau_{max}=\frac{\sigma_r}{2}=-\frac{P}{\pi r}\cos\theta$$

如果我们设想有一直径为 $b$ 的圆，如图 3.5a 所示，则得 $r=b\cos\theta$，因此

$$\tau_{max}=-\frac{P}{\pi b}$$

即圆上各点的应力相同。所以，把应力分布画成等色线或等 $\tau_{max}$

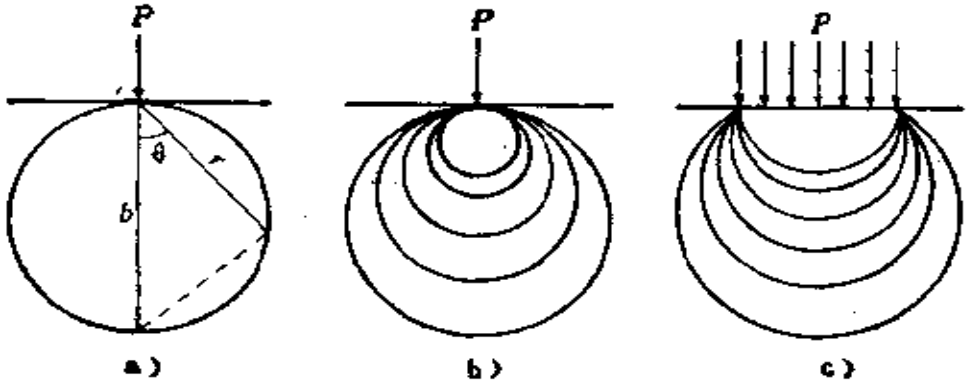



图 3.5　等最大剪应力线(等色线)的图形

线是有用的，这样就能确定 $\tau_{max}$ 达到其极限值 $k$ 的位置，即发生塑性变形的位置。这些图是有用的，因为它们还表示了通过光弹性应力分析求得的等色线图形。对于集中于一点的法向载荷（严格地说实际上是不存在的）和均布法向载荷，通过 $\tau_{max}$ 的计算可得图 3.5b 和 c 所示的等色线图形。可见，在两种情况下，材料都是首先在表面上达到屈服状态，这里不断增加的载荷产生 $\tau_{max}=k$，$k$ 为材料的屈服剪应力。

## §3.3 加载时产生的位移

求得了应力分布后，我们才能应用表示应变 $e$ 和相应位移之关系的常用方程来求得固体中的位移。因此，当一个法向载荷作用在 $O'$ 上时(图 3.1a)，水平和垂直位移 $u$ 和 $w$ 可求得为

$$\frac{\partial u}{\partial r}=e_r=\frac{1}{E}(\sigma_r-\nu\sigma_\theta)=-\frac{2P}{\pi r E}\cos\theta$$

$$\frac{u}{r}+\frac{\partial w}{r\partial\theta}=e_\theta=\frac{1}{E}(\sigma_\theta-\nu\sigma_r)=\nu\frac{2P}{\pi r E}\cos\theta$$

$$r\frac{\partial u}{\partial\theta}+\frac{\partial w}{\partial r}-\frac{w}{r}=\gamma_{r\theta}=\frac{1}{G}\tau_{r\theta}=0$$

为了求解这些方程，需要知道边界条件。为此假设，$z$ 轴（即 $\theta=0$）上各点无横向位移，而 $z$ 轴上离原点为 $b$ 的一点无垂直位移。显然，我们感兴趣的是固体边界上即 $z=0$ 处出现的位移，因此将 $\theta=\pm\pi/2$ 代入上列方程的解中可得水平位移为

$$(u)_{z=0}=-\frac{(1-\nu)P}{2E} \tag{3.8}$$

这表示固体边界上的各点有一指向原点的恒定位移，我们还能求得边界($z=0$)上离原点为 $x$ 的一点的垂直位移为

$$(w)_{z=0}=\frac{2P}{\pi E}\log\frac{b}{x}-\frac{(1+\nu)P}{\pi E} \tag{3.9}$$

这里，我们还发现载荷作用点($x=0$)上的垂直位移成为无限大。如前面所指出，这是由于假设了载荷集中于一点所致，但实际上，载荷通常分布在一定的面积上。在这种情况下，如果载荷分布在 0

到 $a$ 的区域内（图 3.3），产生的接触压力为 $p$，则任意点 $(X, 0)$ 上由离 $O$ 点为 $s$ 的载荷元 $p\mathrm{d}s$ 产生的垂直位移就可根据式 (3.9) 以 $p\mathrm{d}s$ 代 $P$ 和以 $(X-s)$ 代 $x$ 而求得，因此点 $(X, 0)$ 上的总位移可求得为

$$(w)_{z=0}=\frac{2}{\pi E}\int_0^a p\log\frac{b}{X-s}\,\mathrm{d}s-\frac{(1+\nu)}{\pi E}\int_0^a p\,\mathrm{d}s \tag{3.10}$$

前面，我们研究了二维性质的问题，即认为变形固体处于平面应变状态。显然，将这类问题类推到三维问题就需要作更复杂的处理，可是其结果非常重要，在摩擦学问题中常会碰到。就本书的目的来说，只要说明这些结果就够了，至于详细的论述可参考有关弹性方面的优秀著作。因此，对于作用于半无限固体上一点的一个集中法向载荷来说，在边界 $(z=0)$ 上离载荷作用点为 $x$ 处的水平和垂直位移可求得为

$$(u)_{z=0}=-\frac{(1-2\nu)(1+\nu)P}{2\pi Ex} \tag{3.11}$$

$$(w)_{z=0}=\frac{(1-\nu^2)P}{\pi Ex} \tag{3.12}$$

对于分布在边界上某一区域内而在面积元 $\mathrm{d}A$ 上产生压力 $p$ 的载荷来说，离面积元 $\mathrm{d}A$ 为 $x$ 的一点的垂直位移为

$$(w)_{z=0}=\frac{(1-\nu^2)}{\pi E}\int\frac{p\mathrm{d}A}{x} \tag{3.13}$$

上式中的积分实际上为椭圆积分。

## §3.4 赫兹接触

前已指出，我们特别感兴趣的是圆弧形物体的接触问题。这个问题首先是由 Hertz 针对弹性接触情况解出的，所以通常称为赫兹接触。

现来研究两个处于平面应变状态的相同圆柱的接触情况。根据对称理由可知，接触区是由于两个圆柱相互挤压而形成的，这时形成一直线，也就是产生一平面接触区（图 3.6a）。虽然对圆柱与平面接触来说并不完全确切，但其误差可以忽略不计，对于这种情

况仍可认为是平面接触区。这种接触情况的一个特点可以立刻看出，即接触区的宽度随着载荷的增加而增加，鉴于接触区中心的变形比两端的大，可以预期接触压力不再是恒定不变的了。所以这个问题要比前面的情况复杂，因此，在研究应力分布之前，必须先按任何已知的外加载荷来确定接触压力的分布和接触区的实际尺寸。对这个问题的详细论述可参考有关弹性方面的书籍，但在本书中我们将应用比较简单的实际结论。

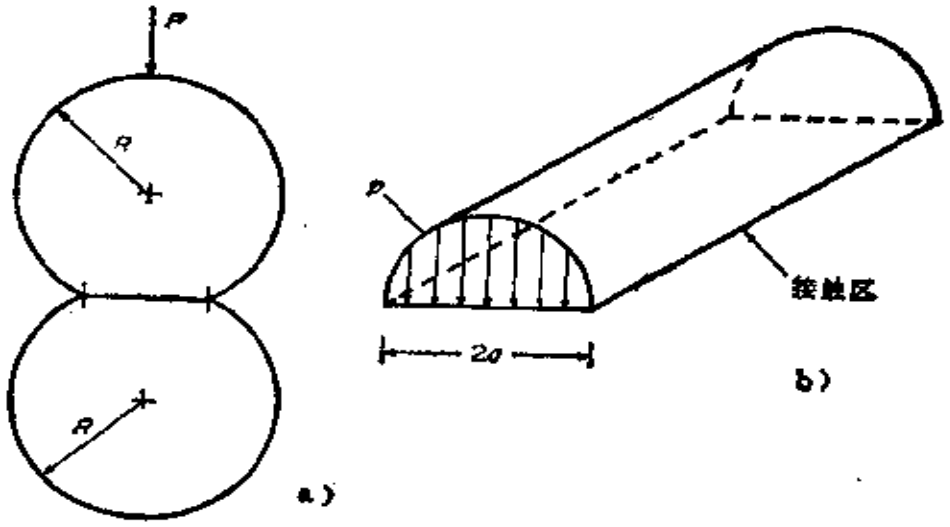



图 3.6　两个圆柱接触时的压力分布

当两个相同的弹性圆柱在单位轴向长度的法向载荷 $P$ 的作用下接触时，设形成的平面接触区的宽度为 $2a$(图 3.6b)。由于接触区中心的法向变形比两端的大，所以可以预期实际的接触压力 $p$ 的分布形式为[1]

$$p=\frac{2P}{\pi a}\left(1-\frac{x^2}{a^2}\right)^{1/2} \tag{3.14}$$

没有这个关系式，实际上也能明显地看出这一系统中的应力大小为

$$\text{应力} \propto \left(\frac{P}{a}\right)$$

考虑了变形可知，增加载荷会使 $a$ 增大，从而使应变增大，因此可以预期无量纲变形的关系式为

$$\text{变形} \propto \left(\frac{a}{R}\right)$$

式中 $R$ 为圆柱的半径。根据这些应力和变形关系式得

$$\frac{P}{a} \propto E\left(\frac{a}{R}\right) \quad \text{或} \quad a^2 \propto \frac{PR}{E}$$

事实上这种情况下的解为[3]

$$a^2 = \frac{4PR(1-\nu^2)}{\pi E} \tag{3.15}$$

这清楚地证实了上述的简化论点。按式(3.14)和(3.15)求得的解基本上也适用于两圆柱不相同的情况，即具有平面接触形状时。只要圆柱接触宽度所对的圆心角小于 30°，对于其他的接触形状(图 3.7)，也可应用上述结果，不过要用 $E'$ 和 $R'$，而

$$\frac{1}{E'} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$$

和

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

因此

$$a^2 = \frac{4PR'}{\pi E'}$$

当圆柱位于平面上时，平面的半径可取为无限大。因此 $R'$ 就是圆柱的半径。对于凹面的曲率，半径可取为负值。还值得指出，当 $E \to \infty$ 时，固体就成为刚体，这时形成单点接触，而 $a \to 0$。

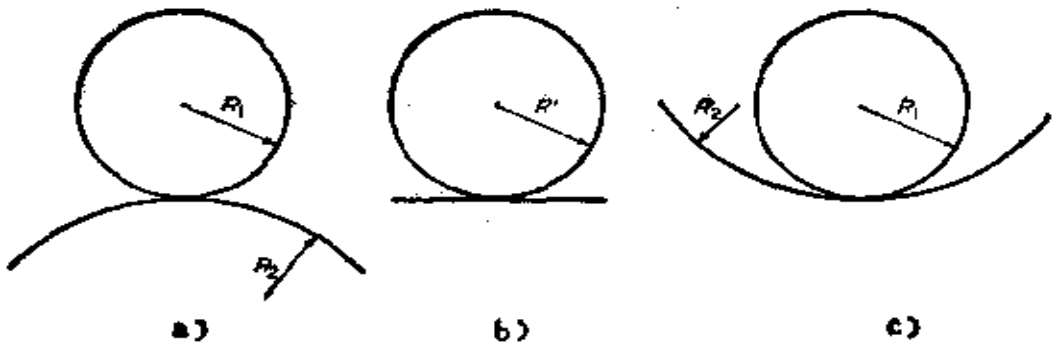



图 3.7

### 3.4.1 赫兹接触情况下的应力分布

在本章的前部我们已经知道，当最大剪应力达到临界值 $k$ 时，会发生塑性变形。所以我们着手研究一个固体在承受分布在 $-a$

到 $+a$ 的接触区的压力(如式 (3.14) 所示)时的最大剪应力分布。对于载荷元 $p\,d\varepsilon$，应用式 (3.6)，并对 $P$ 的实际分布进行积分，可求得固体内的笛卡儿应力分布。因此

$$\sigma_X=-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{-a}^{0}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z(X+\varepsilon)^2}{[(X+\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$
$$-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{0}^{a}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z(X-\varepsilon)^2}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$
$$\sigma_Z=-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{-a}^{0}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z^3}{[(X+\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$
$$-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{0}^{a}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z^3}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$
$$\tau_{XZ}=-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{-a}^{0}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z^2(X+\varepsilon)}{[(X+\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon$$
$$-\frac{4P}{\pi^2 a}\int_{0}^{a}\left[1-\frac{\varepsilon^2}{a^2}\right]^{1/2}\left[\frac{Z^2(X-\varepsilon)}{[(X-\varepsilon)^2+Z^2]^2}\right]d\varepsilon \qquad (3.16)$$

此外，对于平面应变状态，最大剪应力可用莫尔应力圆的半径表示，见图 3.1b，即

$$\tau_{max}=\left[\left(\frac{\sigma_x-\sigma_z}{2}\right)^2+\tau_{xz}^2\right]^{1/2} \qquad (3.17)$$

式中，$\sigma_x$、$\sigma_z$ 和 $\tau_{xz}$ 可按式(3.16)确定。所以式(3.17)确定了各点的 $\tau_{max}$ 值。求算此式后，就能绘制等色线并得到图 3.8 所示的意外结果。我们立刻看出，$\tau_{max}$ 的最大值出现在表面以下的 $0.67a$ 处。此外，我们发现，随着载荷的增加，当接触区中心的最大压力 $P_0$ 为 $3.1k$ 时，此点的 $\tau_{max}$ 将达到 $k$ 值。这又是一个出乎意料的结果，因为如果是处于简单的压缩状态，我们就能预期当 $P_0$ 达到 $2k$ 值时，表面材料发生屈服。这种情况不会发生，因为表面部分在所有三个正交方向上都承受压应力，以致 $P_0$ 大于 $2k$ 时并不发生屈服。这就是说，任何一点应力的流体静力分量不会使这一点材料发生塑性变形。这是一个非常重要的结论，因为它意味着超过材料屈服值的接触压力不会导致塑性变形，因此在赫兹式弹性接触情况下，可以承受比预期为高的载荷。此外可知，即使在表面

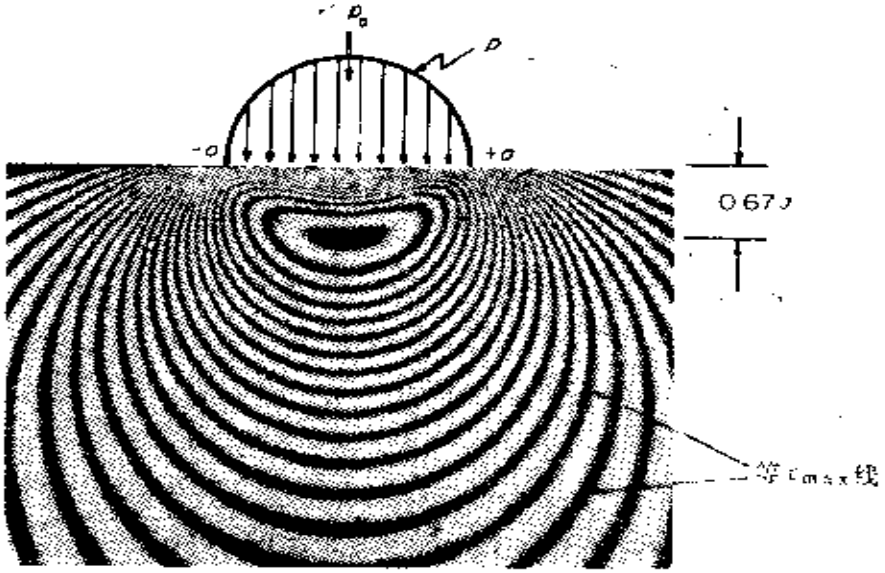



图3.8 圆柱与平面接触时仅在法向载荷
作用下所产生的实际等色线

下发生屈服，也只会出现很小的塑性变形，因为塑性区受四周的弹性材料所约束。

当载荷继续增加时，塑性区也增大，最后扩大到物体的表面。于是，塑性流动很快发生，因而圆柱在表面上压出凹痕。这种情况发生在平均接触压力 $P_m$ 约为 $6k$，即超过开始引起屈服的接触压力的两倍时[2]。在这些情况下的平均压力实质上就是材料的压痕硬度值 $H$，这就是为什么对于金属，我们得出

$$H \simeq 6k \simeq 3Y$$

式中 $Y$ 为材料受单向拉伸时的屈服强度；见图 3.9。

我们迄今只研究了在赫兹接触区作用有法向载荷的情况，那么同时作用有法向载荷和切向载荷时将发生什么情况呢？切向载荷 $\mu P$ 所产生的应力场可以不难用前面所讨论的方法求得，因为显而易见在任一点上，切向牵引力均为 $t=\mu P$。将法向载荷和切向载荷所产生的应力分布加以合成，并计算 $\tau_{max}$ 值，就可得到图 3.10 所示的等色线图形。可见，最大剪应力的最大值位置离表面很近，因此，塑性变形比上述情况更易发生。换句话说，表面上存在这种摩擦牵引力促进了宏观塑性变形的发生。

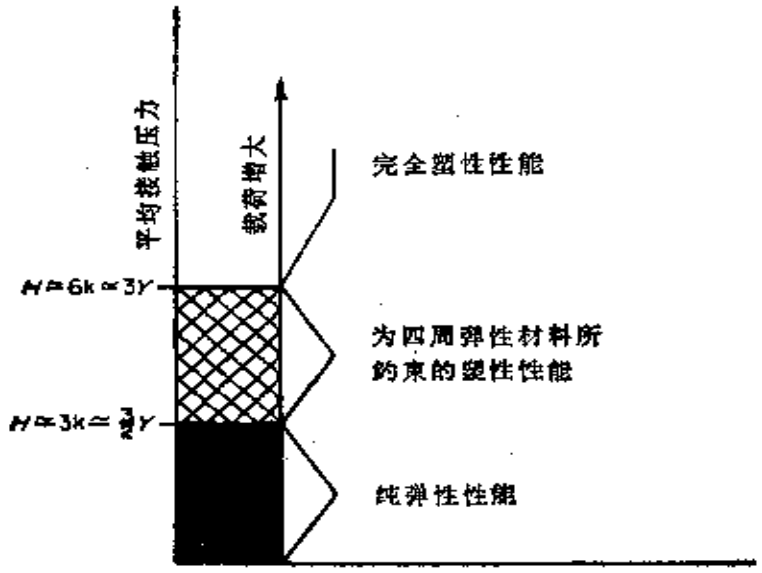



图 3.9

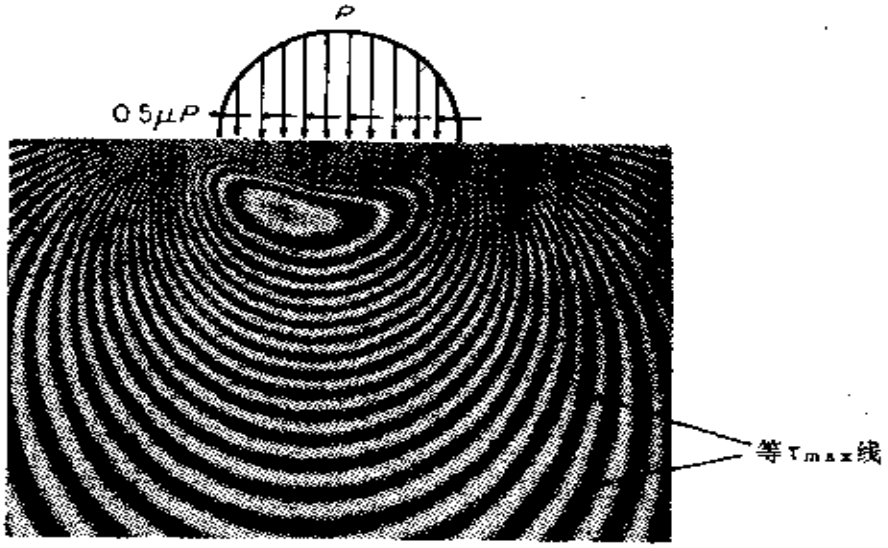



图3.10 圆柱与平面接触时在法向载荷和切向载荷
($T=0.5\mu P$)联合作用下所产生的实际等色线

### 3.4.2 $T\leqslant\mu P$ 的情况

在许多实际情况下，接触体所承受的切向载荷小于 $\mu P$，所以不会发生宏观滑动。将摩擦用作防止配合零件间发生滑动的机理时，例如螺母和螺栓、过盈配合以及离合器之类的摩擦传动，就属于这种情况。大多数教科书是设摩擦系数从零增大到发生滑动时的极限值来解释这种情况的。这显然是不能采纳的，因为这样将

使一个物理常量成为一个变量。下面，我们将证明，如果我们认识到接触体不是刚体而是变形体，就无需作此假设。研究了压向平面并承受小于 $\mu P$ 的切向载荷的圆柱，就可以解释这一机理。

我们首先假设问题的解答，然后证明它的正确性。接触区内发生的情况是，在中心区内不发生滑动，但在两端发生少量的滑动，见图 3.11。粘着区和微滑区同时存在是可能的，因为材料在接触时的可变形性质和变形形式，都容许接触区两端发生滑动。当 $T$ 值增大时，滑动区也增大，直到 $T=\mu P$ 时，它们在接触中心会合，从而在整个接触区发生宏观滑动为止。用了这个模型，不论什

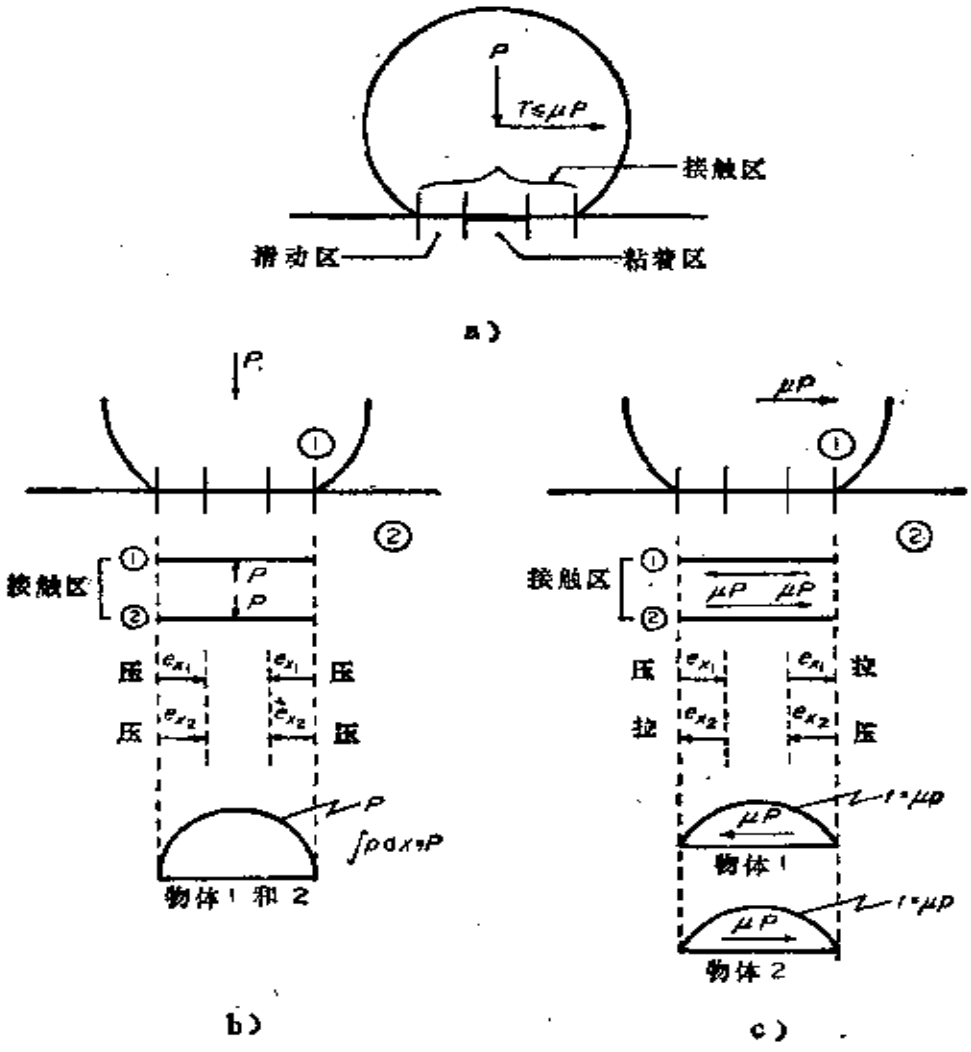



图 3.11

么地方发生滑动，$\mu$ 都可能成为一个常数，也就是说，在滑动区内 $t=\mu P$，而在粘着区内 $t<\mu P$。由于 $T$ 是 $t$ 沿接触区的积分，因此从图 3.11 中可以看出，这能满足问题中提出的 $\mu$ 恒为常数的要求。

对于 $T=\mu P$ 的情况，法向压力 $p$ 和切向牵引力 $t=\mu P$ 的分布如图 3.11b 和 3.11c 所示。增加法向载荷会在两个物体中产生相等的压应变 $e_x$，因而在这种作用下，不会发生滑动。然而，对于切向载荷可见，由于两个物体上的切向载荷方向必定相反，他们将产生图 3.11c 所示的变形图，因此在整个接触区的任何地方都会发生滑动。所以对于 $T<\mu P$ 的情况可知，两个物体的中心粘着区必定无应变，这样就决定了切向牵引力的分布形式。

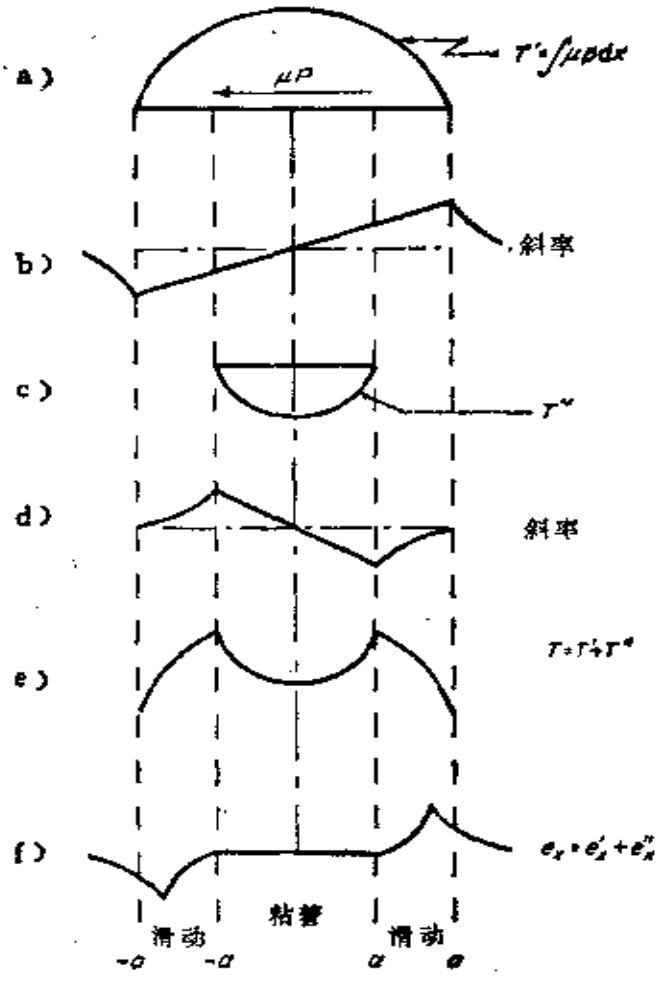



图 3.12

图 3.12 所示的论据说明了切向牵引力分布导致中心粘着区应变为零的情况。设想有一切向载荷 $T=\mu P$，它产生图 3.12a 所示的牵引力分布。图 3.12b 表示由这种分布引起的应变 $e'_x$。可见，此应变在接触区的宽度内遵循线性规律，从 $-a$ 到 $+a$ 的斜率为 $e'_x=\mu x/2R$。现设想有一同样形状的切向牵引力分布 $T''$，它以相反方向作用在 $-a$ 到 $+a$ 的区域内。由这种分布引起的应变 $e''_x$ 如图所示，可见应变分布的斜率恰好与 $T'$ 所产生的方向

相反，但大小相同。因此，将应变 $e'_x$ 和 $e''_x$ 相加可得，在 $-a$ 到 $+a$ 的区域内应变为零，而此区域内的切向牵引力 $t<\mu P$。在接触区的其余部分可得 $t=\mu P$ 和非零的应变，因此此区域成为滑动区（见图 3.12e 和 3.12f）。

上述论点表明，当 $T<\mu P$ 时，即使不发生宏观滑动，也存在一定程度的微观滑动，这样产生的机理称为微动磨损。对于较复杂的接触形状，这些论点在定性上仍然正确，这时在接触区两端将发生微滑。

### 3.4.3 一般的三维接触

为简便起见，我们至今只研究了二维赫兹接触情况。在许多实际情况下，我们一定要会处理较复杂的三维问题。下面将概述这种分析的主要结果。一般而言，性能变化的形式是类似的，但前面某些公式必须加以修改。

如果我们对两个相同的球施加一法向载荷 $N$，则接触面积显然为一半径为 $a$ 的圆平面，压力分布为半球形（图 3.13），它可表示为[1]

$$p=\frac{3N}{2\pi a^2}\left(1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{z^2}{a^2}\right)^{1/2} \tag{3.18}$$

式中 $a$ 值为

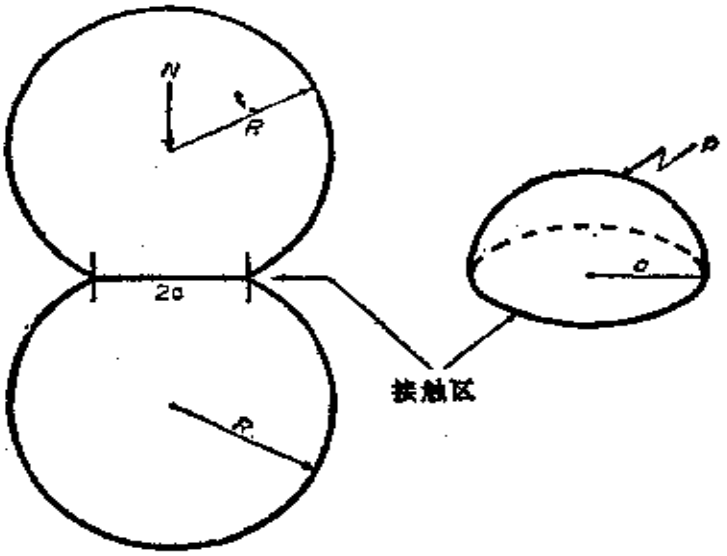



图 3.13　两球接触时产生的压力分布

$$a=\left(\frac{3NR}{8E'}\right)^{1/3} \tag{3.19}$$

我们可以看出，以前所作的简单分析仍然适用。

虽然两个不同的球接触时不会产生一平面接触区，但式(3.18)和(3.19)的结果仍然相当精确，但在这种情况下

$$a=\left(\frac{3NR'}{4E'}\right)^{1/3} \tag{3.20}$$

式中 $R'$ 与球的半径 $R_1$、$R_2$ 的关系为

$$\frac{1}{R'}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}$$

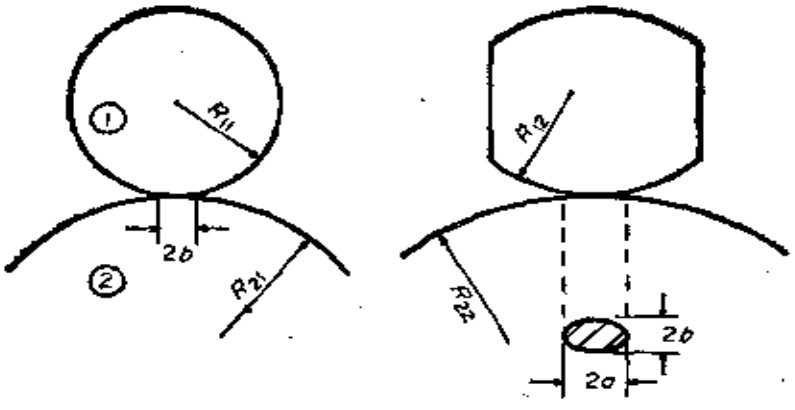
当球和平面接触时，$R'$ 就是球的半径。

这个问题更普遍的解法是研究两个物体 1 和 2 的接触情况，其接触区的几何形状取决于每个物体在两个正交平面内的主曲率半径(图 3.14)。接触几何形状显然为椭圆形，而接触压力分布可表示为

$$p=\frac{3N}{2\pi ab}\left(1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{z^2}{b^2}\right)^{1/2} \tag{3.21}$$

接触椭圆的尺寸取决于半长轴 $a$ 和半短轴 $b$，$a$ 和 $b$ 值可表示为

$$\begin{aligned} a&=k_a\left[\frac{3N}{4E'(A+B)}\right]^{1/3}\\ b&=k_b\left[\frac{3N}{4E'(A+B)}\right]^{1/3}\end{aligned} \tag{3.22}$$




($R_{12}$为在平面 2 中物体 1 的半径)

图 3.14

式中 $k_a$ 和 $k_b$ 为常数，其值取决于接触体的主曲率值和这些曲率所在的法面之间的夹角 $\phi$。如果以 $R_{11}$ 和 $R_{12}$ 表示物体 1 的主曲率半径，而以 $R_{21}$ 和 $R_{22}$ 表示物体 2 的主曲率半径，则常数 $A$ 和 $B$ 可表示为

$$B-A=\frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{R_{11}}-\frac{1}{R_{12}}\right)^2+\left(\frac{1}{R_{21}}-\frac{1}{R_{22}}\right)^2+2\left(\frac{1}{R_{11}}-\frac{1}{R_{12}}\right)\left(\frac{1}{R_{21}}-\frac{1}{R_{22}}\right)\cos 2\phi\right]^{1/2} \quad (3.23)$$

$$A+B=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_{11}}+\frac{1}{R_{12}}+\frac{1}{R_{21}}+\frac{1}{R_{22}}\right)$$

在这些方程中，凡是凹面曲率均取为负值。式(3.22)中的系数 $k_a$ 和 $k_b$ 取决于比值 $(B-A)/(A+B)$，因而这些系数可引用一辅角 $\gamma$ 而求得，$\gamma$ 可按下式确定：

$$\cos\gamma=\frac{B-A}{A+B}$$

因此，应用式(3.23)，可以很易确定 $\gamma$ 值。为了算出对应于一定 $\gamma$ 值的 $k_a$ 和 $k_b$ 值，需要进行涉及椭圆积分的复杂数值计算。图 3.15 示出这种计算的结果。

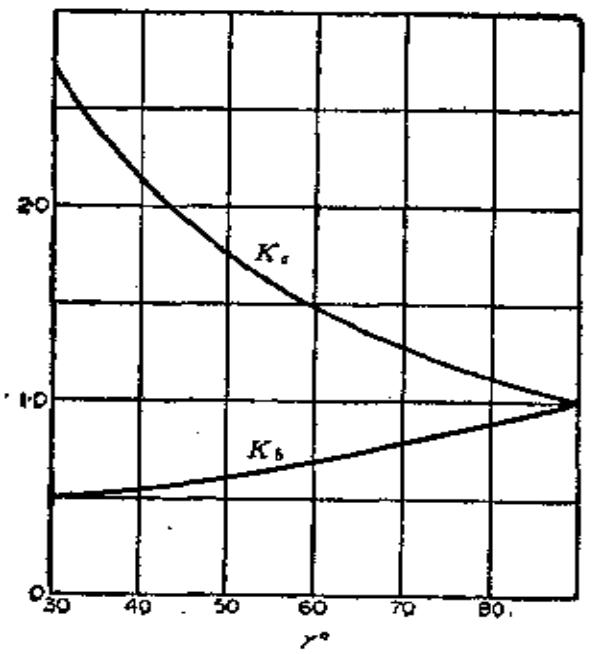



图 3.15

在处理这种复杂的几何形状时，平面接触区的假设显然是不再准确了。如前面所指出，虽然根据赫兹理论确定的压力分布和接触尺寸仍然相当精确，但有时我们需要知道这种接触区的实际形状。当两种材料的弹性性能相同时，假设具有一公共半径 $R_c$ 的变形表面(它大约介于两个原始表面的中间)就足够准确了(图 3.16)。因此，公共曲

率半径值可表示为[1]

$$R_c=\pm\frac{2R_1R_2}{R_1-R_2} \tag{3.24}$$

显然，对于两个相同的球，上式得出平面接触区的预期结果。出现凹面曲率时，半径取为负值。

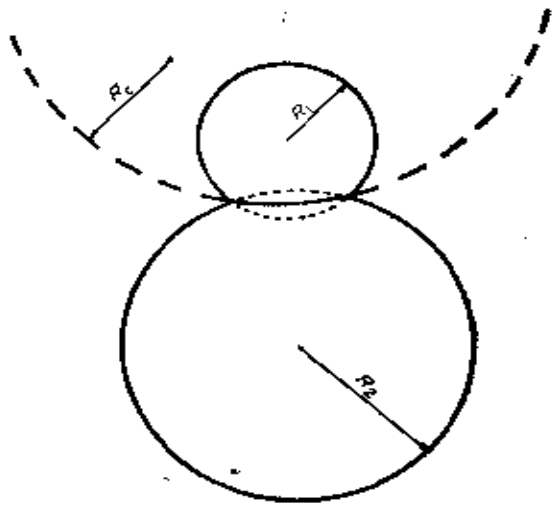


图 3.16

接着，我们发现需要确定球在承受法向载荷并随之发生变形时的法向接近量。设想一个球和一个平面接触(图 3.17)。不难看出，离接触区中心为 $r$ 处的表面间距 $u$ 可表示为

$$u=R-(R^2-r^2)^{1/2}=R-R\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}=R-R+\frac{r^2}{2R}-\cdots$$

如果 $r$ 与 $R$ 相比很小，则

$$u=\frac{r^2}{2R} \tag{3.25}$$

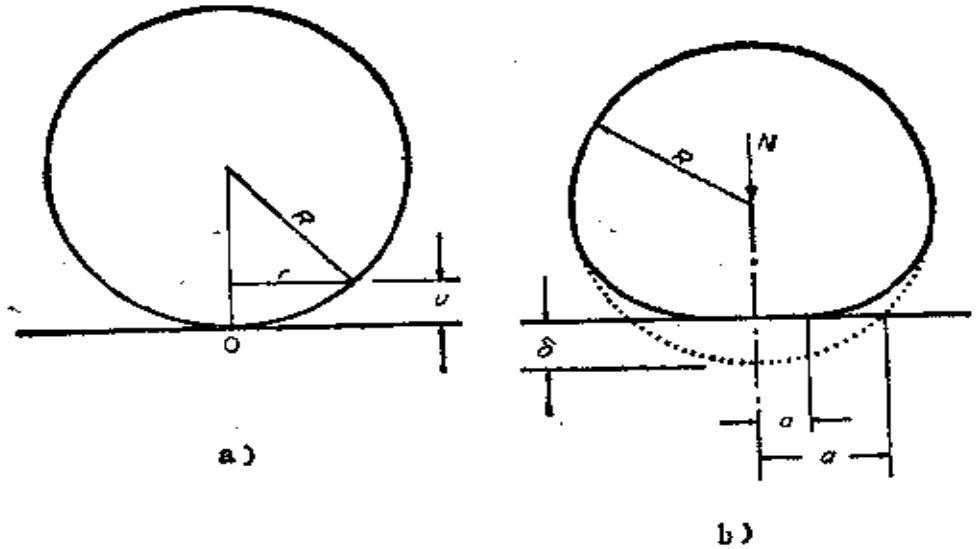


图 3.17　球和平面之间的弹性接触

法向接近量的定义为两个物体上远离变形区的各点在法向载荷作用下相互靠拢的距离。这是由于变形区内表面被压平和产生一般位移所致。如果 $a$ 为接触区半径，$w$ 为球在接触区边界上的位移，则法向接近量 $\delta$ 可表示为

$$\delta = u + w = \frac{a^2}{2R} + w \tag{3.26}$$

显然，在接触区的中心，$\delta$ 可按变形程度求得，因此可以合理地假设法向接近量与球的压平程度成正比。换句话说

$$\delta \propto \frac{a^2}{R}$$

根据式(3.20)所示的结果，得

$$a \propto \left(\frac{NR}{E'}\right)^{1/3}$$

所以

$$\delta \propto \left(\frac{N^2}{E'^2 R}\right)^{1/3}$$

精确结果表明

$$\delta = \left(\frac{9N^2}{16E'^2 R}\right)^{1/3}$$

或

$$N = \frac{4}{3} E' R^{1/2} \delta^{3/2} \tag{3.27}$$

联立式(3.20)和(3.27)，可得接触面积 $A$ 为

$$A = \pi a^2 = \pi R \delta \tag{3.28}$$

可以看出，式(3.28)所示的关系表明，接触区以外的表面以这样一种方式移动，即实际的接触面积仅为几何面积的一半，而后者显然等于 $\pi a^2 = 2\pi R\delta$。

## §3.5 粗糙表面的接触

虽然一般说来任何表面都具有粗糙度，但是如果我们设想一个粗糙表面与一个完全光滑表面相接触，还是可以加以简化。因此根据这一论点得出的结果，能合理地表示实际表面可能产生的效应。此外，引用了粗糙表面的理论模型后，就可将问题进一步加

以简化，现将此粗糙表面上的微凸体看作是球面弓形体，因而其弹性变形特性可用赫兹理论来加以说明。我们还假设各微凸体之间无相互影响，即一个微凸体上由载荷产生的位移并不影响相邻微凸体的高度。

现设想有一单位名义面积的表面由一系列相同的球面微凸体所组成，这些微凸体相对于某一基准平面 $XX'$ 具有相同的高度 $z$（图 3.18）。当光滑表面在载荷作用下接近时，可以看出法向接近量将为 $(z-d)$，这里 $d$ 为光滑表面和基准平面之间的间距。显然，各个微凸体发生相同的变形并承受相同的载荷 $N_i$，因此当单位面积上有 $\eta$ 个微凸体时，总载荷 $N$ 将等于 $\eta N_i$。对于每个微凸体，载荷 $N_i$ 和接触面积 $A_i$ 可根据赫兹理论求得，见式(3.27)和(3.28)。因此，如果 $\beta$ 为微凸体半径，则

$$N_i=\frac{4}{3}E'\beta^{1/2}(z-d)^{3/2}$$

和

$$A_i=\pi\beta(z-d)$$

所以总载荷可求得为

$$N=\frac{4}{3}\eta E'\beta^{1/2}\left(\frac{A_i}{\pi\beta}\right)^{3/2}$$

即载荷与总的实际接触面积 $A=\eta A_i$ 的关系为

$$N=\frac{4E'}{3\pi^{3/2}\eta^{1/2}\beta}A^{3/2} \tag{3.29}$$

此结果表明，当变形为弹性时，实际接触面积与载荷的 2/3 次幂有关。

如果载荷使微凸体在一恒定的流动压力 $H$ 下发生塑性变形，

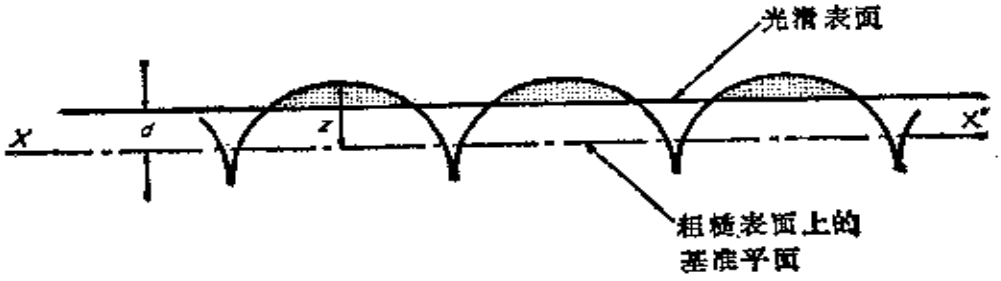



图 3.18　光滑平面和理想粗糙表面之间的接触

而 $H$ 与硬度有着密切的关系，则我们就可假设材料作垂直向下的位移而不作水平扩展，所以接触面积 $A'$ 将等于几何面积 $2\pi\beta\delta$。因此，单独载荷 $N_i'$ 可表示为

$$N_i' = HA_i' = 2H\pi\beta(z-d)$$

于是

$$N' = \eta N_i' = \eta H A_i' = HA' = 2HA \tag{3.30}$$

即实际接触面积与载荷成线性关系。

现在必须指出，当粗糙表面接触时应该预料得到实际接触面积与载荷之间具有线性关系。这一结论是摩擦定律的基础（见第四章）。从简单的粗糙表面接触模型中可以看出，微凸体的塑性变形得出这一线性关系，而弹性变形则不然。其原因在于粗糙表面的模型过于简化，因而与实际不符。后面，我们将会看到，当我们设想一比较合乎实际的表面模型时，在弹性变形的情况下，事实上可以得出载荷和实际接触面积成正比的关系。

大家知道，实际表面上的各个微凸体具有不同的高度，这可用其峰高的概率分布来表示。因此，我们必须相应地修改前面的表面模型，而对其接触情况进行分析时必须含有关于微凸体相接触的数量的概率观点[3]。如果光滑表面与基准平面的间距为 $d$，则原来高度大于 $d$ 的任何微凸体都将发生接触（图 3.19）。如果 $\phi(z)$ 为微凸体峰高分布的概率密度，则一个微凸体的高度介于基准平面之上 $z$ 和 $z+dz$ 之间的概率将为 $\phi(z)dz$。因此，高度为 $z$ 的任何微凸体的接触概率为

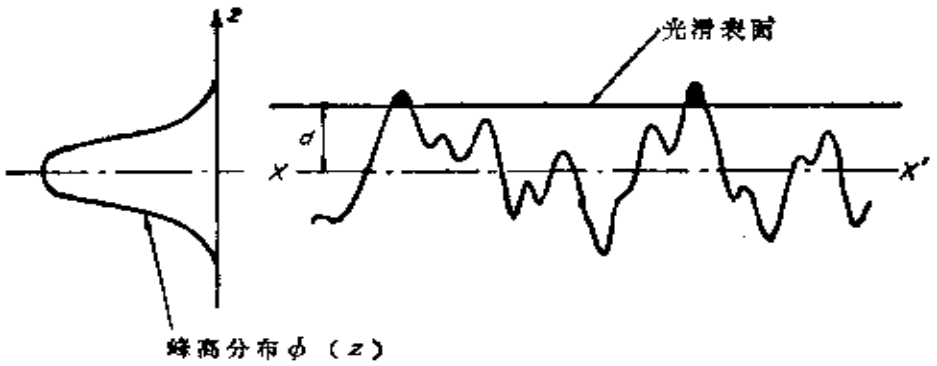



图 3.19　光滑平面与粗糙表面之间的接触

$$概率\ (z>d)=\int_d^\infty \phi(z)\,dz$$

如果我们设想含有 $\eta$ 个微凸体的表面具有单位名义面积，则接触点数量 $n$ 可表示为

$$n=\eta\int_d^\infty \phi(z)\,dz \tag{3.31}$$

由于任何微凸体的法向接近量为 $(z-d)$，而 $N_i$ 和 $A_i$ 可按式(3.27)和(3.28)求得，因此总的接触面积和预期的载荷可求得为

$$A=\pi\eta\beta\int_d^\infty (z-d)\,\phi(z)\,dz \tag{3.32}$$

和

$$N=\frac{4}{3}\eta\beta^{1/2}E'\int_d^\infty (z-d)^{3/2}\phi(z)\,dz \tag{3.33}$$

[1] 为方便起见，通常令 $h=d/\sigma$ 和 $s=z/\sigma$，这里 $\sigma$ 为表面峰高分布的标准差，而用标准化变量来表示这些式子。因此

$$n=\eta F_0(h)$$

$$A=\pi\eta\beta\sigma F_1(h)$$

$$N=\frac{4}{3}\eta\beta^{1/2}\sigma^{3/2}E'F_{3/2}(h)$$

式中

$$F_m(h)=\int_h^\infty (s-h)^m\phi^*(s)\,ds$$

$\phi^*(s)$ 为使其具有单位标准差而标定的概率密度。

用这些方程可以计算对应于任何给定高度分布的总实际面积、载荷和接触点数量。这个方法的正确性最近已为实验所证实[4]。

当 $\phi^*(s)$ 的分布为指数型时是有实际意义的，也就是

$$\phi^*(s)=e^{-s}$$

在这种情况下，得

$$F_m(h)=m!\,e^{-h}$$

因而

$$n=\eta e^{-h}$$

$$A=\pi\eta\beta\sigma e^{-h}$$

$$N=\pi^{1/2}\eta\beta^{1/2}\sigma^{3/2}E'e^{-h}$$

由这些式子得

$$N=C_1A \quad 和 \quad N=C_2n$$

式中 $C_1$ 和 $C_2$ 为该系统的常数。所以我们看出，即使微凸体作弹性变形，载荷和实际接触面积也具有确切的线性关系。

这种简单的关系不适用于微凸体高度为其他分布的情况，但对于接近于指数型的分布，它基本上还是准确的。对于许多实际的表面，微凸体峰高的分布接近于高斯型(见第二章)，在这种分布的上部十分之一处非常接近于指数分布，从而使上述结果能够适用。当微凸体服从塑性变形定律时，要将式(3.32)和(3.33)改成

$$A'=2\pi\eta\beta\int_d^\infty(z-d)\phi(z)dz \tag{3.34}$$

$$N'=2\pi\eta\beta H\int_d^\infty(z-d)\phi(z)dz \tag{3.35}$$

我们立刻看出，由于 $N'=HA'$，载荷与实际接触面积成线性关系，而且这个结果与高度分布 $\phi(z)$ 完全无关，见式(3.30)。

我们至今根据粗糙表面的理论模型作表面接触的分析。这个问题的另一种解法是应用第二章所讨论的用表面支承面积曲线测量表面轮廓的概念。在没有微凸体相互影响的情况下，支承面积曲线提供了一种方法能在任何给定的法向接近量下直接确定接触面积。因此，如果支承面积曲线或全纵坐标分布曲线用 $\psi(z)$ 表示，而光滑表面与基准平面的间距为 $d$，则当名义表面具有单位面积时，实际接触面积将为

$$A=\int_d^\infty\psi(z)dz \tag{3.36}$$

所以当表面作理想的塑性变形时，其总载荷将为

$$N=H\int_d^\infty\psi(z)dz \tag{3.37}$$

我们可以把上面所述概括为，实际接触面积和载荷之间的关系不但取决于变形的型式，而且还取决于表面轮廓的分布。当微凸体作塑性变形时，对于微凸体高度的任何分布，载荷与实际接触面积均成线性关系。当微凸体作弹性变形时，仅在分布接近于指

数型的情况下，载荷与实际接触面积才具有线性关系。这种情况常常很适用于许多实际表面。当我们把这种效应视为摩擦和磨损时，这些结果将具有重大的意义。

## §3.6 变形型式的判据

无疑可以认为，在大多数实际情况下，较高的微凸体可能发生塑性变形，而较低的接触着的微凸体仍然发生弹性变形。因此在大多数实际接触中，我们得到一混合的弹塑性系统，这时载荷越大，法向接近量也越大，而塑性接触点的数量就越多。所以我们知道，法向接近量在某种意义上是现有塑性程度的指标。从式(3.27)和(3.28)可见，当微凸体作弹性接触时，平均压力 $p_m$ 为

$$p_m=\frac{4E'\delta^{1/2}}{3\pi\beta^{1/2}}$$

或

$$\delta^{1/2}=\frac{3\pi\beta^{1/2}p_m}{4E'} \tag{3.38}$$

我们知道，当球体接触时，在某种载荷范围内会出现从纯弹性转到完全塑性状态的情况。当最大接触压力为 $3.1k$ 或平均压力约为 $Y$ 时，塑性起源于表面之下，而当平均压力约为 $3Y$ 即材料的硬度值时(见§3.4.1)，塑性就达到肉眼可见的程度。因此，在式(3.38)中看出，从弹性转化到完全塑性状态的情况出现在 $\delta^{1/2}$ 值范围内，而当 $p_m=H/3$ 时，开始出现了不符合弹性状态的情况，这时

$$\delta^{1/2}=0.78\left(\frac{\beta^{1/2}H}{E'}\right)$$

考虑到从弹性转化到完全塑性并不是瞬时完成的，我们假设有一过渡点，在此点上

$$\delta^{1/2}\simeq\frac{H}{E'}(\beta)^{1/2}$$

为了方便起见，将两边除以 $\sigma^{1/2}$，使之合乎标准，因此

$$\delta^{*1/2}=\left(\frac{\delta}{\sigma}\right)^{1/2}=\frac{H}{E'}\left(\frac{\beta}{\sigma}\right)^{1/2}$$

此参数随着由 $\sigma$ 表示的表面粗糙度的提高而减小，通常把函数 $\Omega$，即塑性指数，定为 $\delta^{*1/2}$ 的倒数，因此

$$\Omega=\frac{E'}{H}\left(\frac{\sigma}{\beta}\right)^{1/2} \tag{3.39}$$

此指数清楚地表明显著的塑性变形已开始发生，当接触基本上为塑性时，其值就大，而当接触基本上为弹性时，其值就小，即小于1。塑性指数显然是一有用的参数，因为它是一显示表面现有的物理和几何性能的无量纲群。在研究磨损过程时，每隔一定时间测量 $\Omega$ 显然是有利的，因为这一参数的动向表明表面是否正在走向弹性状态即磨合状态，见图 3.20。

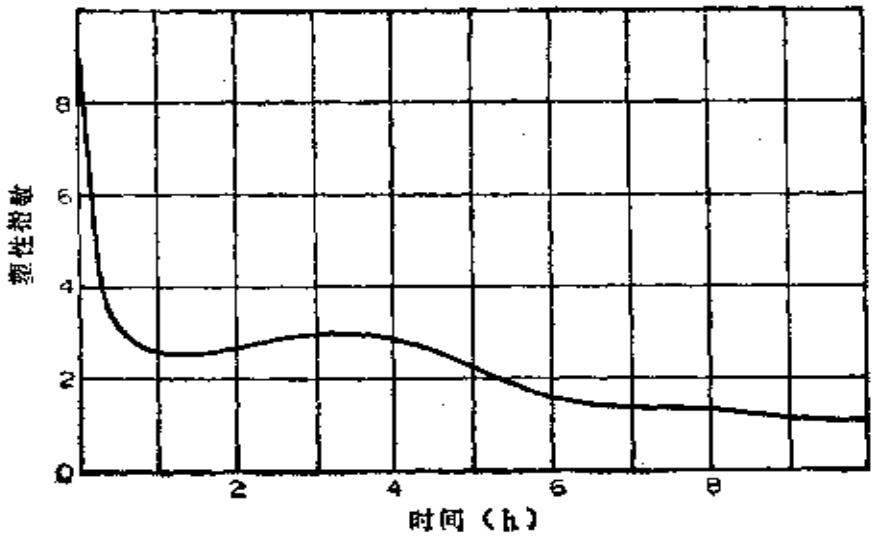



图3.20　磨损过程中塑性指数的变化

## §3.7　热　效　应

在滑动情况下，克服摩擦所作的功大部分表现为热量释放，从而引起温升。显然，由于热量释放基本上是一连续过程，在接触体中将产生温度梯度，而最高温度出现在热量释放点（热源）即接触表面上。显然，热量释放的地点取决于接触体总的几何形状。如果我们以前面的光滑平面和粗糙平面的表面接触模型为例，则任何接触点上，不论其尺寸决定于弹性还是决定于塑性，都会释放热量。因此，每一接触点都可作为一个独立的热源，从而可用个别的

温度分析来求得一般接触区的温度分布。显然，这一论点同样适用于曲面的接触，但是在这种情况下接触点将靠得很近，以致在法向载荷很大时可以把整个接触区作为单一的热源来看。这一论点可用类似的电学例子来加以证实，结果表明大量密集的收缩体的集体电阻与一个等效的大收缩体的电阻大致相同。还可以认为，温度效应取决于物体相对于热源是静止的还是运动的。因此，如果我们来研究两个接触圆盘的简单例子，我们就可对这个问题有实际体会。在这样考虑时，我们必须认识到热效应发生在材料的各个质点上，因此，只有考虑其接触过程，我们才能预料其总的特性，在任何给定的时间内这种特性显然与其接触过程中的综合效应有关。

现来研究图 3.21a 所示的情况，这时假设两接触圆盘滚动时相对滑动很小。显然，两个圆盘表面上的各个质点均通过接触区，因而产生热量，以后就经历一段相当长的非接触时期。所以圆盘的温升较少，一部分是由于相对滑动很小，因而摩擦功很小，一部分是由于在非接触时期所生的热量因热损耗而很快散逸。如果一个圆盘固定，如图 3.21b 所示，则我们显然获得纯滑动状态。在这种情况下，圆盘 2 上的表面质点在通过接触区时将承受较高的温度，有时称为闪现温度，以后就经历一段相当长的非接触时期，这

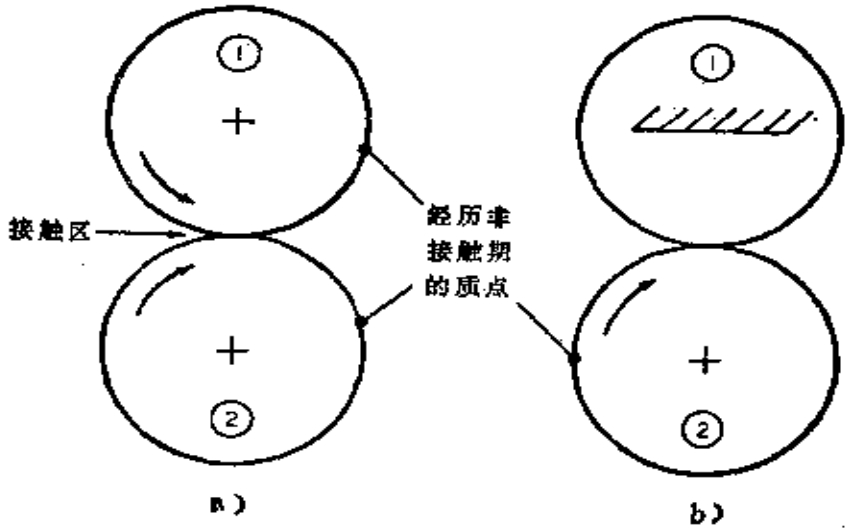



图 3 21

时发生冷却。另一方面，圆盘 1 上的表面质点从未离开接触区，因此承受不断升高的温度，终于达到稳定状态，而这个状态则取决于整个系统的热性能。在此实例中，接触区显然是在空间固定的，对于圆盘 1 来说，它可以作为静热源，而对于圆盘 2 来说，它可以作为动热源，我们将考虑对两个物体的这两种不同效应来简化处理这个问题。

### 3.7.1 静热源

现设想有一受静热源支配的半无限体，该热源作用在半径为 $a$ 的一个很小的圆形表面积上。显然，在这种情况下，热量将通过一个固定的面积供给物体，因此稳定状态的条件是存在的。这个问题与电的情况类似，所以热量的流动可以视为热流通过热阻的流动。如果 $Q$ 为供热率，就不难证明，表面上的平均温升 $\Delta\theta$ 为

$$\Delta\theta=\frac{Q}{4a\alpha}$$

式中 $\alpha$ 为物体的热导率。如果物体上离热源很远的其他点的温度取为零，则上式将表示物体的平均表面温度，即

$$\theta_s=\frac{Q}{4a\alpha} \tag{3.40}$$

上述论点也适用于缓慢运动的热源，即其速度 $V$ 很小，以致在每个接触位置都有足够时间使温度分布与静热源引起的温度分布相同。对于快速运动的热源，式(3.40)就不再适用了，这时其速度与参数 $\xi$ 的关系为[5]

$$\xi=\frac{a\rho c}{2\alpha}V \tag{3.41}$$

式中 $\rho$ 为密度，$c$ 为物体的比热。当 $\xi$ 大于 5 时，可认为速度很高，因此必须对动热源进行分析。

### 3.7.2 动热源

当动热源以较高的速度 $V$ 通过半无限体的表面时，我们可以忽略横向热流的影响，而把问题视为线性热流问题。在这种情况下，如果对单位面积以不变的供热率 $q$ 供热，则物体表面上一点的平均温升为[5]

$$\Delta\theta=\frac{2qt^{1/2}}{(\pi\alpha\rho c)^{1/2}}$$

式中 $t$ 为供热时间。如果通过一半径为 $a$ 的圆面积供热，则令 $q=Q/\pi a^2$ 并考虑此面积内各点的有效 $t$ 值，就可求得平均表面温度。任意点$(x, y)$的通过时间为

$$t=\frac{2x}{V}=\frac{2}{V}(a^2-y^2)^{1/2}$$

因此平均有效时间为

$$t=\frac{1}{2a}\int_0^a\frac{2}{V}(a^2-y^2)^{1/2}dy=\frac{a\pi}{4V}$$

所以

$$\theta_m=\frac{2Qa^{1/2}\pi^{1/2}}{2\pi a^2\pi^{1/2}(\alpha\rho cV)^{1/2}}=\frac{0.318Q}{a(a\alpha\rho cV)^{1/2}}\qquad(3.42)$$

我们可以引用标定的表面温度 $\theta^*$ 来概括前面的结果，而 $\theta^*$ 的定义为

$$\theta^*=\frac{\rho cV}{\pi q}\theta$$

因此对于静热源，由式(3.40)得

$$\theta_s^*=\frac{a\rho cV}{4\alpha}=0.5\xi\qquad(3.43)$$

对于动热源，由式(3.42)得

$$\theta_m^*=\frac{0.318\times(2a\rho cV)^{1/2}}{(2\alpha)^{1/2}}=0.438\xi^{1/2}\qquad(3.44)$$

式中 $\xi$ 由式(3.41)确定。从式(3.43)和(3.44)可见，当 $\xi$ 值很小或速度很低时，静热源和动热源在半无限体的表面上产生的温度相同，而当 $\xi$ 值较大时，则静热源产生的温度要高得多。

### 3.7.3 在滑动体方面的应用

我们来研究图 3.22 所示的接触模型，图中物体 1 的一个球状微凸体在法向载荷 $P$ 下与物体 2 的表面发生接触，而假设物体 2 以恒速 $V$ 滑动。在接触面积 $A$ 上产生的热量可求得为

$$Q=\frac{\mu PV}{J}\qquad(3.45)$$

式中 $\mu$ 为摩擦系数，$J$ 为热功当量。滑动时，物体 1 的接触表面将

不断受到一部分 $Q$ 即 $\lambda Q$，而剩余的 $(1-\lambda)Q$ 将流入物体 2。对于这种接触情况，两个物体都可以合理地视为半无限体，因此其表面温度可以应用按静热源和动热源得出的结果来求得。因此，由式 (3.40) 和 (3.42) 可得，物体 1 和 2 的表面温度为

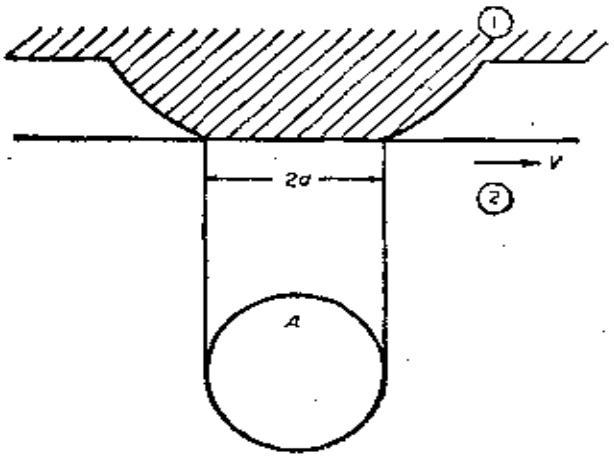


图 3.22

$$\theta_1 = \frac{\lambda \mu PV}{4a\alpha J} \qquad (3.46)$$

和

$$\theta_2 = \frac{0.318(1-\lambda)}{\alpha J}\left(\frac{V}{a\alpha\rho c}\right)^{1/2} \qquad (3.47)$$

现来确定 $\lambda$ 值。显然，$\lambda$ 将取决于接触体的传热特性，但为了简化起见，我们可以假设 $\lambda$ 决定于两个物体的热扩散率之比，即

$$\frac{\lambda}{1-\lambda} = \frac{\alpha_1/\rho_1 c_1}{\alpha_2/\rho_2 c_2}$$

所以，我们可以不难用式 (3.46) 和 (3.47) 来确定两个接触体的表面温度。

## 参 考 文 献


1. S. Timoshenko and J. N. Goodier. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill, New York, (1951).
2. D. Tabor. *The Hardness of Metals*. Oxford University Press, (1951).
3. J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proc. R. Soc.*, **295**, A, (1966), 300.
4. K. A. Nuri and J. Halling. The normal approach between rough flat surfaces in contact. Conference on Mechanics of Contact Effects, Kiev, (June, 1973).
5. J. F. Archard. The temperature of rubbing surfaces. *Wear*, **2**, (1958–9), 438.

# 第四章　摩擦理论

## §4.1　引　　言

摩擦力是每当一个固体沿另一个固体滑动时总会受到的运动阻力。这个阻力与运动方向平行，我们称之为"摩擦力"。如果将两个固体相互压紧，并施加一切向力，则引起滑动所需的切向力就是"静摩擦力"。维持滑动所需的切向力就是"动摩擦力"。动摩擦力通常小于静摩擦力。

### 4.1.1　摩擦定律

通过实验已发现了两条基本的摩擦定律，它们能适用于各种各样的条件。但是也有一些显著的例外，这将在后面举例说明。这里应该强调指出，这两条摩擦定律就其性质来说是以实验为根据的，当然即使在不服从摩擦定律的那些情况下，也不会违反基本的物理原则。

第一定律表明，摩擦力与两接触体之间的表观接触面积无关，而第二定律表明，摩擦力与两物体之间的法向载荷成正比。因此，一块砖沿其侧面滑动与沿其端面滑动同样容易，如果两滑动体之间的载荷增大一倍，则摩擦力也增大一倍。法国工程师 Amontons 于 1699 年提出了这两条定律[1]，之后人们就常常称之为"阿蒙顿定律"。Coulomb 于 1785 年提出了第三定律，即动摩擦力几乎与滑动速度无关，但此定律的适用范围比前两定律小些。

### 4.1.2　摩擦系数

第二摩擦定律使我们能给摩擦系数下一定义。第二定律表明摩擦力与法向载荷 $W$ 成正比，即

$$F \propto W$$

所以

$$F = \mu W \tag{4.1}$$

式中 $\mu$ 为常数，称为"摩擦系数"。必须强调指出，仅仅对于给定的

一对滑动材料在给定的一组周围条件下，$\mu$ 才是常数，材料不同和条件不同，$\mu$ 也就不同。例如，硬钢表面在常规大气条件下与同样表面发生摩擦时，$\mu$ 的典型值大约等于 0.6。同样的材料组合在高真空条件下发生摩擦时，$\mu$ 值要高得多。在常规大气中，石墨与石墨组合的 $\mu$ 值大约等于 0.1，但是如果大气非常干燥，则 $\mu$ 值可升高到 0.5 以上。

本章的目的是阐述摩擦理论，以便解释材料不同和条件不同时摩擦系数不同的原因。现在我们来较严密地分析第一定律，并设法解释为什么摩擦力与表观接触面积无关。

在第二章中已经指出，任何表面在显微镜下观察几乎都是粗糙的，实际接触面积占表观接触面积的一小部分。而且，实际接触面积与表观接触面积无关。这样就把第一摩擦定律解释清楚了，因为摩擦力与实际接触面积无关。

### 4.1.3 表面粗糙度与实际接触面积

当两个物体相互摩擦时，在接触表面上发生某种形式的相互作用，以阻止二者作相对运动。大多数摩擦理论均假设单位接触面积上的阻力为常数。因此，

$$F = As$$

式中 $F$——摩擦力；

$A$——实际接触面积；

$s$——阻止相对运动的单位面积上的恒力，即单位摩擦力。

如果假设 $s$ 为常数是合理的，我们就可看出 $A$ 的重要性。现在，我们来概括第三章中关于实际接触面积的一些较重要结论。

(a) 当单个球面接触时或一系列处于同样高度的相同球在承载条件下只发生弹性变形时

$$A \propto W^{2/3}$$

(b) 当接触完全为塑性时

$$A \propto W$$

(c) 当表面的微凸体高度分布可用指数函数来表示时

$$A \propto W$$

不论变形型式如何，即不论是弹性变形还是塑性变形，都是如此。

(d) 当表面的微凸体高度分布为高斯分布时，我们仍能精确地写成

$$A \propto W \quad \text{(对于任何的变形型式)}$$

(e) 许多实际表面的微凸体高度分布接近于高斯分布。

上述结论 (a) 和 (b) 与验证第二摩擦定律的实验结果相结合时，在过去曾得出了微凸体接触必为塑性的结论。然而，各种物理论据和实验结果都表明，在一定的条件下，例如磨合良好的表面，虽其 $F \propto W$，但肯定处于弹性状态。这种明显的反常现象现在可用上述 (d) 和 (e) 来加以解释。现在，对模型和实际表面的变形加以分析就能阐述符合实际的摩擦理论，而且毫无疑问将来对现有理论的任何改进必定以这种分析为根据。

## §4.2 摩擦测量

本章目的不是全面评价摩擦测量方法，而是简要地阐述几种有效的方法。

凡是测量摩擦用的量仪必定能使两试样作相对运动，能施加可测量的法向载荷，并能测量运动的切向阻力。现有许多方法，而最后的选择主要取决于所研究的摩擦接触的确切条件。例如，最简单的装置也许是可倾平面，使放有试样的平面逐渐倾斜，直到试样开始滑动(图 4.1)。于是，摩擦系数为 $\tan\theta$。这种方法显然不适用于需要研究连续摩擦时摩擦力变化的那些情况，但是它很简单，因而在很多情况下引人注意。

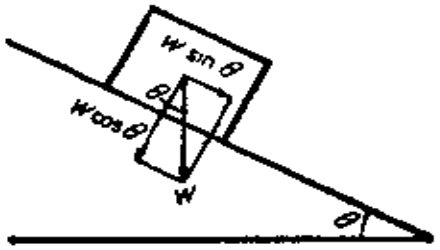


图 4.1 用可倾平面测量摩擦 ($\mu = \tan\theta$)

如需要在一段时间内连续测量摩擦，就必须采用另一种方法。这时，使一个试样 (通常是圆盘或圆柱) 连续转动，而使另一个名义上固定的试样向它压紧。常用的组合是交叉圆柱、圆销对圆柱或圆盘

以及圆盘对圆盘。固定试样可用简单的自重加载，如实验条件需要的话，可用流体静压或磁力等较复杂的方法加载。通常把名义上固定的试样安装得使之能作很小的切向位移，而此位移与摩擦力成正比，这样就可测量摩擦力。测量并记录这一微小的位移。图4.2和图4.3表示交叉圆柱和圆销对圆盘这两种典型布置图。在这两种情况下，都把试样安装在片簧上，而片簧可沿摩擦力方向作微小的位移。位移可以标定为摩擦力，位移可用电容法或电感法测出并连续地记录下来。

图4.2所示的布置图是一种极其简便的摩擦测量方法。图4.3所示的布置图已用于超高真空和受控气氛的摩擦试验。其运动由磁力驱动装置通过腔壁提供，所加的载荷和摩擦力都在腔壁外测量，这些力都是通过波纹管传递的。

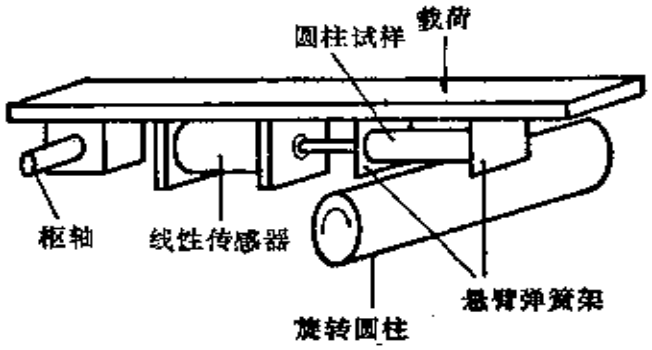



图4.2　测量摩擦和磨损用的简单交叉圆柱布置图

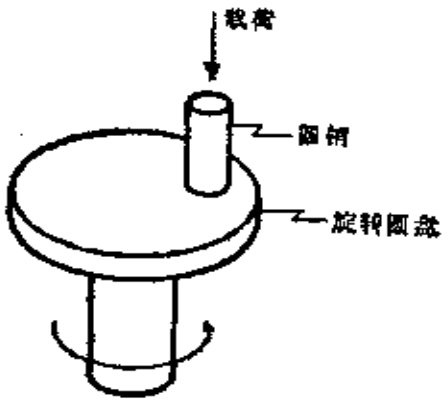



图4.3a　圆销-圆盘式试验机的布置图

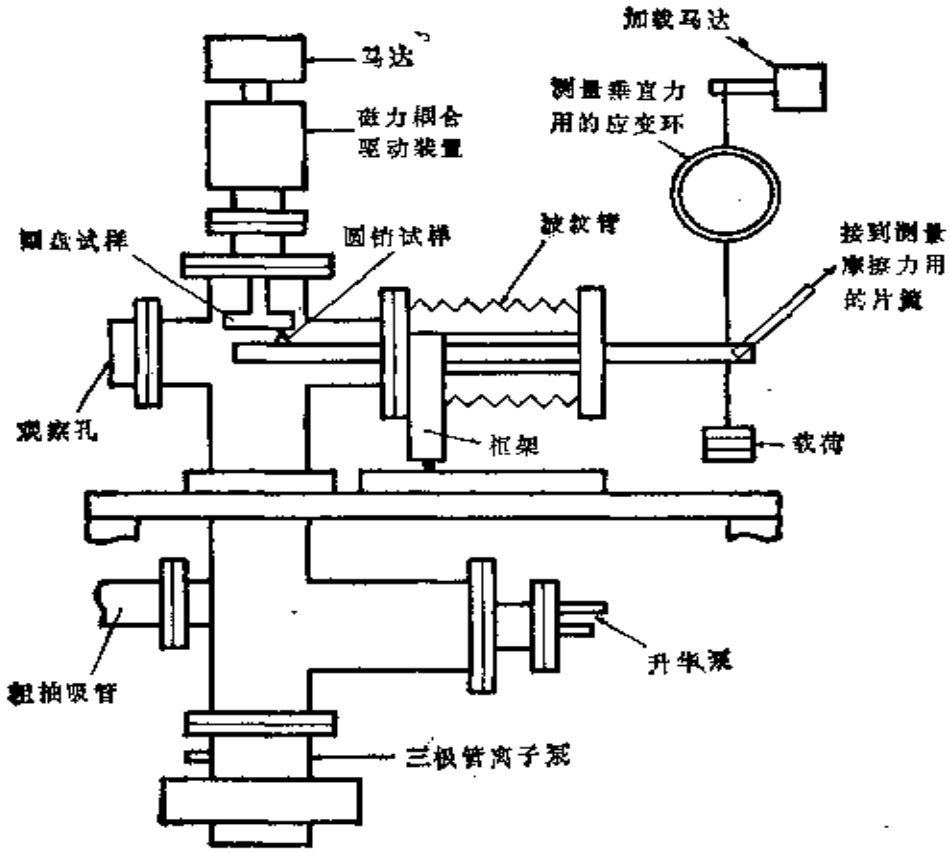



图 4.3b　超高真空圆销-圆盘式试验机的示意图

正同磨损试验一样，在这些试验中也要特别注意确保清洁，因为微量的污染也会大大影响所测的摩擦力，这就是特别强调受控气氛试验的原因。

## §4.3　摩擦起因

在§4.1.3中已经指出，摩擦必定是由于两配对表面之间有相互作用而引起的，其结果产生相对运动的阻力。当两个表面作相对运动时，引起运动的力就作功，也就是说，在接触表面上有能量损耗。在研究摩擦的起因时，应该分别研究表面相互作用和能量损耗机理。

### 4.3.1　表面相互作用

当两个表面相互压紧时，会在接触区的某些部分发生粘着，因此这种粘着就是引起摩擦的表面相互作用的一种形式。

如果不发生粘着，则产生运动阻力的相互作用就是另一种形式，这时材料一定发生变形和产生位移以适应相对运动。我们只需研究属于这种形式的两个相互作用。第一个是微凸体互嵌。研究了图 4.4 所示的情况后显而易见，微凸体材料如不产生位移，表面 A 和 B 就不能作相对运动。

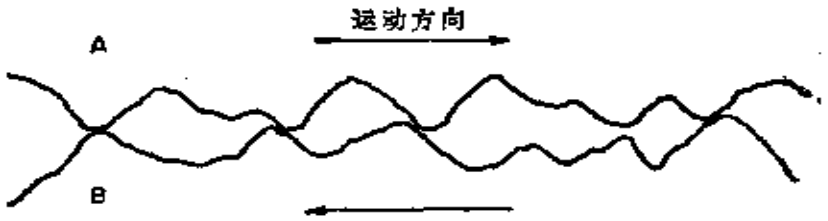



图 4.4　微凸体互嵌——微凸体不发生变形，就不能产生运动

图 4.5 说明位移式相互作用的第二个例子。图中，一个硬球 A 压向一个较软的平面 B。为了产生相对运动，材料 B 的一部分必须作位移。虽然球 A 和平面 B 的表面在显微镜下都是粗糙的，但在这种情况下各个微凸体材料的位移将小于“宏观位移”。因此，我们只有粘着和材料位移这两种相互作用形式，虽然我们发现把材料位移当作微凸体互嵌或宏观位移是方便的。




图 4.5　宏观位移——在运动中硬球 A 压向较软的表面 B 时引起材料 B 的位移

### 4.3.2　能量损耗形式

仅有三种机理能在相互作用的表面上引起显著的能量损耗。作相对运动时，材料必发生变形。变形可以是弹性变形，也可以是塑性变形；此外，材料也可能发生断裂。塑性变形总是带来能量损耗，在大多数实际情况下，这种能量损耗占金属摩擦的大部分。当表面相互作用为粘着式时必发生断裂，而当互嵌着的微凸体作相对运动时也会引起断裂。磨屑的形成无疑是发生断裂的迹象。然而，在大多数滑动金属的情况下，断裂时的能量损耗比塑性变形所

引起的能量损耗少。其中一个原因见第六章，文中指出，不是每个微凸体在接触时都能形成磨粒，对常规大气条件下的大多数金属而言，在形成磨粒之前，一个微凸体要作 1000 多次接触。

虽然使金属发生弹性变形需要能量，但这种能量大部分可以回复，因而弹性能量损耗与塑性变形时的能量损耗相比可以忽略不计。但是，某些橡胶在发生弹性变形（由于产生弹性滞后现象）时则显示出有很大的不可逆的能量损耗，而在某些情况下，这就是摩擦的主因（见 § 4.8）。

综上所述可知，表面相互作用有两个来源，即粘着和材料位移，由于发生弹性和塑性变形以及断裂，它们会引起能量损耗。

我们现在根据上面的分析来研究现有的各种摩擦机理。

## § 4.4 粘着摩擦理论

### 4.4.1 简单理论

这一理论是 Bowden 和 Tabor[2] 提出的，其出发点是：当金属表面相互压紧时，它们仅在微凸体顶端接触。由于实际接触面积很小，因此可以认为接触着的微凸体上的压力很高，足以引起塑性变形。接触处的这种塑性流动导致接触面积增大到实际接触面积恰好能支承载荷为止（图 4.6）。在这些条件下，对于理想的弹塑性材料

$$Ap_0 = W$$

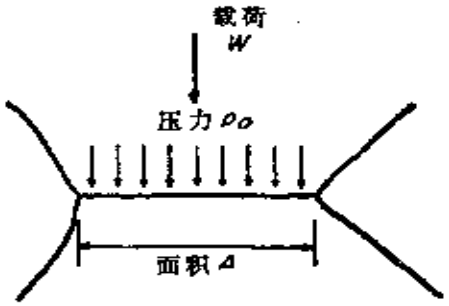



图 4.6 单个微凸体接触——微凸体发生塑性屈服直到接触面积增大到能支承载荷为止

式中 $A$ 为实际接触面积，$p_0$ 为金属的屈服压力，$W$ 为法向载荷。

Bowden 和 Tabor 指出，在金属与金属的紧密接触区会发生牢固粘着，而接点会发生“冷焊”。如 $s$ 为剪断接点所需的单位接触面积上的力，即 $s$ 为引起塑性流动和最后断裂所需的剪应力，而 $F$ 为摩擦力，则

$$F = As + p_e$$

式中 $p_e$ 为 Bowden 和 Tabor 考虑坚硬微凸体在较软表面上"犁沟"所需的力而引入的一项，即引起塑性变形的材料位移式相互作用。Bowden 和 Tabor 指出，对于有关无润滑金属的大多数情况，$p_e$ 与 $As$ 相比很小，可以忽略不计（犁沟项将在 § 4.7 中加以讨论）。略去犁沟项，我们可写成

$$F = As = \frac{Ws}{p_0}$$

$$\mu = \frac{F}{W} = \frac{s}{p_0}$$

可见，此简单理论解释了两条摩擦定律，即摩擦力与表观接触面积无关，以及摩擦力与载荷成正比。

我们在上面的分析中研究了理想的弹塑性材料并忽略了加工硬化的影响。因此，取 $s$ 等于临界剪应力 $s_0$ 是合理的，而 $p_0$ 与 $s_0$ 必定是指两种金属中的软者。

于是，

$$\mu = \frac{s_0}{p_0} \tag{4.2}$$

对于大多数金属，此比值 $s_0/p_0$ 完全一样，上面的分析表明为什么各种金属的摩擦系数相差很小，而其机械性能例如硬度却相差有几个数量级。当两种硬金属发生摩擦接触时，$p_0$ 很高，$A$ 很小，因而 $s_0$ 很高。对于软金属，$p_0$ 很低，$s_0$ 也很低，但 $A$ 很大。

获得较低摩擦系数的一种方法是，在硬金属基体上涂附一层薄的软金属。于是，承载能力实际上取决于基体，而 $p_0$ 为基体的屈服压力。但剪切则发生于软金属层，因而我们必须采用软金属的临界剪应力值，所以

$$\mu \simeq \frac{s_0(\text{软})}{p_0(\text{硬})} = \text{低}$$

### 4.4.2 简单理论的论述

在金属摩擦的过程中，无疑会发生接点焊接。据报道，在高真空中的洁净金属表面有很大的粘着力和摩擦系数。对于在常规大气条件下发生摩擦的金属，已用放射性示踪技术证实了金属碎片

的粘着和转移。然而，简单粘着理论由于种种原因而受到了非议，将按简单理论算得的摩擦系数绝对值与通过实验测得的数值作一比较，就可以证明它是不完全的。对大多数金属而言，$s_0$ 约为 $p_0$ 的 1/5，因而简单粘着理论得出 $\mu \simeq 0.2$。

许多金属组合在空气中的摩擦系数大于 0.5，而金属在高真空中的 $\mu$ 值却要大得多。这促使 Bowden 和 Tabor 重新研究简单理论的某些假设，从而提出一种更切合实际的用粘着来解释摩擦的修正理论。

## §4.5 修正粘着理论

金属在粘着不受氧化膜或其他沾染物所妨碍的高真空条件下可获得很大的摩擦力，这一事实表明实际接触面积一定比简单理论所指出的大得多。在简单理论中，认为 $A$ 决定于软金属的屈服压力 $p_0$ 和法向载荷 $W$。对于静态接触，这大致是正确的，但在摩擦的情况下，还作用有切向力，由于同时有正应力和剪应力，因此一定会发生屈服。为了说明这一点，我们来观察图 4.7a 所示的简化的二维应力系，并假设当最大剪应力达到临界值时发生屈服[8]。

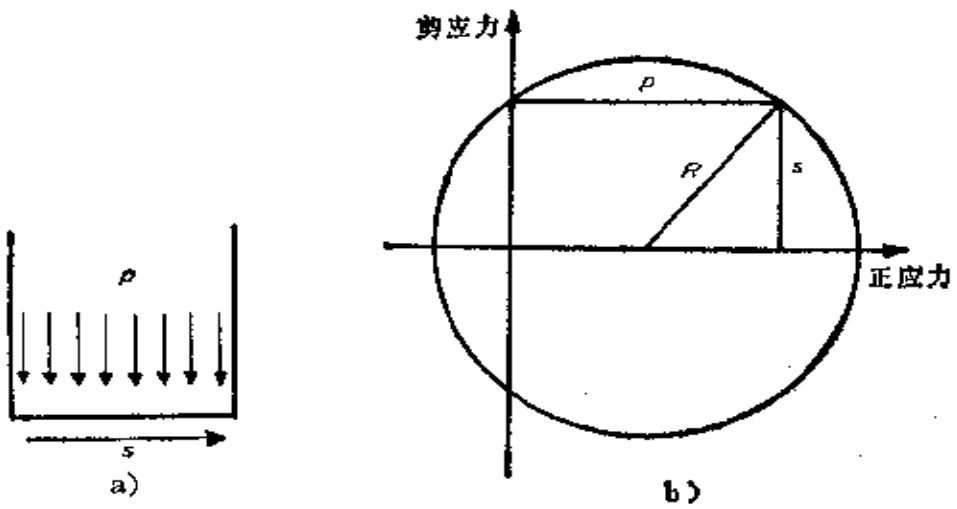



图 4.7 对于在正应力和剪应力作用下的理想二维接点求最大剪应力的莫尔圆作法

我们可以作莫尔圆(图 4.7b)来求应力系中的最大剪应力。最大剪应力就是圆的半径 $R$, 因此

$$\left(\frac{p}{2}\right)^2+s^2=R^2$$

当 $R$ 达到所分解的临界剪应力时，发生屈服。由此不难看出，屈服取决于复合应力的作用,而并不仅仅决定于 $p$。

现在我们来探讨复合应力如何影响微凸体接点的实际接触面积。

首先来研究承受法向载荷 $W$ 的单个微凸体接触点。其接触面积为 $A$，而 $W/A=p_0$。如果现在将切向力逐渐加大到 $F$ 值，将进一步发生塑性流动。这种流动导致接触面积增大,也就是说,由于剪应力与正应力的迭加，引起了接点生长。由法向力和剪力产生的正应力和剪应力必定随着力所作用的面积的增大而减小，而接点将继续生长到复合应力满足前面所列出的二维力系关系式为止。三维问题的精确解是未知的,但是我们可假设其形式为

$$p^2+\alpha s^2=k^2$$

式中 $\alpha$ 和 $k$ 为待定的常数,即

$$\left(\frac{W}{A}\right)^2+\alpha\left(\frac{F}{A}\right)^2=k^2 \tag{4.3}$$

式中 $A$ 为接点的接触面积,如果 $s$ 为零，则接点上的压力必为 $p_0$，因此

$$k^2=p_0^2$$

即

$$p^2+\alpha s^2=p_0^2 \tag{4.4}$$

如果 $F$ 增大到很大的值，则接点继续生长到 $W/A$ 小于 $F/A$ 为止,这时可写成

$$\alpha s^2\simeq p_0^2$$

这时，$s$ 必定大致等于临界剪应力 $s_0$。所以

$$\alpha s_0^2\simeq p_0^2$$

或

$$\alpha\simeq\frac{p_0^2}{s_0^2}$$

由于 $p_0 \simeq 5s_0$，因此 $\alpha \simeq 25$。然而实验表明，$\alpha$ 值应稍低于 25，Bowden 和 Tabor 取 $\alpha=9$（这就是说 $p_0=3s_0$）。后面我们可以知道，在许多重要的实际情况下，$\alpha$ 的精确值对接点生长量的影响不大。

根据式(4.3)和(4.4)，得

$$A^2=\left(\frac{W}{p_0}\right)^2+\alpha\left(\frac{F}{p_0}\right)^2$$

$W/p_0$ 为根据仅考虑法向载荷影响的简单理论得出的接触面积，而附加项 $\alpha(F/p_0)^2$ 表示由剪力或摩擦力产生的增量。

根据上面的讨论可知，对于洁净的金属表面（即高真空中的金属），接点可能大幅度地生长，从而产生很高的摩擦系数。这已为实验所证实[5]。在常规大气中，金属被氧化膜或其他的沾染膜所覆盖。现在我们来看一看上述理论如何应用于这种情况。

### 4.5.1 金属具有沾染膜时的粘着理论[2]

现设想有一微凸体接点承受法向载荷 $W$ 和逐渐增大的剪力 $F$。我们假设接点处有一临界剪应力为 $s_f$ 的沾染薄膜。我们还假设 $s_f=cs_0$，这里 $s_0$ 为金属的临界剪应力，而 $c$ 小于 1。当 $F$ 和 $A$ 值符合 $F/A<s_f$ 时，则接点将同上述未沾染的金属情况一样生长。但是，当 $F/A=s_f$ 时，则沾染膜将受剪切，接点停止生长，因而发生宏观滑动。

因此，发生宏观滑动的条件为

$$p^2+\alpha s_f^2=p_0^2$$

但前已指出

$$p_0^2=\alpha s_0^2$$

所以

$$p^2+\alpha s_f^2=\alpha s_0^2$$

或

$$p^2+\alpha s_f^2=\frac{\alpha}{c^2}s_f^2$$

所以

$$\frac{s_f}{p}=\frac{c}{[\alpha(1-c^2)]^{1/2}}$$

摩擦系数 $\mu=(F/W)=(s_fA/pA)$。所以

$$\mu=\frac{c}{[\alpha(1-c^2)]^{1/2}} \tag{4.5}$$

当 $o$ 趋于 1 时，$\mu$ 趋于无穷大，这与求得的未沾染金属的结果一致。我们能够点绘对应于不同 $\alpha$ 值的 $\mu$–$c$ 曲线（图 4.8），从而看出，$\mu$ 值随 $o$ 的减小（从 1 起）而迅速下降。因此，界面上略有削弱，就会引起 $\mu$ 值急剧减小。

当 $o$ 很小时，式(4.5)可写成

$$\mu = \frac{o}{(\alpha)^{1/2}}$$

但

$$(\alpha)^{1/2} = \frac{p_0}{s_0}$$

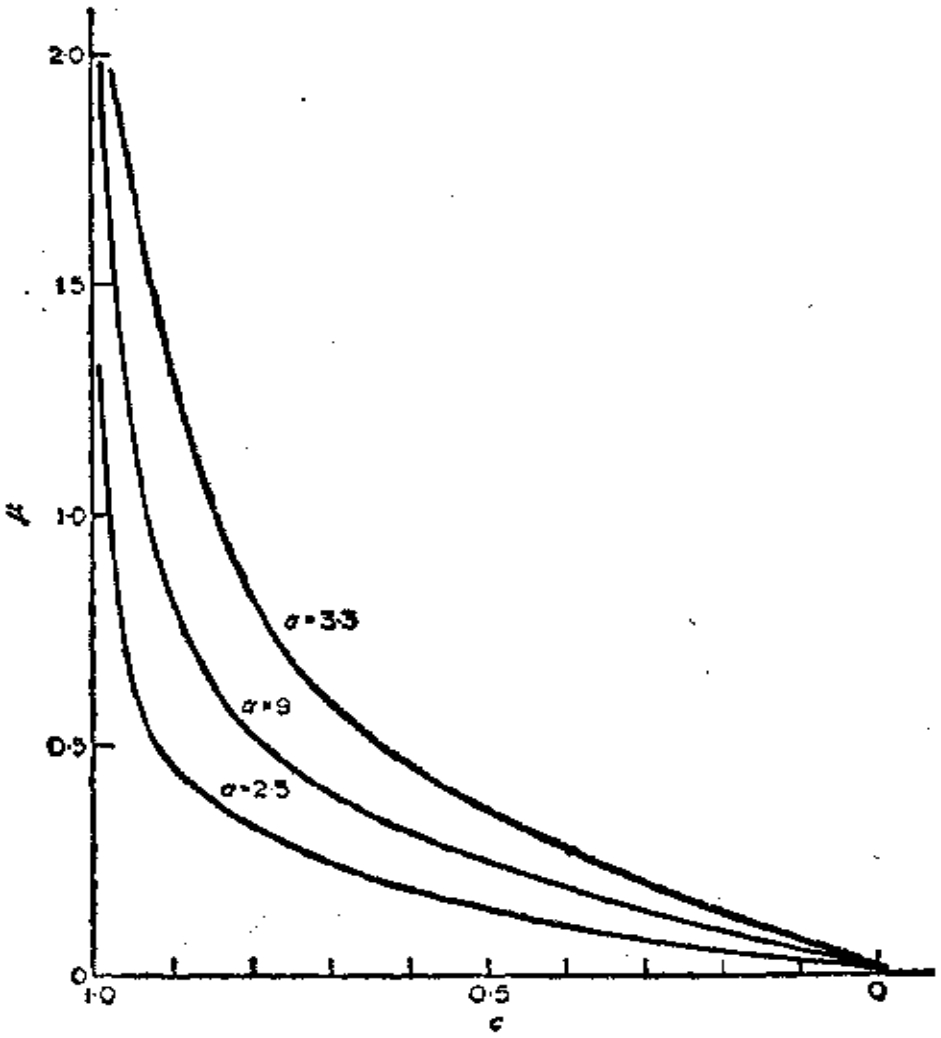



图 4.8　在不同的 $\alpha$ 值下，$\mu$ 随 $c$ 而变化的曲线。可见，除 $c$ 值很大以外，$\alpha$ 的精确值是次要的

因此
$$\mu = \frac{cs_0}{p_0} = \frac{s_f}{p_0}$$

即
$$\mu = \frac{\text{界面的临界剪应力}}{\text{整块金属的屈服压力}}$$

这与按简单理论得出的结果基本相同(比较一下软金属膜或硬基体的论述)。这是可以理解的,因为当界面的抗剪能力很弱时接点不会出现明显的生长,而实际接触表面仅仅取决于法向载荷和屈服压力 $p_0$。

因此,这是一种较符合实际的理论。虽然它仍以简单模型为根据并作了若干假设,但它却能解释不少摩擦现象。

然而,它不再仅仅是粘着理论。我们来分析该理论的要点:

(a) 实际接触面积取决于塑性变形。

(b) 两个摩擦表面被一层膜隔开,这层膜的抗剪强度能从低值变到基体材料的体积剪应力。

(c) 摩擦力是剪断分隔膜所需的力。

在金属与金属接触而接点发生焊合的极端情况下,我们可以认为分隔膜的厚度为零,或者它由两种金属的软者组成。在大气条件下作干滑动时,金属被氧化膜所覆盖,仅仅在氧化膜破裂的那些地方,金属与金属接触而发生焊合。在这种情况下,界面的有效抗剪强度将介于较软金属的抗剪强度与氧化膜的抗剪强度之间,其精确值取决于金属与金属接触和金属与氧化膜接触的相对值。

现在我们来讨论一下对该理论所作的一些评论。

(i) 当两硬金属在大气条件下相互摩擦时,在法向力卸除后,表面上一般没有发现有法向粘着力。Bowden 和 Tabor 在解答这一问题时指出,施加法向力后在摩擦状态下会发生粘着。为了测量法向粘着力,首先必须卸除法向载荷,而在此过程中弹性复原会破坏许多结合键。

(ii) 粘着摩擦理论能够解释材料在两个摩擦表面之间的转移,但不能解释游离磨屑的形成。实验研究表明,转移出现在一次来回移动中,但连续沿同一路线来回移动会产生游离的磨粒。这

表明在摩擦过程中机理可能改变。值得指出，Bowden 和 Tabor 所作的很多实验研究结果与粘着理论完全一致，他们的实验是进行一次的，而不是进行多次的。

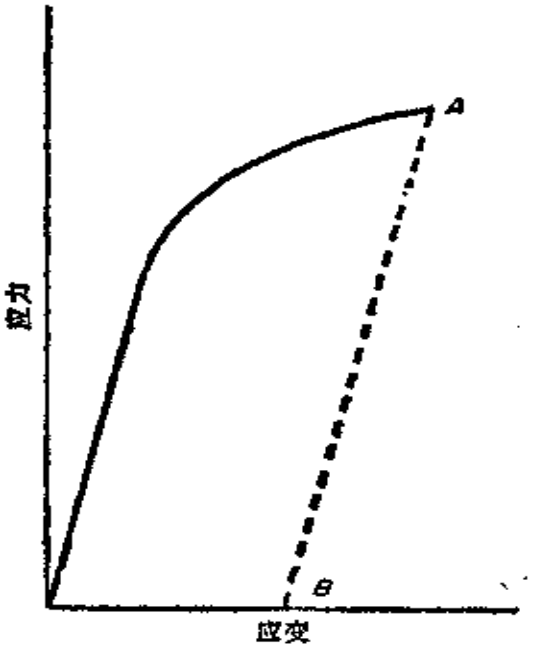



图 4.9 金属的典型应力-应变曲线。如果在 $A$ 点将应力卸除，然后重加，则变形为沿 $BA$ 的弹性变形，但最终应变却等于初始塑性变形所产生的应变

(iii) 粘着理论是以微凸体的塑性变形为根据。在轻微磨损的条件下不断摩擦，会发生加工硬化，而微凸体接触点一部分将发生弹性变形。虽然微凸体的变形主要是弹性变形，但接触面积仍与上述塑性变形有关。考虑一个承受初始法向载荷 $W$ 的微凸体接触点，就可以理解这一点。变形曲线如图 4.9 所示。如果现在将载荷卸除，然后将载荷加到最大值 $W$，则变形为弹性变形，但总的变形或应变则与塑性变形情况完全相同。

在 § 4.9 中我们再来研究这些评论，在那一节中将对摩擦理论作全面论述。

## § 4.6 表面微凸体的塑性相互作用

在 Bowden 和 Tabor 理论中，用一个微凸体上的正应力和屈服应力来代表所有微凸体的应力。

过去不曾考虑一个微凸体上的 $s$ 和 $p$ 是否会随时间作大幅度变化，以致 $s/p$ 也会发生变化。这就逐渐成为根据微凸体塑性相互作用的理论的一个特征。这种理论首先是由 Green[6] 提出的，后来由 Edwards 和 Halling[7] 加以推广，他们的论点如下。这种分析的根据是，在宏观平面的滑动中，运动平行于表面。

现来研究图 4.10 所示的两个相互作用的等角楔形微凸体，假

设运动方向如图所示，而变形为塑性，这样就可以对于两微凸体紧密接触因而可能发生粘着的情况以及对于两微凸体被一层抗剪强度为 $cs_0$（这里 $c$ 和 $s_0$ 的意义与 Bowden 和 Tabor 理论中相同）的薄膜所隔开的情况，计算从开始接触到两微凸体分开的整个水平位移 $l$ 上的瞬时剪力 $F_1$ 和法向力 $W_1$。推导 $F_1$ 和 $W_1$ 的表达式不属本书的范围，但在图 4.11 中示出接点角为 10° 和 $c$ 为不同数值时法向力和剪力

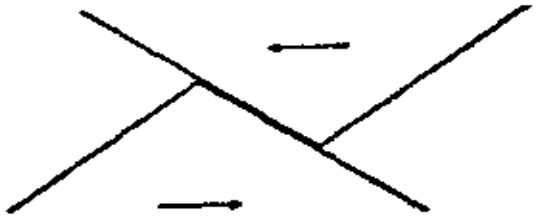


图 4.10　在"塑性相互作用理论"中所研究的理想楔形微凸体

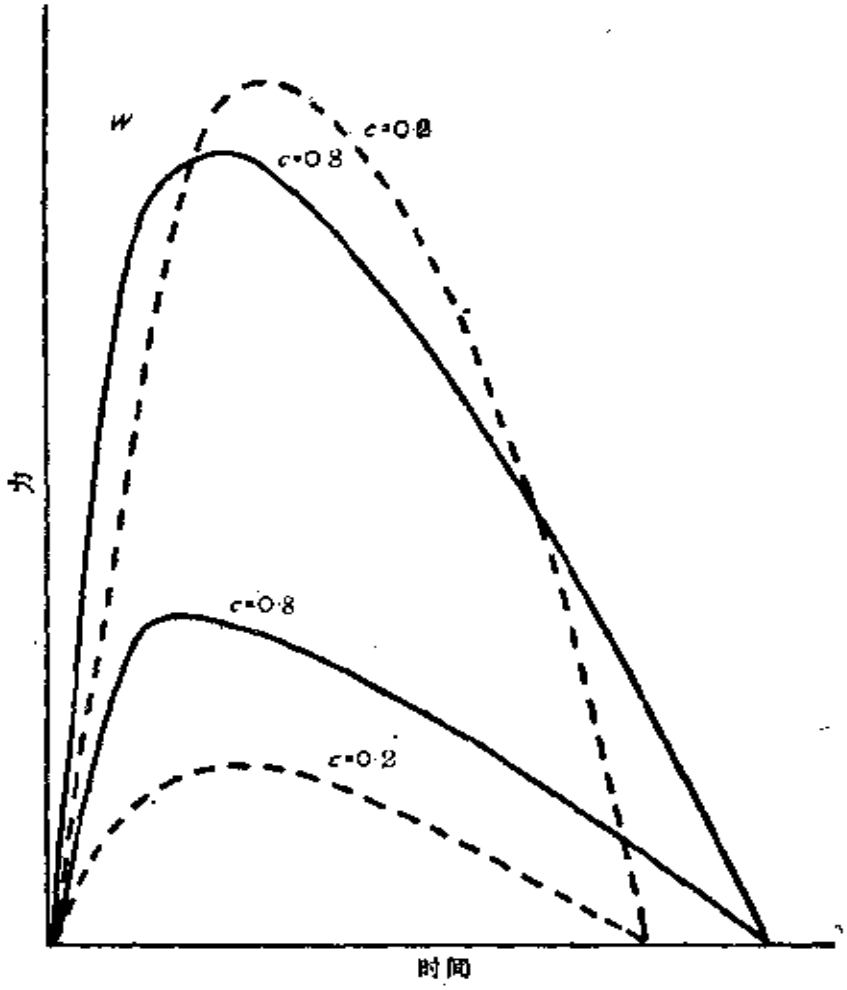



图 4.11　当接点角为 10° 时，在接点存在期内法向力 $P$ 和摩擦力 $F$ 的变化曲线

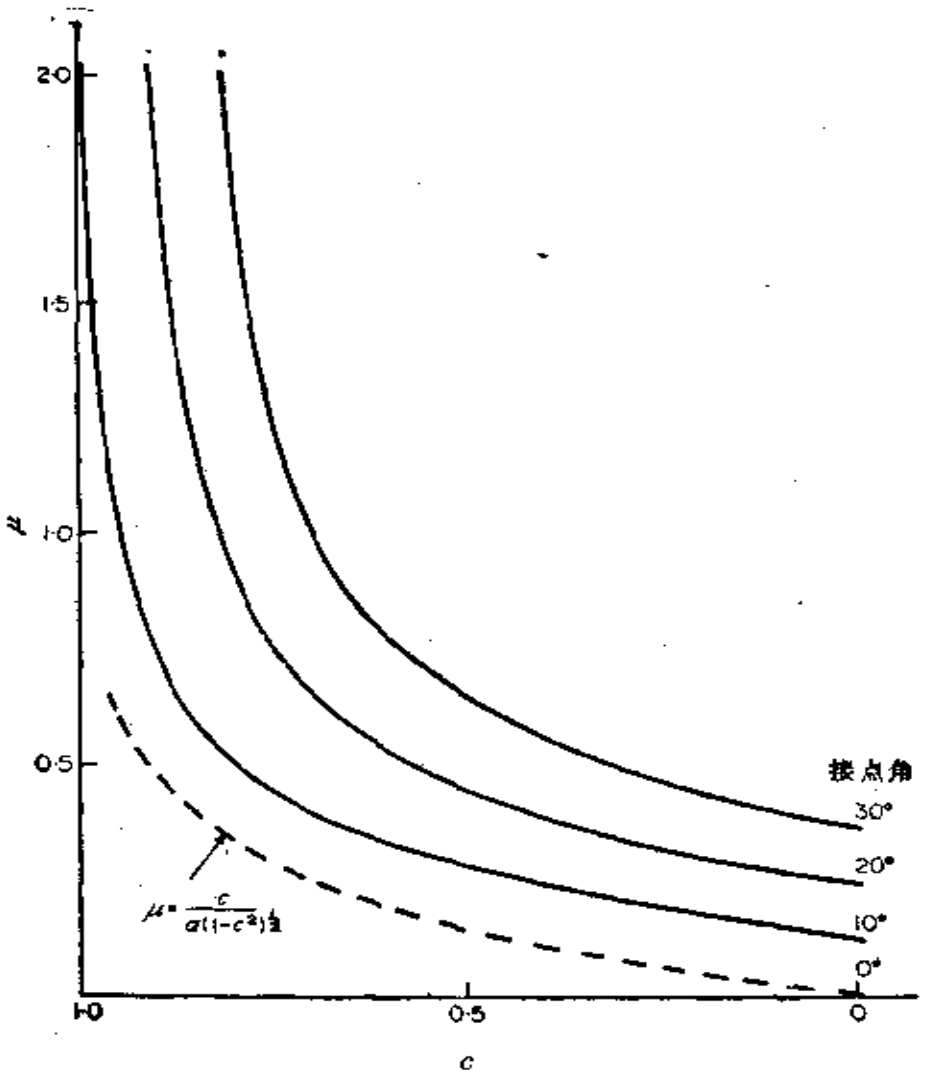



图 4.12　在不同的接点角下 $\mu$ 随 $c$ 而变化的曲线

与位移的线图形式。摩擦系数为所有接触微凸体的瞬时剪力 $F$ 之和除以所有接触微凸体的瞬时法向力 $W_1$ 之和。$\mu$ 也可以作为所有相互作用微凸体中有代表性的一对相互作用微凸体的平均 $F/W$ 值。于是，摩擦系数可按图 4.11 和图 4.12 中所示的 $\mu$–$c$ 线图计算。

值得指出，如果将所得的曲线外推，则对应于接点角 $\theta$ 等于零的曲线就完全符合于 Bowden 和 Tabor 的关系式

$$\mu = \frac{c}{[a(1-c^2)]^{3/2}}$$

根据 Edwards 和 Halling 理论得出的一般关系式为

$$\mu=\left[\frac{c}{[\alpha(1-c^2)]^{1/2}}+\Phi\right]\Big/\left[1-\frac{c}{[\alpha(1-c^2)]^{1/2}}\Phi\right] \quad (4.6)$$

式中 $\Phi$ 为 $c$ 和接点几何尺寸的函数，当 $\theta=0$ 时，$\Phi=0$。

这就表明 Bowden 和 Tabor 理论为更普遍的 Edwards 和 Halling 理论的特例。Edwards 和 Halling 理论假设塑性变形以及具有同样高度和同样形状的一系列微凸体。然而，运用了第三章中为考虑法向载荷对粗糙表面的影响而制定的方法，显然可以将这种理论加以推广，使之适用于由一系列具有一定高度分布的微凸体组成的表面，而这些微凸体根据其高度的不同相互间起弹性作用和塑性作用。此外还可以计入由于加工硬化和材料不同而产生的影响。

## §4.7 犁沟影响

犁沟力是 Bowden 和 Tabor 在其总摩擦力中所包含的一部分。这就是当硬金属上的微凸体深入较软的金属时由于后者的塑性流动而"犁出"一条沟槽。在磨粒磨损过程中，它是摩擦力的主要分量，当粘着项很小时，例如就界面膜抗剪强度很低的充分润滑表面而言，它也许是很重要的。

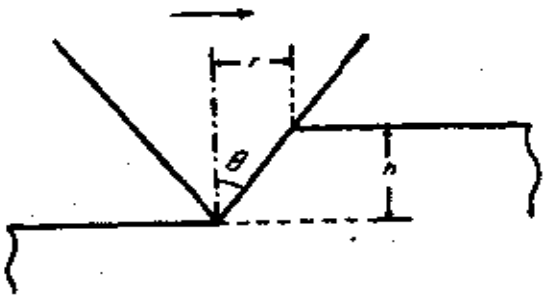



图 4.13 硬的锥形微凸体在软表面上犁沟

现设想有一硬材料，其表面由许多半角为 $\theta$ 的相同锥形微凸体所组成，与一表面较平的软材料相接触（图 4.13）。在摩擦时，只有每个锥形微凸体的前表面与对方材料相接触，而垂直投影接触面积为

$$A=n\frac{\pi r^2}{2}$$

式中 $n$ 为微凸体总数。于是

$$W = Ap_0 = n\frac{\pi r^2}{2}p_0$$

同样，考虑了材料因塑性流动而产生位移时的总投影面积，可求得摩擦力 $F$，即

$$F = nrhp_0$$

因此

$$\mu = \frac{F}{W} = \frac{2h}{\pi r}$$

但

$$\frac{h}{r} = \cot\theta$$

所以

$$\mu = \frac{2}{\pi}\cot\theta \tag{4.7}$$

对于不同形状的微凸体，可求得同样的表达式，采用这种方法后，$\mu$ 总是等于微凸体的垂直投影面积的一半除以微凸体的水平投影面积。上述理论假设垂直方向和水平方向的屈服压力相等。Kragelskii[8] 引用一附加的放大系数来考虑加工硬化在两个方向的差异。

Bowden 和 Tabor 指出，由于下述原因，犁沟项对摩擦力的影响很小。单个微凸体的切向滑动阻力是由剪切项和犁沟项所组成，即

$$F = A_V s_0 + A_H p_0$$

式中 $A_V$ 和 $A_H$ 各为垂直和水平投影面积。

对于大多数金属表面上的微凸体，$\theta$ 角很大而 $A_H/A_V$ 很小，因而犁沟项与粘着项相比可以忽略不计。对于 $\theta$ 较大的粗糙表面，犁沟项与粘着项相差不大。

## §4.8 弹性滞后损耗

在第八章中将表明，弹性（和粘弹性）固体的滚动摩擦大部分是由滞后损耗引起的。由此而产生的摩擦力的理论表达式也已导出，它与实验测定值相符。当显示弹性滞后的材料发生滑动接触时，在摩擦项中必定出现同样的表达式。如果材料获得充分润滑，

则同滚动接触一样，弹性滞后是摩擦的主因。

现以刚性半球在充分润滑的橡胶平板上滑动为例。橡胶所产生的变形显然与同样半径的刚球在同样载荷下沿橡胶平板滚动的情况相同。因此在任何情况下，由弹性滞后引起的摩擦力都是相同的，因而第八章中所述的理论能够用于滑动接触。必须指出，这一项与前面讨论的犁沟项是类似的，但是现在摩擦力是由弹性滞后引起的，而不是由使材料作塑性变形所需的力引起的。对于金属，偶而提到弹性滞后现象。但是，这是否对摩擦力有影响是非常可疑的，有关的能量损耗可能是由塑性变形引起的，这与疲劳循环中出现的损耗相类似。

## §4.9 各种摩擦理论综述

一开始，如果我们只讨论金属的摩擦，我们就能忽略由弹性滞后产生的任何影响，对于金属，这种影响是微不足道的。"犁沟"理论只不过是作了某些简化假设的"微凸体相互作用"理论的特例而已。因此，我们只要研究 Bowden 和 Tabor "粘着" 理论和 "相互作用着的微凸体理论"即可。

现在我们来分析这两种理论的共同特征。这两种情况的变形都是塑性变形，即接触面积取决于流动应力，而摩擦能量损耗的主因是塑性变形。这两种理论都考虑了因表面膜的抗剪强度等于或低于两种接触金属中软者的体积抗剪强度而产生的影响。两种理论的主要区别只是，Bowden 和 Tabor 理论仅仅依靠"粘着"来说明表面相互作用的机理。但是我们已经知道，该理论也适用于氧化膜覆盖金属表面的那些情况，这时"粘着"只发生在表面上氧化膜被穿透的那些部分。在表面膜未被穿透的那些地方，式(4.5)中相应的抗剪强度就是表面膜的抗剪强度，但在这些情况下，表面相互作用未必是粘着式的。由此可见，Bowden 和 Tabor 理论必定隐含微凸体互嵌的可能性。微凸体互嵌理论并不排除粘着的可能性，事实上这种可能性显然是存在的，因而得出的结论是，在接触部分各个微凸体上的应力可以是拉应力，也就是说，在接触部分每

个微凸体对总的法向载荷可以起反作用。因此，这两种理论并没有矛盾，事实上微凸体相互作用理论能得出与 Bowden 和 Tabor 理论完全相同的摩擦系数表达式，从而证实了这一结论。如果在 Bowden 和 Tabor 理论中含有"犁沟"项，则对于任何的接点角两种理论的结果都完全一致。

"微凸体互嵌"理论看来是两种理论中的较完善者，它能加以进一步推广，从而适用于具有实际微凸体高度分布（结果产生弹性和塑性相互作用）并考虑加工硬化影响的表面摩擦。然而，虽然 Bowden 和 Tabor 理论的现实性稍差，但它却能在各种各样条件下得出正确的摩擦系数值，并具有在分析上远比微凸体互嵌理论简单的优点。

当显示弹性滞后损耗的材料发生摩擦时，这种情况与金属情况的区别仅仅是摩擦能量损耗的不同。第八章中所介绍的关于滚动摩擦的理论可以不难应用于具有一定高度分布的半球微凸体的情况。

## 参 考 文 献


1. G. Amontons. *Hist. Acad. R. Soc.*, (1699), (Paris), 206.
2. F. P. Bowden and D. Tabor. *The Friction and Lubrication of Solids*. Pt II. Oxford University Press, (1964).
3. S. Timoshenko. *Strength of Materials*. Pt II (3rd Edition). Van Nostrand-Reinhold, New York, (1956).
4. S. Timoshenko. *Strength of Materials*. Pt I (3rd Edition). Van Nostrand-Reinhold, New York, (1955).
5. D. H. Buckley. *Friction, Wear and Lubrication in Vacuum*. NASA, SP-277, (1971).
6. A. P. Green. Friction between unlubricated metals, a theoretical analysis of the junction model. *Proc. R. Soc.*, **228**, A, (1955), 191.
7. C. M. Edwards and J. Halling. An analysis of the plastic interaction of surface asperities and its relevance to the value of the coefficient of friction. *J. Mech. Engng Sci.*, **10**, (1968), 101.
8. I. V. Kragelskii. *Friction and Wear*. Butterworths, London, (1965).

# 第五章 磨 损

## §5.1 引 言

当两个作相对运动的表面互相作用时，必然会发生磨损。尽管我们对各种磨损机理的认识正在不断深化，但至今还没有得出一条可靠而简明的定量性定律可与摩擦定律相比。这是不足为奇的，因为磨损过程包含许多形形色色的现象，而这些现象又互相影响，很难预计。此外，大多数材料的摩擦系数介于 0.1 到 1.0 之间，而相应的磨损率却能相差很多数量级。

磨损往往被认为是一种完全有害的现象，其实不然。譬如说，"磨合"时发生的磨损却是有利的，许多成形加工，例如机工切削和手工锉削就是靠磨损机理实现的。当磨损成为有害现象时，则滑动零件的磨损率可以通过润滑、精心设计和材料选择来减小(但不能完全消除)，因此这几方面都要加以考虑。

### 5.1.1 定义

磨损是人人皆知的，也许我们都认为自己已经懂得了磨损的含意。然而，要给磨损下一个确切而完整的定义却是不容易的。机械工程师协会的一个委员会已下了这样的定义："由于机械作用而造成的物体表面材料的逐渐损耗。" Kragelskii[1] 将磨损定义为："由于摩擦结合力的反复扰动而造成的材料破坏"。这两个定义都不完善。例如，前者似乎排除了电火花侵蚀这种磨损型式，而后者也许太强调了磨损中的疲劳效应。

## §5.2 磨 损 型 式

为了研究磨损，以便对磨损有较深的理解，必须承认磨损有几种性质不同而又互不相关的机理。Burwell[2] 在他的卓越论文"综述可能存在的磨损机理"中列了四种机理：

(1) 粘着磨损
(2) 磨粒磨损
(3) 腐蚀磨损
(4) 表面疲劳

他还划分了第五种机理，称之为"次要型式"的磨损，这包括侵蚀、气蚀和冲蚀。我们采纳这样的分类法，但是还将单独研究微动磨损之类的现象，微动磨损是组合了上述几种机理而产生的。

### 5.2.1 粘着磨损

前已指出(见第四章)，宏观光滑表面从原子级角度来看却是粗糙表面，当这样两个表面贴合时，只在少数几个独立的微凸体上发生接触。因此，施加法向载荷后，微凸体上的局部压力就非常之高。这时超过了屈服点应力，因而微凸体发生塑性变形，直到实际接触面积增加到足以承受外加载荷为止。如无表面膜，两表面将发生粘着，但是有少量的沾染物就能防止在纯法向载荷作用下发生粘着。然而，界面上的相对切向运动却使接触点上的沾染膜消失，因而接点会发生冷焊。连续滑动会导致接点剪断，并形成新的接点。我们在前一章中已经知道，这样就自然而然地建立一简单的摩擦理论，其摩擦系数等于抗剪强度除以屈服压力。

这种模型还自然而然地建立磨损机理，但是不能得出精确定量的磨损定律。磨损量取决于接点发生剪断的位置。如果在界面地方发生剪断，则磨损为零。如果在离开界面的地方发生剪断，则金属就从一个表面转移到另一表面。继续摩擦时，一部分转移材料分离，从而形成游离磨粒，这可用后面所述的机理之一来加以解释。

有几位研究人员曾研究了粘着作用如何使材料从一个表面转移到另一表面。例如，Kerridge 和 Lancaster[3] 用一含量为 60:40 的放射性黄铜销与一工具钢环相摩擦。将一照相底片贴在经过摩擦的工具钢上，可得一从磨损滚道上转移的黄铜的自动射线照相，从而证实了材料的转移。

粘着磨损定律

我们在阐述了粘着磨损机理之后，就能得出一简化的粘着磨损定律。这里我们采纳 Archard[4] 的方法，虽然其他几位研究人员也求得了类似的式子。

假设接触是由半径均为 $a$ 的一些相同微凸体所形成。每个接触点的面积为 $\pi a^2$，而每个接触点所支承的载荷为 $p_0\pi a^2$，这里 $p_0$ 为屈服压力。当滑动距离为 $2a$ 时，表面能完全擦过每个微凸体，因而我们可以假设每个微凸体上所产生的磨屑为半球形，其体积为 $2/3\,\pi a^3$。

于是，单位滑动距离的总磨损量为

$$Q=\Sigma\frac{\frac{2}{3}\pi a^3}{2a}=\frac{1}{3}\Sigma\pi a^2=\frac{\pi a^2}{3}\times n$$

式中 $n$ 为接触点的总数。但是，每个接触点所支承的载荷为 $p_0\pi a^2$，因此

$$\text{总载荷 } W=p_0\pi a^2 n$$

或

$$n\pi a^2=\frac{W}{p_0}$$

所以

$$Q=\frac{W}{3p_0}$$

此式是假设了各个微凸体在接触时均产生一磨粒而导出的。如果在各个接触中只有百分之 $k$ 产生磨粒，则上列式子就成为

$$Q=k\frac{W}{3p_0} \tag{5.1}$$

式中 $k$ 为一个微凸体接触点产生一个磨粒的概率。式(5.1)中的各个量除 $k$ 以外均可测量，因而 $k$ 这个系数表示式中的不定性。$k$ 必须按不同的滑动材料组合和不同的摩擦条件求得。Holm[5] 以及 Burwell 和 Strang[6] 也得出了类似于式(5.1)的关系式。由此式可得下面三条磨损"定律"：

(1) 材料磨损量与行程成正比。

(2) 材料磨损量与载荷成正比。

(3) 材料磨损量与较软材料的屈服应力或硬度成反比。

第一"定律"能适用于各种各样的条件。有些研究人员已证实

了第二"定律"只适用于有限的载荷范围。例如，取自 Burwell 和 Strang[6] 的研究成果的图 5.1 表示钢与钢摩擦时磨损率与载荷的关系线图。然而，如继续增加载荷，就得图 5.2 所示的线图。此两线图表示不同硬度的钢的粘着磨损系数 $k/H$ 与平均压力(即载荷除以表观接触面积)的关系。可见，压力不超过大约 $H/3$(这里 $H$ 为钢的硬度)时，$k$ 值保持不变，而超过此压力后，$k$ 值急剧增大，因而磨损率也急剧增大。可见，在这样高的载荷下会发生大面积的焊合和咬死。对于其他金属，虽然 $k$ 值开始增大时的平均压力往往低于 $H/3$，也获得了同样的结果。在法向载荷作用下，$H/3$ 为个别微凸体下面的塑性区开始相互作用时的压力，而当压力增大到超过 $H/3$ 时将使整个表面呈现塑性，因而实际接触面积不再与载荷成正比。当有切向力(摩擦力)存在时，法向压力低于 $H/3$

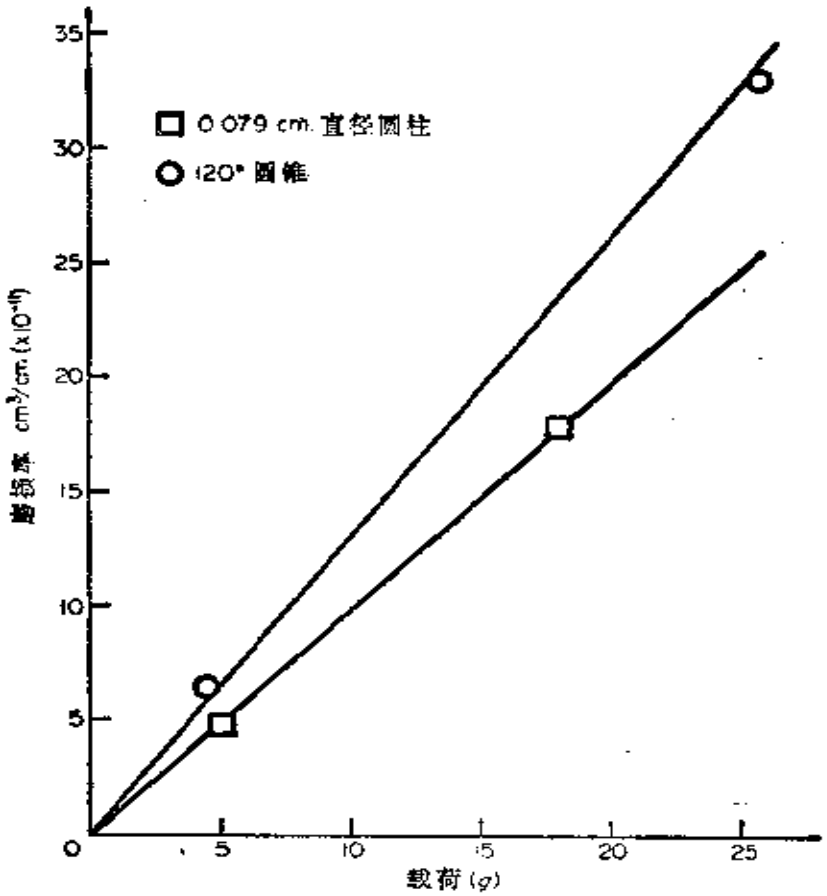



图 5.1　磨损率随载荷而变化的线图

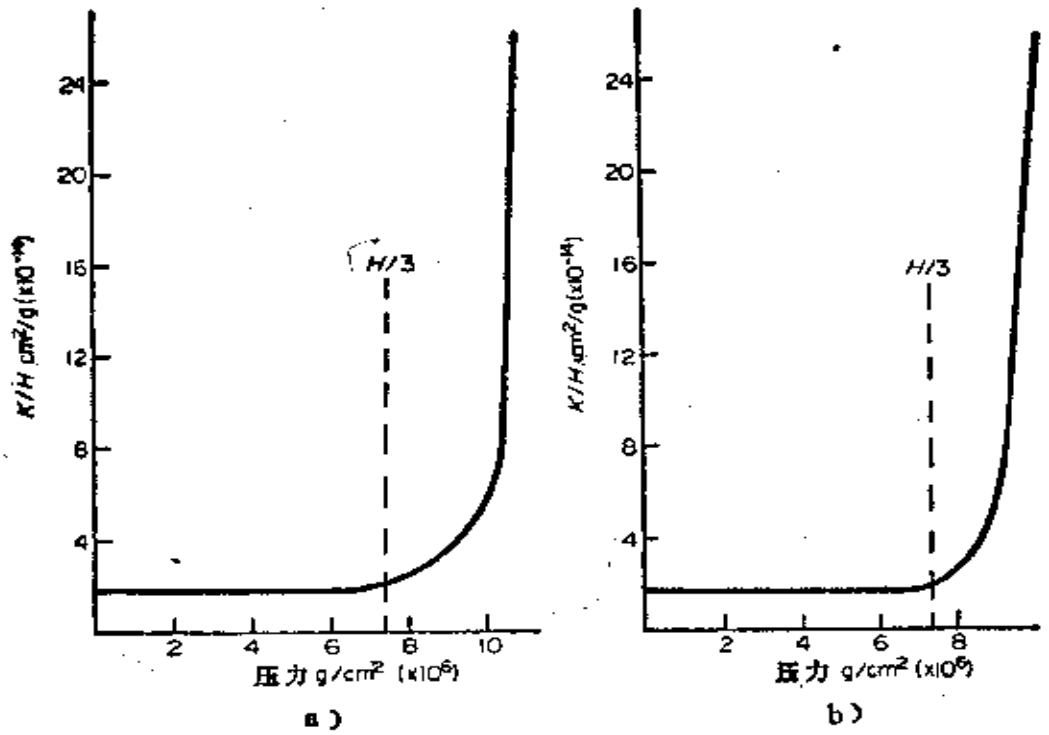



图 5.2　钢的磨损系数随表观压力而变化的线图
a) 布氏硬度 223　b) 布氏硬度 430

也会发生这种情况。

第三"定律"已为很多实验研究，特别是 Kruschov[7] 的实验研究所证实，但是如后面所述，在确定磨损率时，除了硬度外，材料的其他性能也很重要。

Rowe 的修正粘着理论

Rowe[8] 曾将上述的简单粘着磨损理论加以修正，以考虑表面膜的影响。Rowe 从 Archard 的磨损方程

$$Q = k\frac{W}{3p_0}$$

或

$$Q = k'A$$

着手研究。他当时指出，在润滑系统（其中包括用表面膜润滑的系统）中，$k'$ 值必与润滑剂和滑动金属二者的性能有关。粘着磨损量必与金属和金属间的接触面积 $A_m$ 有关，即

$$Q = k_m A_m$$

式中 $k_m$ 为滑动金属的一个常数，它与润滑剂性能和表面膜性能均无关。现引用参数 $\beta$，以使

$$\beta=\frac{A_m}{A}$$

$\beta$ 称为表面膜缺陷分数，即润滑剂的特性数。例如，劣质润滑剂要比优质润滑剂导致更多的金属与金属发生接触，因此劣质润滑剂的 $\beta$ 值要比优质润滑剂的高。代入 $A_m$ 后得

$$Q=k_m\beta A$$

而

$$A=\frac{W}{p_0}$$

所以

$$Q=k_m\beta\frac{W}{p_0} \tag{5.2}$$

此式现含滑动金属的特性数 $k_m$ 和润滑剂(或沾染膜)的特性数 $\beta$。Rowe 对此理论作了精心的改进，正象 Bowden 和 Tabor 对粘着摩擦理论作了精心的改进一样。他认为，屈服压力的相应值是在剪应力和正应力同时作用下求得的值，而不是在法向静载荷作用下求得的值。这些量的关系式为

$$p^2+\alpha s^2=p_0^2$$

式中 $p$——法向压力；

$p_0$——静载荷下的流动压力；

$s$——剪应力；

$\alpha$——常数。

根据摩擦理论(见第四章)得

$$s=\mu p$$

所以

$$p=\frac{p_0}{(1+\alpha\mu^2)^{1/2}}$$

而磨损方程成为

$$Q=k_m(1+\alpha\mu^2)^{1/2}\beta\frac{W}{p_0} \tag{5.3}$$

### 5.2.2 磨粒磨损

"磨粒磨损"一词适用于两种情况。对于这两种情况，磨损都

是由于较硬表面将较软材料犁出沟槽所致。第一种情况是，粗糙而坚硬的表面贴着较软的表面滑动。第二种情况是，磨损是由于游离的坚硬粒子在两摩擦表面之间滑动所致。锉刀或砂皮纸对较软金属的作用就是第一种磨粒磨损的一个例子。这里，有两个必要条件，即一个表面必须比另一表面硬，以及硬表面必须粗糙。例如，如果碳化钨的表面做得足够光滑(C. L. A. 40 $\mu$m)，碳与碳化钨摩擦时的磨损率就很低。由于人们已充分认识到表面光洁度的重要性并且可用量仪定期测量表面粗糙度，在现代机器中已基本上消除了这种磨损。

然而，第二种机理仍然非常重要。不仅大多数机械是在含有大量灰砂的空气环境中工作，而且腐蚀磨损产物多半相当于磨料。根据粘着磨损机理产生的硬金属粒子也会引起磨粒磨损。无论如何，悬浮于空气中的灰砂是磨粒的最大来源，这里实际的解决方法是用适当的密封和过滤来隔绝灰尘。

来自大气的尘埃是磨粒磨损的主因；这一实情也许能解释磨损测量方法的多样性。因此，Cattaneo 和 Starkman[9] 在企图测量非磨粒磨损原因引起的磨损时，曾提出求最小磨损率要比求平均值合适。他二人认为，比最小值大是由于预防磨粒侵入的措施不当所致。统计分析结果好象证实了他们的想法。

*磨粒磨损——定量关系式*

为了求得磨粒磨损的定量表达式，我们来设想一简化模型，其一个表面由一系列半角均为 $\theta$ 的硬锥形微凸体所组成，另一表面为较软的平面。

现设想一个微凸体在较软的表面上划出一条道，如图 5.3 所示。在移动了单位距离后，微凸体所排出的材料体积为 $rd$。但 $d=r\cot\theta$，因此一个微凸体在单位距离内所排出的体积等于 $r^2\cot\theta$。

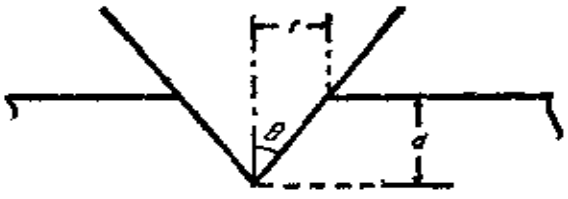


图 5.3　由锥形压头引起的磨粒磨损

我们假设材料在法向载荷作用下发生了屈服，因此微凸体所

支承的载荷为 $\pi r^2 p_0/2$，这里 $p_0$ 为较软材料的屈服压力。

如果有 $n$ 个微凸体接触点，则

$$\text{总的法向载荷 } W=\frac{n\pi r^2 p_0}{2}$$

设在单位距离内排出的总体积为 $Q$，而 $Q=nr^2\cot\theta$。消去 $n$，得

$$Q=\frac{2W\cot\theta}{\pi p_0} \tag{5.4}$$

值得指出，此方程与粘着磨损方程(5.1)在形式上完全相同。因此，用式(5.1)表示的列在"粘着磨损定律"项目下的磨损"定律"也同样适用于磨粒磨损。

式(5.4)是根据一个极其简单的模型导出的，没有考虑微凸体高度和形状的分布情况。材料势必堆积在微凸体的前面，这样就使条件有所改变。如下节中所讨论的，象弹性模量一类的参数在某些情况下是很重要的，但在简单理论中则不予考虑。然而，下列方程可以适用于各种各样的磨粒磨损情况：

$$Q=\frac{k_a W}{H} \tag{5.5}$$

式中 $H$ 为较软材料的硬度，而 $k_a$ 为磨粒磨损常数。

上面的推导适用于两个物体的磨粒磨损。当游离的磨粒在两个摩擦表面上造成磨损时，也就是对于三个物体的磨粒磨损，也能应用同样的方程，但 $k_a$ 值较低，因为这时有很多磨粒在作滚动，而不是在作滑动。

在磨粒磨损过程中，硬的微凸体或磨粒会变钝，这样就减少了磨损率。然而，若磨粒是脆性的，它就会碎裂，使磨粒的棱边重新变尖，导致磨损率增大。

有很多研究人员证实了硬度是磨粒磨损的最重要参数。例如，Kruschov[7] 曾对许多经退火的纯金属点绘了其耐磨性与硬度线图，从而求得了线性关系式。他还发现，纯金属的预加工硬化对磨损率没有影响。这些实验和其他一些实验都得出了这样的结论：在磨粒磨损过程中，金属表面发生加工硬化，其硬度达到最大值，在研究耐磨性时应取此硬度值。

Richardson[10] 曾经指出，如果将耐磨性作为硬度比 $H_m/H_a$ 的函数来研究(这里 $H_m$ 为金属表面硬度，而 $H_a$ 为磨料硬度)，则耐磨性随着 $H_m/H_a$ 大于 0.8 而迅速提高。我们将 $H_m/H_a<0.8$ 的磨粒磨损范围称为"硬磨粒磨损"，而将 $H_m/H_a>0.8$ 的磨粒磨损范围称为"软磨粒磨损"。在"软"范围内，直到 $H_m/H_a$ 远大于 1 以后，才不再发生磨粒磨损。曾经有人提出将金属和磨料的屈服应力相等作为磨粒磨损可以忽略不计的判据。因此，对于金属之间的接触，当其硬度相等时，磨粒磨损必定是微不足道。然而，如果非金属磨料与金属发生摩擦接触，则直到 $H_m/H_a$ 远大于 1 以后，磨粒磨损才不明显。如果我们来研究用金刚石压头测得的硬度与屈服应力之间的关系，则显而易见。

$$H = cp_0$$

式中 $H$ 为硬度，$p_0$ 为屈服应力，$c$ 为常数。对于金属，$c$ 接近于 3(见第三章)。但是，对于非金属，其弹性模量要比金属低得多，压头四周的弹性屈服减小了硬度压头塑性区四周的约束作用。于是 $c$ 小于 3，可能低达 1.2～1.3。因此，要使金属与非金属磨料的屈服应力相等，也就是要使磨粒磨损可以忽略不计，就必须使 $H_m/H_a$ 的比值达到 2.5。

上面的讨论是以磨粒磨损的最重要参数硬度为根据的，在讨论中已把弹性模量之值结合到硬度与屈服应力的关系中去。弹性模量也许与耐磨性有更加直接的关系。Oberle[11] 曾经指出，如果有磨粒存在时，表面所生的弹性变形能让磨粒通过，则表面就可以避免发生永久损坏。在含砂的水中工作的船舶螺旋桨轴用的水润滑橡胶轴承可作为上述情况的一例，已经证实其耐磨性要比青铜一类的弹性模量较大的材料为好。这表明了重要的参数是弹性应变极限，即屈服应力除以弹性模量。Oberle 曾按 $H/E$ 值递降的次序列出各种材料(见表 5.1)。至今尚未进行可控试验来检验这种关系，但表中所表明的趋势看来与一般的耐磨性实验相符。然而必须指出，Spurr 和 Newcombe[12] 的实验结果表明，耐磨性随弹性模量的增大而提高，这与 Oberle 的实验研究正好相反。

表 5.1 各种材料的硬度与弹性模量之比[13]

| 材料 | 状态 | 弹性模量 $E$(lbf/in²) | 布氏硬度 $H$ | 硬度与弹性模量之比 $H/E(\alpha)$ |
|---|---|---|---|---|
| 氧化铝($Al_2O_3$) | 粘结 | $14\times10^6$ | 2000 | $143\times10^{-6}$ |
| 铬片 | 光亮 | 12 | 1000 | 83 |
| 灰铸铁 | 硬 | 15 | 500 | 33 |
| 碳化钨 | 9% 钴 | 81 | 1800 | 22 |
| 钢 | 硬 | 29 | 600 | 21 |
| 钛 | 硬 | 17.5 | 300 | 17 |
| 铝合金 | 硬 | 10.5 | 120 | 11 |
| 灰铸铁 | 铸造 | 15 | 150 | 10 |
| 结构钢 | 软 | 30 | 150 | 5 |
| 可锻铸铁 | 软 | 25 | 125 | 5 |
| 锻铁 | 软 | 29 | 100 | 3.5 |
| 铬合金 | 铸造 | 36 | 125 | 3.5 |
| 铜 | 软 | 16 | 40 | 2.5 |
| 银 | 纯 | 11 | 25 | 2.3 |
| 铝 | 纯 | 10 | 20 | 2.0 |
| 铅 | 纯 | 2 | 4 | 2.0 |
| 锡 | 纯 | 6 | 4 | 0.7 |

### 5.2.3 疲劳磨损

滚动接触

粘着磨损和磨粒磨损的机理有赖于固体的直接接触，它们所产生的磨损型式在摩擦一开始就是发展性的。如果两表面能被润滑膜所隔开(和不含磨粒)，则这些磨损机理就不起作用了。在周密设计的滚动轴承中就是这种情况，这里存在疲劳破坏机理。对于这种情况，尽管没有发生直接接触，但相配表面在滚动中受到了通过润滑膜传递的很大应力。这种应力的性质和大小可用赫兹[13]方程求得。这些方程表明，最大压应力发生在表面上，而最大剪应力则发生在表面以下某处，如图 5.4 所示。在滚动中，任一单元体的剪应力不断改变方向。疲劳破坏取决于交变剪应力的幅度，如果在滚动接触中这些应力超过持久极限，最后就会发生破坏。

对于处于滚动接触的理想材料，其破坏位置取决于用赫兹方

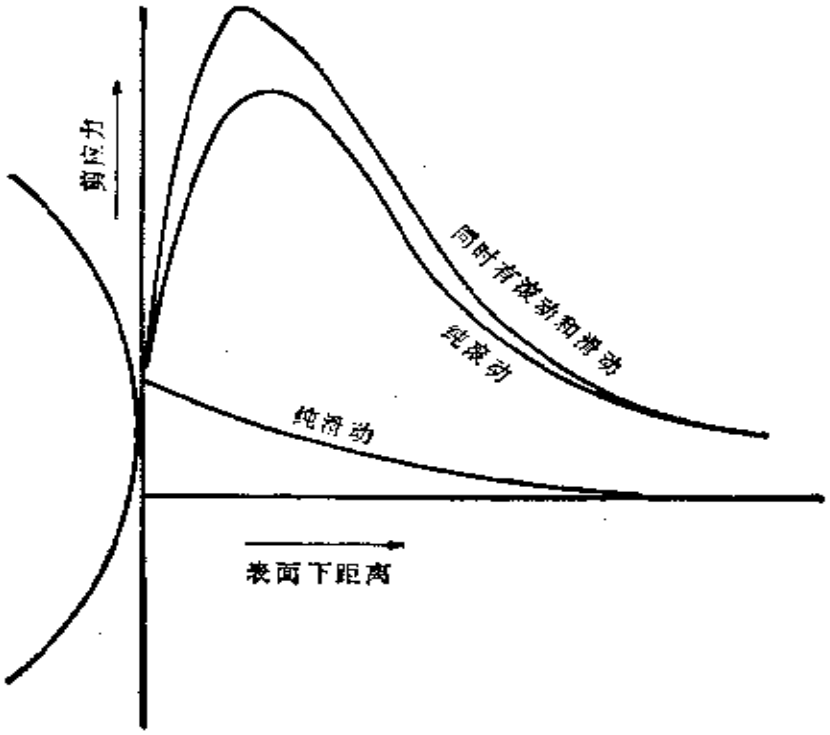



图5.4　剪应力随表面下距离而变化的曲线

程求得的最大交变剪应力的位置。如果除了滚动接触外，还有一点滑动接触，则破坏位置就移向表面。然而，材料很少是合乎理想的，最后破坏的确切位置会受到杂质、孔隙、微观裂纹和其他因素的影响。

滚动接触疲劳磨损的特征是，在达到临界转数后形成很大的磨屑。在达到此临界点之前，发生的磨损可以忽略不计，因而滚动轴承可以正常地工作到出现磨粒分离为止，这时轴承的有效寿命宣告结束。这与滑动轴承所发生的磨损显著不同，后者是粘着磨损和(或)磨粒磨损，在运转一开始就因磨损而逐渐恶化。由此可见，在滚动接触中由疲劳磨损造成的材料损耗量不是一非常有用的参数。如用转数或一定速度下的工作时间来表示有效寿命，则要恰当得多。制造厂所使用的轴承寿命的定义就是在一批相同的轴承中有百分之九十能达到或者超过的这种转数。大量滚动轴承的试验表明，上面所定义的轴承寿命 $N$ 与外加载荷 $W$ 的立方成反比，即

$$W^3 \times N = 常数 \qquad (5.6)$$

作纯滚动时，最大剪应力的位置（从表面起计）对于球来说与$(WR)^{1/3}$成正比，而对于圆柱来说与$(WR)^{1/2}$成正比。现列出下列数据作为典型例子。当直径为1.0cm的球承受1000MN/m²的载荷时，最大剪应力产生在离球表面0.12mm的深度处。

上面的讨论已涉及到有小量表面牵引力的滚动体。很多机理是同时有滚动和滑动存在，例如准双曲面齿轮的轮齿就是。这样的机理也包括疲劳破坏，但是增大牵引力会导致最大剪应力靠近表面。

在实际应用中，由油膜传递的应力可以达到非常高，因而往往要用极压(EP)润滑剂。这时如后面所指出，可以依靠很低的腐蚀磨损率来防止发生严重的粘着磨损。这种磨损率可以非常低，以致最后发生疲劳破坏。然而，如果某种腐蚀介质例如水沾染了润滑剂，则由于同时有高应力和腐蚀(应力腐蚀)，就会造成加速破坏。

滑动接触

我们已经知道，当两滑动表面通过微凸体实现接触时，就会发生粘着磨损和磨粒磨损。然而，可以想象，微凸体在接触时可以不发生粘着或擦伤，并且微凸体可以互相穿过，而使一方或双方微凸体发生塑性变形。这样的接触经过某临界次数后，微凸体就会发生疲劳破坏，从而产生磨屑。很难直接证明，在任何一组给定的条件下，疲劳是引起磨损的主因。Kragelskii非常强调这种磨损型式，这可从本章前面提到的他所下的磨损定义中看出。他用疲劳观点来解释自己和别人的许多研究成果。Lancaster[14]曾经指出，当人造石墨与金属摩擦时，会发生由疲劳造成的低磨损，而Archard和Hirst[15]曾经指出，因粘着而转移的金属最后靠疲劳过程而分离。国际商用机器公司(IBM)[16]的研究人员所提供的低磨损状态的模型(很不恰当地称之为"零磨损")引用疲劳和腐蚀作为产生这种磨损状态仅有的两种机理。

式(5.1)中的系数$k$已被解释为一个微凸体接触点产生一个

磨粒的概率，没有对其产生方式作任何实际解释。此外，虽然粘着磨损理论能解释转移的磨粒，但它还不能解释游离的磨粒是如何形成的。特别是当两个摩擦表面的硬者发生磨损时，就很难通过粘着理论得到理解。

上述各点都可以假设磨损是一疲劳过程来加以解释。于是，系数 $k$ 可用这样的假设来加以解释，即当某一微凸体经过了很多次的接触和变形，因而产生疲劳裂纹后，才产生了磨粒。一旦发生这种情况，就产生一游离的磨粒，不言而喻，这种机理解释了从两个摩擦表面(不论是硬的还是软的)上产生磨粒的过程。疲劳机理并不排除因粘着机理而转移的可能性，因此大多数磨损现象，看来至少可用疲劳观点作定性的解释。

Kragelskii[1] 曾力图提出一种定量的疲劳磨损理论。他采用了 Tavernelli 和 Coffin[17] 的研究结果，他二人曾经指出，对于各种材料，在每一疲劳循环内所产生的塑性应变与造成破坏的循环次数 $N$ 有关，其关系式为

$$\left[\frac{2\varepsilon_f}{\varepsilon_p}\right]^2 = N$$

式中 $\varepsilon_p$ 为每一循环内的塑性应变幅，$\varepsilon_f$ 为拉伸试验中破坏时的塑性应变。然而，Kragelskii 在他的推导中好象是用了总应变，而不是塑性应变，此外他还根据微凸体的几何尺寸对应变幅作了很含糊的估算。因此，尽管疲劳磨损的机理似乎比粘着理论的机理更切合实际，但是至今尚未建立起令人满意的疲劳磨损理论。作者认为，为了加深我们对磨损现象的理解，必须建立这样一种理论。

### 5.2.4 腐蚀磨损

在腐蚀性的气体或液体环境中，发生摩擦时表面会发生化学反应，因而在一个或两个表面上可以看到化学反应产物。这些化学反应产物通常与表面粘附得不牢，因而继续摩擦会使它们分离。然后，这一过程又重复进行。由此可见，腐蚀磨损既要腐蚀，又要摩擦。譬如说，氧化膜在钢上的生长率随时间按指数律减小，因此

除非氧化膜在摩擦时擦去，金属与氧化物的化学反应将迅速变小，以致可以忽略不计。腐蚀磨损的详细过程极为复杂。化学反应产物取决于环境的确切成分。例如，空气中含有少量的水蒸汽会使化学反应产物成为氢氧化物而不是氧化物。在工业区或沿海工作的机械通常要比在"洁净"空气中工作的机械更快地生锈。

最常见的液体环境是含水的环境，这里有少量的溶解气体（通常为氧气或二氧化碳）会影响腐蚀作用。摩擦金属的相对电势也会影响腐蚀作用。

用了润滑剂通常能保护表面不受腐蚀环境的影响。然而，润滑剂中常会溶有腐蚀性成分，例如油中溶有水，而且润滑剂过一定时间后会变质，使其腐蚀性日益严重。

有些机械，尤其是准双曲面齿轮，必定在可能发生严重粘着即压力大于 $H/3$ 的条件下工作。为了防止在这种工况下发生破坏性的金属焊合，要采用加有微量腐蚀性添加剂即极压（EP）添加剂的润滑剂。

当腐蚀成为磨损的主因时，通常有由几种机理合成的相互作用。表面膜原有的磨损可能是粘着磨损，也可能是磨粒磨损。由于许多常见的表面膜，尤其是氧化铁都是磨料，因此腐蚀磨损和磨粒磨损将同时发生。接触应力高会局部地增加腐蚀作用，从而引起点蚀。众所周知，金属在成形加工中产生的内应力，在腐蚀性气氛中会引起应力腐蚀裂纹。加上表面摩擦后，这就会造成破坏性的磨损，正如两相合金轴承中会发生单相腐蚀那样。

腐蚀不一定是一种有害的现象。氧化膜和其他的腐蚀产物能防止金属微凸体发生粘着，因而在不能形成氧化膜的真空中，金属磨损通常是非常厉害的。

### 5.2.5 微动磨损

被称为微动磨损的磨损现象不是一种特有的机理，不过对它单独进行讨论是有利的。

当两个相互压紧的金属表面之间发生低幅振动时，会出现微动磨损。这是常见的现象，因为大多数机器在运输中和运转中都

会发生振动。易损坏零件的例子有冷缩配合、螺纹联接和花键。

微动磨损基本上是粘着磨损的一种形式，导致两微凸体粘着的法向载荷和引起断裂的振动如前面所述。最常见的微动磨损是与腐蚀相结合的，这时的磨损称为微动磨蚀。在空气中，腐蚀产物为氧化物，而在钢上产生的特有的红褐色细粉末则称为"摩擦锈斑"。这里，原来的磨屑受到氧化。氧化粒子是磨料，由于表面紧密贴合，它不易脱落。继续发生振动会引起磨粒磨损和氧化等等。

微动磨损会使表面产生应力集中源，如果振动应力很高，疲劳裂纹就会蔓延，从而导致完全破坏。

### 5.2.6 侵蚀

侵蚀一词通常是指，当含有固体粒子的流体冲击固体表面时固体所发生的损坏形式。直到最近，侵蚀仍被作为磨损的次要原因，因而有关侵蚀磨损的许多评论几乎都是很简短的。然而，随着高速机械的不断发展以及日益需要强度对密度的比值很高的材料，侵蚀作用就显得更加突出。例如用碳纤维加强的塑料涡轮叶片，其前缘需要专门镀层，以提高抗侵蚀性。

由固体粒子引起的侵蚀

当固体粒子流冲向表面时，磨损率取决于粒子的入射角，而且塑性和脆性固体的磨损率按不同的曲线变化[18]，如图 5.5 所示。根据受侵蚀的固体是塑性还是脆性，这里提出了两种不同的侵蚀机理。

对于塑性固体，可以认为峰值附近的机理与磨粒磨损的机理相同。对于塑性材料，当角度接近 90° 时，疲劳机理也许起主要作用。对于脆性材料，在形成表面裂纹的同时产生了磨粒。对于塑性和脆性这两种磨损形式，磨损率均与冲击粒子的动能也就是与粒子速度的平方成正比。

流体侵蚀

当小滴液体以高速(1000 m/s)投射到固体表面上时，会产生很高的压力，超过大多数材料的屈服强度。因此，一次冲击就会引

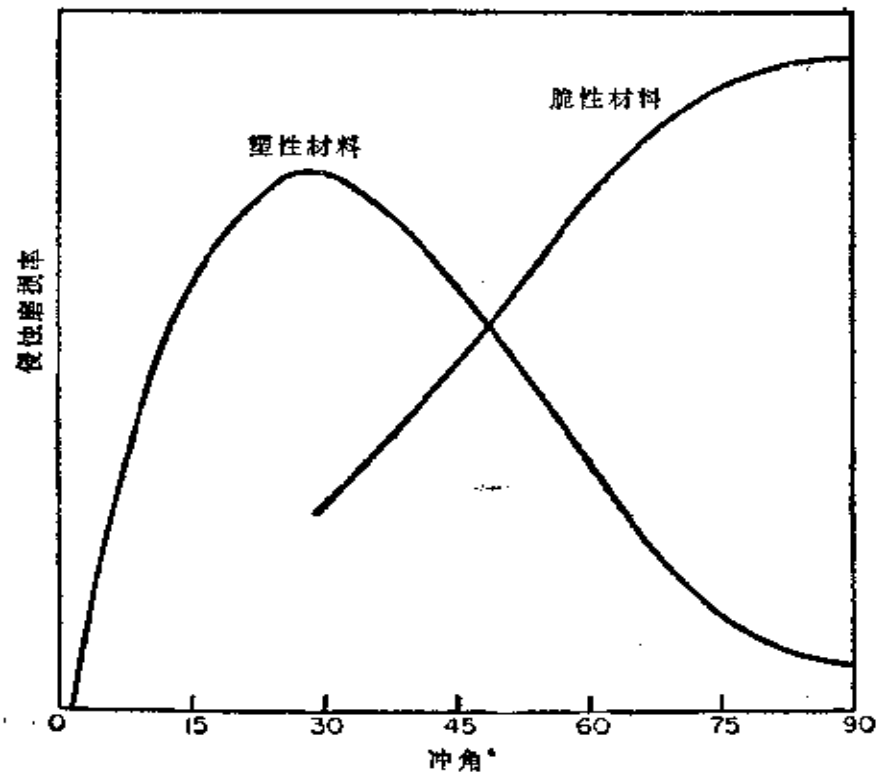



图 5.5　侵蚀率与冲击粒子的入射角的关系

起塑性变形或断裂，而反复冲击则会引起点蚀和侵蚀磨损。

气蚀

气蚀发生在固体和流体作相对运动时，流体中形成的气泡变得不稳定，它压向固体表面而破裂。在船舶螺旋桨和离心泵等部件中可以看到由这种过程引起的损坏。

气泡的稳定性取决于气泡内外的压力差和气泡的表面能。后一因素是衡量气泡破裂时所释放的能量和破裂时可能发生的损坏的尺度。因此，降低液体的表面张力同提高蒸汽压力一样，均可减少损坏。

电火花侵蚀

如果在两表面间发生电火花，就会造成以去除和析出金属的形式出现的永久损坏。这就是大家知道的电气触点方面的问题。当触点在摩擦时，例如在整流器中，铜质整流器上的火花损坏就会引起电刷发生过度的磨粒磨损。损坏会越来越厉害，这是因为如果

将某一整流器铜条做成稍凹并有火花发生，则电刷-铜条接触将变坏，从而引起更强的火花，甚至使铜熔化。

如果很难用常规方法切削，例如金属很硬时，以及必须限制表层下损坏量，例如对金属单晶体作无应变切削时，就可用电火花侵蚀作为一种金属去除方法或切削方法。

### 5.2.7 磨粒的尺寸

我们至今已评论了各种磨损机理，但是尚未研究影响所形成的磨粒尺寸的各种因素。Rabinowicz[19] 曾经指出，如果形成一磨粒，则分离前所储的弹性能必大于新生表面的表面能。这种方法得出了衡量微凸体接触点是否产生磨粒的判据，由此可得 $k$ 值。然而，如下所述，这一理论正在受到评论。

Rabinowicz 研究了在发生屈服后粘附于一个表面上的半球形粒子所储的能量。这一粒子每单位体积所储的能量为 $p_0^2/2E$，这里 $p_0$ 为屈服压力，$E$ 为弹性模量，而粒子的体积为 $\frac{2}{3}\pi r^3$。如果使该半球体沿其径向平面分离，则新生表面的表面能为 $2\pi r^2\gamma$，这里 $\gamma$ 为单位面积的表面能。于是按照 Rabinowicz

$$\frac{2}{3}\pi r^3\left(\frac{p_0^2}{2E}\right)>2\pi r^2\gamma$$

或

$$r>\frac{6E\gamma}{p_0^2}$$

如果对于金属以 $H/3$ 置换 $p_0$，则

$$r>\frac{54E\gamma}{H^2}$$

常数的确切值是假设了粒子为半球形而求得的。当粒子为其他形状时，上式可改写成

$$r>\frac{KE\gamma}{H^2} \tag{5.7}$$

式中 $K\approx 54$，视粒子形状而定。

Rabinowicz 接着假设 $H/E$ 大致为常数，从而得

$$r>\frac{K'\gamma}{H} \tag{5.8}$$

Rabinowicz 将此解释为只有那些大于一定的临界尺寸(取决于 $\gamma/H$)的磨粒才能分离。然而，由表 5.1 可知，$H/E$ 的变化范围很大，因而式(5.7)比式(5.8)更切合实际。此外，Levy、Lindford 和 Mitchell[20] 认为，在摩擦的情况下，式(5.7)所示的 $r$ 值不应作为最小值，而应作为求得的最大值。无疑很难看出，$r$ 如何能永远大于式(5.7)的右边，而当存在其他形式的能量例如摩擦表面的动能时很可能是，在 $r$ 达到临界尺寸之前磨粒已经分离。因此，相应的关系式成为

$$r<\frac{KE\gamma}{H^2} \tag{5.9}$$

这种意见已为 Aghan 和 Samuels[21] 的实验研究所证实，他们指出在研磨抛光的条件下，磨屑是由尺寸比 Rabinowicz 所预计的小几个数量级的粒子所组成。

### 5.2.8 IBM 的磨损工程模型

前几节所列出的表达式是想用分析法来表示磨损与滑动条件(例如载荷和速度)及材料性能(例如硬度和弹性模量)之间的关系。这些表达式都没有得到公认，因此，IBM(国际商用机器公司)的 Endicott 实验室工作人员曾试图通过实验求得能直接用于设计摩擦元件的磨损表达式。这样的表达式已经求得，似乎具有很大的适用范围。IBM 的研究可分为两部分。第一部分是求得一些表达式，以决定在磨损深度超过原始表面光洁度之前可以容许的摩擦次数。第二部分是列出一些表达式，以便用于预测超过原始表面光洁度深度的磨损。这两部分分别称为零磨损和可测磨损。

**零磨损**

首先来定义称为"通过一次"的滑动单元。滑动单元就是沿滑动方向的滑动距离等于表观接触宽度。例如在图 5.6 所示的圆销-圆柱式磨损测量装置中，通过一次为长度 $l$，因而每回转一周通过 $2\pi r/l$ 次。

已经知道，对于通过一次的零磨损(磨损少于表面光洁度)，条件为

$$\tau_{max} < 0.54\tau_\gamma \qquad (5.10)$$

式中 $\tau_{max}$ 为所受的最大剪应力，而 $\tau_\gamma$ 为引起屈服所需的剪应力。

对于通过 2000 次的零磨损，条件为

$$\tau_{max} < \gamma_r \tau_\gamma \qquad (5.11)$$

式中 $\gamma_r$ 为通过实验确定的常数，其值可取 0.54 或 0.20。

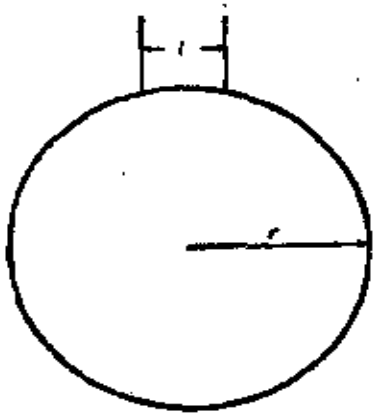


图 5.6 IBM 磨损模型中“通过一次”的概念 圆柱回转一周通过一次，而销子通过 $2\pi r/l$ 次

通过 $M$ 次的零磨损条件与通过 2000 次的零磨损条件间的关系式为

$$2000(\gamma_r\tau_\gamma)^9 = M(\tau_{max})^9 \qquad (5.12)$$

IBM 的研究人员已经得出，这些表达式适用于各种材料(不论是金属还是塑料)、各种几何形状、各种润滑剂和各种表面光洁度。

表达式简单得出人意料。这些表达式似乎与表面光洁度无关，但是应该记得前面已根据原始表面光洁度给零磨损下了定义。$\gamma_r$ 值只取为 0.54 和 0.20，这样取法至今尚未作理论说明，但是 $\gamma_r$ 的选择似乎与材料转移的可能性有关，0.54 适用于较小的转移可能性，而 0.20 适用于较大的转移可能性。Palmgren 方程(5.6)与方程(5.12)相类似，前者表示滚子轴承的工作载荷 $P$ 与造成破坏的循环次数 $N$ 的关系。这就是

$$P_1^3 N_1 = P_2^3 N_2$$

如用赫兹方程将载荷换算成应力，则得一 9 次幂的关系式。

凡是所需要的材料常数似乎均包含在 $\tau_{max}$ 内，而 $\tau_{max}$ 则取决于摩擦力，即取决于硬度(或弹性模量)和接点的抗剪强度。速度和温度等参数在此模型中似乎没有加以考虑。然而这些参数会影响 $\tau_{max}$ 中所含的材料常数。例如，已经发现某些塑料在很高的摩擦速度下的结果就与预测的不符。然而也已发现，高速会导致塑料熔化，从而改变材料的性能。采用了 $\tau_\gamma$ 和 $\tau_{max}$ 的修正值后，已使推算值和实验结果一致起来。

可测磨损

这里，磨损量 $Q$ 与通过次数 $M$ 有关，也与每通过一次时消耗在磨损上的能量 $E$ 有关。这些量之间的恰当关系式就是微分关系式

$$\mathrm{d}Q=\left(\frac{\partial Q}{\partial E}\right)_M \mathrm{d}E+\left(\frac{\partial Q}{\partial M}\right)_E \mathrm{d}M \tag{5.13}$$

现有两种不同性质的磨损，一种是严重的转移，另一种只是中等程度的转移。第二种磨损在实际系统中较为常见，下面来进行讨论。

作了某些简化假设后，得下列方程

$$\mathrm{d}\left[\frac{Q}{(\tau_{\max} l)^{9/2}}\right]=C\,\mathrm{d}M \tag{5.14}$$

式中 $C$ 为该系统的一个常数，而 $l$ 为通过一次的滑动量，即沿滑动方向的表观接触面积长度。将 $\tau_{\max}$ 和 $l$ 的表达式代入此方程后进行积分，可得 $Q$。常数 $C$ 通常必须通过实验测定某一通过次数下的磨损量而求得。然而，Bayer[22] 曾经指出，零磨损和可测磨损的模型可以结合起来求得 $C$ 的解析式。这时，$\gamma_r$ 值(不是 0.54 就是 0.20)必须通过实验求得，因为转移条件必有高低。

IBM 的研究人员已在一系列的论文中介绍了如何应用零磨损和可测磨损模型解决实际设计问题。

## §5.3 影响磨损的各种因素

下面几节我们将分析能使摩擦表面的磨损率发生很大变化的一些因素。虽然按不同的标题来考虑这些因素是方便的，但是我们可以看出它们是互相影响的，很难将它们一一分开。例如，表面高温可由重载和高速所引起。温度影响表面膜的形成，并会引起表面结构和硬度的变化。下面所考虑的一些因素将在第六章中作更详细讨论。

### 5.3.1 表面膜的影响

因为摩擦与磨损实质上都是表面现象，所以摩擦表面上覆盖膜的存在和性能，对它们起决定性作用。我们首先来研究无表面膜存在的条件下即高真空中的磨损。

真空中的磨损

Bowden 和 Rowe[23] 曾对在 $10^{-8}$ mm 水银柱的真空中的摩擦和粘着作了全面的研究。他们发现，在法向力和切向力的作用下，接点的生长并不受表面膜存在的阻碍。因此焊合发生在较大的接触面积上，从而导致摩擦系数增大。为使切向运动(即摩擦运动)继续进行，必须破坏这些焊合接点。如前面所述，磨损是否发生取决于接点断裂的确切位置，但很明显，接点的面积愈大，则磨损率愈大。实际上，大多数金属在这种情况下都发生破坏性的磨损。Bowden 和 Rowe 主要为了研究基本性能而进行了这些实验。然而，对于高空飞行的飞机、导弹和宇宙飞船，在真空中发生的剧烈磨损目前是一个重要的现实问题。为了了解高真空中的摩擦和磨损以及提供高真空用的实际轴承，至今已作了大量的研究工作。其中大部分已由 Bisson[24] 作了总结。常用的油、脂润滑无疑不可能长期使用。可能解决此问题的方法是采用抗剪强度低的金属膜、塑料或固体润滑剂。新近的研究成果是采用六方密排金属作为宇宙空间用轴承材料，但这一问题将在以后作充分讨论。

氧化膜

大多数金属都覆盖有一层氧化膜，即使经切削或磨光而被清除后，也不消五分钟就会形成一层具有 5 到 20 分子层的氧化膜。在常规大气中，当覆盖微凸体的氧化膜被擦去时，洁净的金属表面几乎立即被一单分子层所覆盖。凡是研究有关金属在大气条件下摩擦的问题时，必须考虑这种情况。

除非载荷很小，氧化膜并不能防止金属的相互接触，这可从 Wilson[25] 的结论中看出，他测量了各种不同的金属摩擦副之间的接触电阻，接触电阻的急剧下降表明金属发生接触。在微凸体发生金属接触的地方，可能发生并且一定会发生局部焊合，但是如前面(第四章)所述，在真空中氧化膜能阻止接点生长，从而降低了摩擦力和磨损率。

有不少研究人员认为，金属磨损可分为轻微磨损和严重磨损两类。轻微磨损是在轻载下发生的，这时接触电阻高，磨屑很细，

主要由金属氧化物组成，而摩擦表面被磨得很光。严重磨损是在重载下发生的，这时接触电阻低，磨屑中有粗金属粒子，且摩擦表面是粗糙的。图 5.7 表示取自 Archard 和 Hirst[15] 的这种结果。

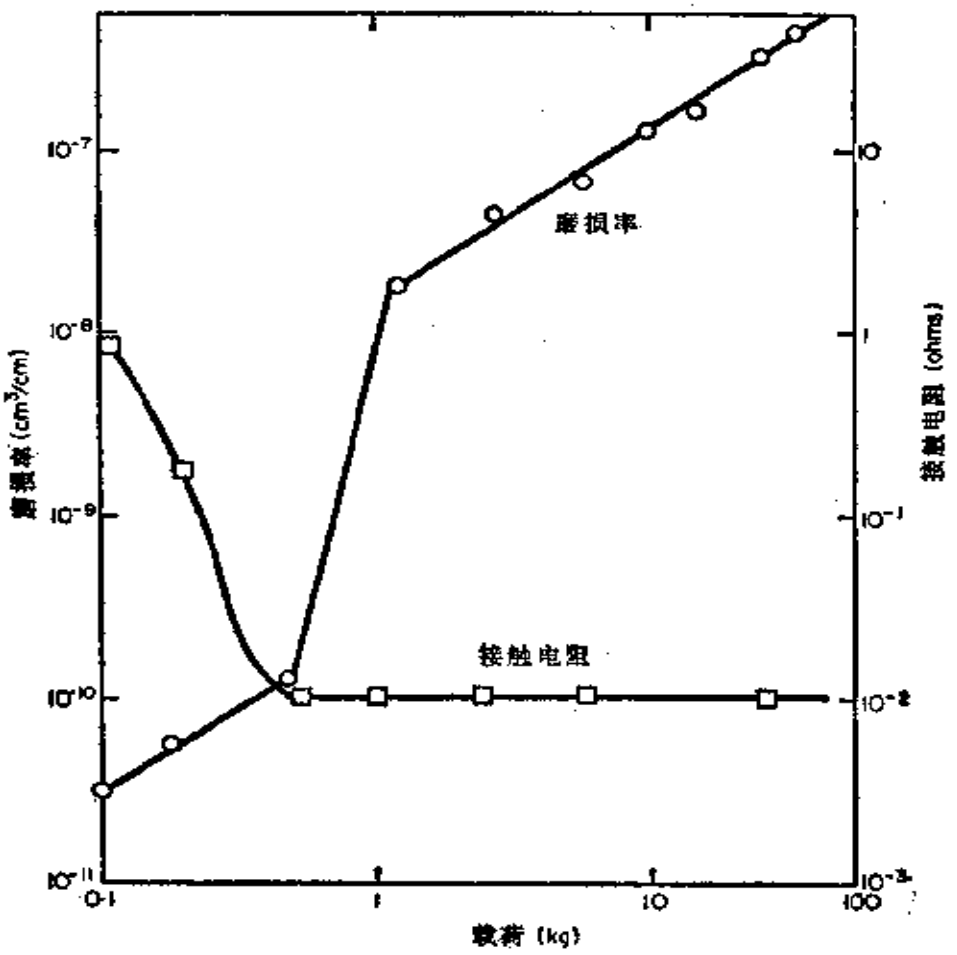



图 5.7　60/40 黄铜销的磨损率与接触电阻的变化曲线

氧化膜的性能也很重要。例如，在铝上形成的硬而脆的氧化物不能很好地防止严重磨损。Barwell[26] 曾提供了意外的结果如下：钢对钢在 $10^{-4}$ mm 水银柱的真空中摩擦时，磨损要比在通入空气后来得小。这可解释为，在 $10^{-4}$ mm 水银柱的真空中，钢上形成了一层薄而韧且粘附得很牢的氧化膜，而通入空气后则形成的氧化膜较厚且防护作用较差。

在研究铜质集流环的磨损时已经发现，当电刷为阴极时，铜的氧化率提高，但氧化膜粘附得不牢，因而磨损率较高；当电刷为阳

极时，铜的氧化率降低，但氧化膜坚韧而粘附得很牢，因而磨损率低。在较大的电流下，电刷为阳极时则显得磨损率高，这显然是由于氧化膜的阴极完全还原所致。

在这一节中，我们研究了氧化膜对粘着磨损的影响，但是由于同时受化学腐蚀与发生摩擦而引起的磨损，无疑可称为腐蚀磨损。氧化膜也会大大影响磨粒磨损，因为许多金属氧化物都很硬，而以磨屑的形式出现时将起磨粒作用。

边界润滑

"边界润滑"一词是指这样一种情况：在两摩擦表面之间存在着油膜，但其厚度不足以防止微凸体穿过油膜而发生接触。

有很多机械完全是在边界润滑状态下工作的。另有一些机械则设计成在完全流体动力润滑状态下工作，可是由于油膜厚度为速度的函数（见第十章），所以在起动和制动时油膜厚度不足以把两表面完全隔开，于是就处于边界润滑状态。我们最初也许把边界润滑剂的作用看作与氧化膜基本相同，也就是说它能限制（但不能防止）微凸体发生金属接触，并能抑制接点生长。此外，当轴承在恶劣环境中工作时，润滑剂还能限制腐蚀性的液体或气体侵入，从而减轻磨损。

边界润滑剂的效果主要不是取决于润滑剂的流变性能，而是取决于它的化学性能。已经发现，液体脂肪酸比链长相仿的酒精更有效。一般认为，这是由于活性较强的脂肪酸化学吸附在金属表面上所致，并且已经查明一、二个分子层就能使磨损减少到千分之一。然而，对脂肪酸不起反应的金属则可用链长相同的酒精来获得同样的润滑效果。由此可见，在金属表面上形成一层固体金属皂膜的那些情况下，边界润滑的效果可以获得提高。

在准双曲面齿轮中所生的非常高的压力下，有机边界润滑剂就失效了，因为这种润滑剂由于接触处的局部高温而分解。为了防止发生这种情况，要在润滑剂中掺入极压添加剂，例如有机氯化物或有机硫化物就是。这些添加剂在常温下是稳定的，但在热点上会与金属起反应，形成金属氯化膜或金属硫化膜，从而防止微凸

体发生焊合，并使粘着磨损减轻到容许的程度。

固体润滑剂

固体润滑剂可以应用树脂一类的粘结剂加于轴承表面，也可制成粉末状而放在承受轻载的两摩擦金属之间，这时它们粘附在金属表面上，最后形成一粘附很牢的覆盖层。固体润滑剂还可制成细粉状掺入液体润滑剂中，从而使摩擦表面也最后获得一固体润滑剂的覆盖层。在汽车发动机中，固体润滑剂的作用是掺入油中使"磨合"期存在薄膜，即它的作用是减少金属接触点的数量并抑制接点生长。此外，它还使界面的抗剪强度降低。

减轻磨损的效果可用这一实例来加以说明：如果将固体润滑剂掺入汽车发动机的油中，则"磨合"期几乎比常规润滑的情况延长一倍。"磨合"就是磨去切削加工时产生的较大微凸体。在高真空(宇宙飞船)中或高温下，不能使用常规的润滑剂(油或油脂)，这时就要用固体润滑剂来减轻磨损。固体润滑剂还可用于防止突然事故中的短期磨损，例如油从汽车发动机中完全漏掉时。

其他表面层

在金属表面上涂一层比基体金属耐磨性好的薄金属，可以减轻金属之间的磨损。这显然是一种十分经济的做法，因为有许多耐磨金属价格昂贵，但获得有效表膜厚度所化的费用则很低。

铑和铬都很硬，用这两种金属的电镀层来保护气缸套、曲轴和类似的应用场合已奏成效。这两种镀膜的耐磨性已由 Moore 和 Tabor[27] 所证实。很有成效的坚硬面层和耐磨镀层是用喷镀法和熔敷法镀覆的。主要以钴、铬和铁为基的这些镀层具有良好的热硬性，而且也很耐腐蚀。

铟和铅一类的软金属膜已被应用于较硬的金属基体上。其应用已奏成效的实例是润滑深冲压工序用的冲模。

除了上述在基体上镀覆表面层的方法外，还有一些方法是使基体表面起化学作用以提高表面的耐磨性。钢的磷化和硫化处理就是这种方法的实例。钢铁表面也可通过渗氮和渗碳来加以硬化。此外，坚硬表面层还可通过热处理来产生。例如，轧钢机的巨

大铸铁轧辊在淬火时，表面冷却速度较高，因而表面成为坚硬的"白口铁"，而心部则由脆性低的"灰口铁"构成。

最后应该指出，摩擦作用本身会引起表面层的变化。已经知道，预加工硬化并不影响耐磨粒磨损性，因为摩擦作用可使表面获得加工硬化而其硬度达到最大值。有关改善钢铁材料摩擦表面的参考资料是常有的，然而对改良材料的确切形态却很少有人加以分析。称为坚硬"白点"层的材料可在经过摩擦的铸铁和铸钢上看到。这种表面层的形成也许与热点温度高到足以使碳化物溶解而后快速冷却有关。

### 5.8.2 温度的影响

摩擦表面的温度对磨损主要有三方面的影响。它能改变：

(a) 摩擦材料的性能；

(b) 表面沾染膜的形成；

(c) 润滑剂的性能。

我们来逐一加以讨论。

金属的硬度通常与温度有关，温度愈高，则硬度愈低。由于微凸体发生粘着的可能性和磨损率随着硬度的降低而增大，因此无其他的影响时，它们还随着温度的升高而增大。这种影响已由 M. J. Hordon[28] 所证实。为了抵消这种影响，在高温下工作的轴承材料必须选用热硬性好的金属。高温下常用的金属有工具钢和以钴、铬、钼为基本成分的合金等。然而，当温度大约超过 850°C 时，必须选用金属陶瓷或陶瓷。

一种十分不同的温度影响是温度引起的相变，从而导致轴承材料的性能发生根本性变化。这种例子将在第六章中作详细说明。

大多数金属在常规大气中都覆盖有一层氧化膜。氧化膜确切的形式和厚度取决于形成时的温度，这也将在第六章中加以讨论。

Welsh[39] 曾报道了钢铁材料在常规大气中摩擦时所生的摩擦热的另一种影响。他发现，在轻载下磨损多，而在重载下则磨损率降至很低值。金相研究表明，磨损率的这种降低是由于形成了

坚硬的表面层所致，而 Welsh 认为是由于金属在重载荷所产生的温度下与大气中的氮相互作用所致。

如果用油润滑的轴承的工作温度升高，则油将变质，因为油首先氧化，然后热分解。这时，有一个极限，超过此极限后，有机流体就不能减轻磨损，因此在高温下必须使用另外的润滑剂，例如石墨和二硫化钼等固体润滑剂。

氧化和热分解会使油的润滑性能发生不可逆的变化。一般说来，在边界润滑状态下，当润滑剂为固体时能起最大的保护作用。如果这种润滑剂的温度升高到熔点以上，则磨损率增大，但变化是可逆的，因为当温度降低后润滑剂又能起保护作用。润滑活性金属表面的脂肪酸，在温度超过其熔点时由于形成了金属皂，仍能提供良好的耐磨性。

### 5.3.3 载荷的影响

载荷增大会引起摩擦力增大，因而会引起温升，其产生的影响如前面所述。载荷增大还会使轻微磨损转化为严重磨损。这种转化大约发生在下列条件下：

$$\frac{W}{A_a}=\frac{H}{3}$$

式中 $W$——载荷；

$A_a$——表观接触面积；

$H$——硬度。

这已由 Burwell 和 Strang[5] 所证实(见图 5.2)。

从轻微磨损转化为严重磨损是由于接触着的微凸体下面各塑性区相互作用所致[30]。在轻微磨损过程中，情况如图 5.8 所示。这时各塑性区并不相互作用。当载荷增大时，各塑性区就相互作用，如图 5.9 所示，这时表面下的区域就完全变成塑性区。超过此



图 5.8 在较轻的载荷下，滑动平面的接触微凸体下面的独立塑性区

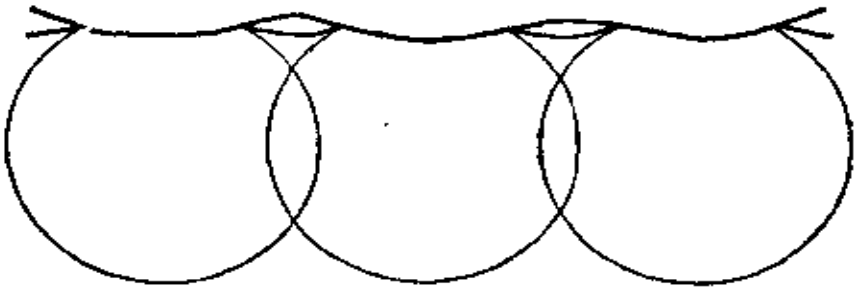


图 5.9　在重载下滑动平面的塑性区的相互作用

转化点后，就不再服从阿蒙顿定律了，这时发生了严重磨损。

### 5.3.4　相容性的影响

Rabinowicz[31] 曾经指出，冶金相容性差的金属副会显示出摩擦小而磨损少。他将"冶金上相容"的金属定义为具有高度互溶性的金属。于是，相容性可按二元平衡图来加以评价。Rabinowicz 试图将十二篇已发表的研究论文中的粘着、摩擦与磨损数据与所用金属副的相容性联系起来。他发现，相容性与粘着无关，与摩擦有一定的关系，而与磨损有较密切的关系。

这表明，对于边界润滑或无润滑的滑动，为使磨损率低，应选用互溶性差的金属副。选择轴承材料时应当避免采用同样的金属，即相容性为 100% 的金属，这一点无疑已得到公认。

### 5.3.5　晶体结构

六方晶体的金属在相互摩擦时的摩擦系数要比面心立方晶体和体心立方晶体的金属低得多。这一点将在第六章中作详细讨论，因而在此不作进一步研究。

## §5.4　磨 损 试 验

在实验室进行的磨损试验可以很方便地分为两大类。第一类试验是使简单几何形状的试样作相对运动，逐一改变影响磨损的参数，然后设法建立磨损率与各个参数之间的关系。这类试验包括简单的对比磨损试验直到为加深理解基本的磨损机理而作的严密控制的试验。这类简化试验得到的结果常与实践中遇到的复杂磨损情况没有直接关系。因此，为了研究比较切合实际的磨损问

题，通常要进行模拟实际情况的第二类试验。在这类试验中，所模拟的条件往往是实践中可能遇到的最恶劣的磨损条件，而在有些试验中，为了缩短试验时间，大大加重了这种条件。这类试验所得的结果只有有限的适用范围，不大可能提供任何基本的资料。

### 5.4.1 磨损试验机

现将简单磨损试验中常用的一些试样形状列举如下。

四球式试验机就是一个球与一组（三个）球相互压紧而回转的一种试验机。这主要用作对比试验来评定润滑剂的性能。

在圆销-圆盘式试验机中，将一固定的圆柱销（其一端为半球形、锥形或平面）压向回转的平圆盘或圆环。也可以用两个圆环，一个固定而另一个回转。

圆销-圆柱式试验机也有一固定销，但这里它的一端压向回转圆柱的表面。在这种装置中，圆柱还可沿轴向作直线运动，以使圆销始终与未用过的圆柱表面相摩擦，因而磨损痕迹为一螺线。交叉圆柱式试验机有一固定圆柱，其圆柱表面压向回转圆柱的表面，两圆柱的轴线交叉成 90°。此外，回转圆柱也可再增加直线运动。

为了模拟滑动与滚动的组合运动，将两个从动圆盘相互压紧。如改变圆盘的相对速度，就可研究纯滚动或者滑动与滚动的任何组合运动。

上述型式，各有其优缺点。例如，平端圆销-圆盘式以及圆环-圆环式在运转中仍保持其宏观的几何形状，但圆销-圆盘式是不对称的，圆盘材料在运转中大部分是暴露在大气中的。在圆环-圆环式中，两表面不断摩擦，暴露在大气中是有限的。此外，在这种型式中，磨屑也较难脱离。交叉圆柱式试验机也许是最易制造的试验机。宏观几何形状随磨损的进展而改变，磨损痕迹的尺寸足以代表总的磨损量。图 4.2 表示交叉圆柱式试验机的一个实例。

### 5.4.2 测量磨损时要注意的事项

众所周知，磨损测量结果是变化无常的。在同一实验室同一试验机上所做的实验在不同的时期可以得出大不相同的结果。这

种变化几乎都是由于对摩擦表面所处的条件控制不当所致。例如，有外来砂粒侵入会导致磨损率增大，有少量水蒸气存在会改变氧化膜的生长，在装卸试样时会涂上油脂沾染膜。因此，表面必须重行制备和清理。周围环境必须保持不变，同时必须防止磨料侵入。这些控制条件的一个极个别例子是测量宇宙空间环境中的磨损。这里，试样经机械加工和电抛光并用电子轰击法清理，然后在$10^{-12}$ mm 水银柱的压力下进行试验。图 4.3b 表示这种试验装置的一个实例。

## §5.5 防止磨损的方法

当两个接触表面作相对滑动时，必然会发生磨损。防止磨损的唯一方法是把两表面隔开。这意味着在流体动力润滑状态下作连续运转。当轴承渐停或启动时，有些微凸体会发生接触。在这种情况下，可以选用适当的边界润滑剂或固体润滑剂并通过材料选择来保持低磨损。硬材料的磨损比软材料慢，同样材料的摩擦应该加以避免。表面必须光滑，外来的粒子必须通过空气和润滑剂的过滤与轴承隔绝，如有可能，腐蚀性的气氛也必须加以隔绝。

实际上，磨损是不可避免的，因而在很多情况下，把轴承设计成其中一个零件的磨损率很低，而另一相配零件的磨损率较高，以便将它更换。例如，更换内燃机曲轴的代价很大，因此曲轴用硬钢制造，并且支承在价格较廉而质地要软得多的金属（铅锡、铜铅、铝锡等合金）轴承衬上。采用软金属轴承还有另外的优点。它很易变形，从而使因轴的变形或不同心而引起的局部重载得以重新分布，并能吸收外来的磨粒。即使在极个别的情况下，例如润滑剂全部漏失，由于许多轴承材料的熔点很低，也能在短期内避免轴的损坏。

## §5.6 磨损关系式在设计中的应用

研究磨损的一个最终目的，是要能够设计零件（这里设计的含意包括材料的选择），而该零件在一组已知条件下运转时应具有已

知的容许磨损率。前面所提供的理论，都不能根据载荷、速度、材料性能和轴承几何形状等资料来预测轴承寿命，不过下面将介绍几种应用现有知识来建立设计准则的方法。

### 5.6.1 阿查德方程的应用

如果我们想把 Archard[4] 的磨损方程(5.1)应用于在边界润滑状态下工作的轴承，则必须使这种型式的轴承运转，而且为了按那些特定条件求 $k$，必须测量磨损率。如果后来条件有所改变，例如载荷增大，而求得的 $k$ 值与以前相同，则说明在任何的中间载荷下都可应用阿查德方程。换句话说，我们通过实验求得了一系列条件下的 $k$ 值后，就可用阿查德方程进行内插而不是外推。几何形状、速度或载荷的变化都会引起 $k$ 的变化。然而，我们能定性地应用该方程，例如，增加载荷一般会引起磨损率增大，提高材料硬度一般会降低磨损率。

### 5.6.2 IBM 模型的应用

前面所述的 IBM 磨损模型是为了想改善这种情况而建立的。IBM 磨损研究小组在许多刊物中阐述了如何将磨损模型应用于实际情况。下面的例子就是取自这些论文之一[32]，它将"零磨损"模型应用于设计图 5.10 所示的钢对钢的凸轮和从动杆。这时，问题在于保证良好的磨损性能，也就是保证凸轮在 1oz (盎司，即 28.35g) 的载荷作用下回转 $10^6$ 转之后，磨损深度小于原始的表面光洁度。运用赫兹理论可求得最大剪应力为 $7.95\times10^3$ lbf/in$^2$ (磅力/英寸$^2$)。接触面积沿滑动方向的尺寸 $l$ 值也可按赫兹理论求得为 0.002in。

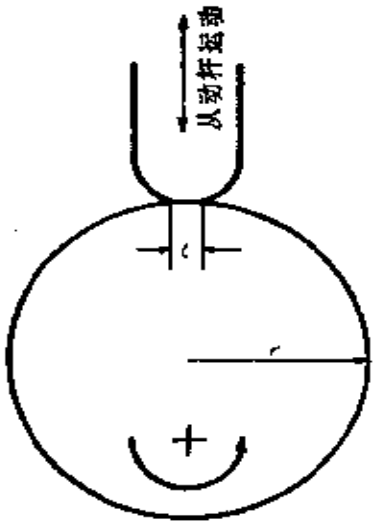



图 5.10 按"零磨损"设计的凸轮和从动杆

现在，由于从动杆处于不断的接触中，这一点与凸轮不同，而凸轮在一转中又接触 $2\pi r/l$ 次，因此

$$M_{凸轮}=10^6 \text{ 次}$$

$$M_{从动杆}=6.28\times10^9 \text{ 次}$$

$\gamma_r$ 值必须通过实验来确定，但一旦确定后，此值就适用于在任何载荷作用下的这种材料和润滑剂组合。我们现在假设 $\gamma_r$ 已经确定，这时其值为 0.54。

剪切屈服点之值为

$$\tau_{\gamma\,凸轮}=4.0\times10^4\,\mathrm{lbf/in^2}$$

$$\tau_{\gamma\,从动杆}=1.50\times10^5\,\mathrm{lbf/in^2}$$

将上列两值代入式(5.12)，即可算出疲劳极限为

对于从动杆

$$\left(\frac{2\times10^3}{M_{从动杆}}\right)^{1/9}\gamma\tau_{\gamma\,从动杆}=1.552\times10^4\,\mathrm{lbf/in^2}$$

对于凸轮

$$\left(\frac{2\times10^3}{M_{凸轮}}\right)^{1/9}\gamma\tau_{\gamma\,凸轮}=1.09\times10^4\,\mathrm{lbf/in^2}$$

可见，这两个疲劳极限均大于 $\tau_{max}$，因此按照规定，设计是可行的。

如果算出的疲劳极限低于 $\tau_{max}$，就必须重新设计轴承并重新计算疲劳极限，或用另一种方法采用容许磨损的另一个准则，并用 IBM 的可测磨损模型来计算该系统的磨损率。

### 5.6.3 *P–V* 因数

对于在边界润滑状态下工作的轴承，常用的一种方法是规定该轴承的 *P–V* 因数。这个因数就是单位面积上载荷与速度的乘积，对于任何一种轴承，它都是通过实验求得的。*P–V* 因数的用法将在第六章中作充分研究。

## §5.7 磨损实例——内燃机磨损

一台新的发动机在运转之前，其各对轴承表面均未很好地配合。安装时可能有微小的初始误差，而且在所有的表面上必定会出现“凸出点”。轴承间隙起初很小，因此油在冷却时流量很小，再加上初始摩擦较大，这样就使轴承温度比正常时为高。“磨合”就是磨去凸出点以使轴承两表面配合的过程，此外表面还发生加工硬化，因而变得更加耐磨。磨合期的磨损比正常运转时多，这是因为“凸出点”导致更多的微凸体发生接触，安装时不同轴度使表观

接触面积减小和轴承压力增大，同时高温通常导致磨损率提高。

如果"磨合"进行得顺利，则"凸出点"将因粘着磨损和塑性变形而去除。磨损使实际接触面积逐渐增加到它等于设计的接触面积为止，因而接触压力降低。在此期间，摩擦损耗减少，轴承间隙增大，从而使表面温度降低。由于上述种种原因，使磨损率减小到它达到发动机的正常稳态下的磨损率为止。然而，如果初始的不同轴度十分大，则表观的轴承表面积就会很小，以致压力超过硬度的三分之一。这时，磨损率非常高，如图 5.2 所示，因而在大面积损坏或者甚至发生咬死之前，实际接触面积不能增大到使压力降至 $H/3$ 以下，也就是说使磨损率降低到正常水平。

即使在不同轴度达到最小时，"磨合"期的磨损率也比正常运转期来得高。这样就产生了大量的磨屑，为了避免过多的磨粒磨损，要将这种磨屑与新发动机中常常存在的少量型砂和切屑一起从润滑油中过滤掉。

经"磨合"期后，磨损的两个主要原因是磨粒磨损和腐蚀。隔绝外界的粒子和有效地滤油，可使磨粒磨损达到最少。腐蚀被认为是汽车发动机中气缸与活塞环的主要磨损机理，虽然油的现代配制方法已大大减少了腐蚀性。石油中含硫和添加剂也是造成腐蚀的一个原因，但是腐蚀的主要原因是由燃烧物 $CO_2$ 和水分合成的碳酸。Burwell[2] 把这种情况说明如下：

早晨将汽车冷车起动，然后开车上班，汽车在那里停放，冷下来时温度可能降到零下。晚上又重复这一过程。因此，即使总的行驶距离很短，每天也要重复从冷到热再到冷这样两个循环。发动机每冷却一次，碳酸就冷凝在气缸套上，产生磨蚀物（例如 $Fe_2O_3$）。下一次启动就磨去这些磨蚀物，另外产生一些磨粒磨损。这种机理已由对比磨损试验所证实，在试验中，两台发动机在同样的条件下作同样时间的运转，而一台作连续运转，另一台作间歇运转而让它在每次运转后冷下来。发动机作间歇运转时的气缸磨损要比发动机作连续运转时高许多倍。发动机中油的分析结果也证实了腐蚀机理在间歇运转时的重要性。

在连续运转时发现，除了活塞接近于极限位置时，活塞和气缸之间始终存在流体动力润滑条件，也就是说在上、下死点处摩擦速度为零而润滑属于边界润滑。这已由气缸套上的磨损测量结果所证实，由此可知，在行程的两个极端磨损较大，而上死点的磨损比下死点大，这是因为在行程底部油温较低而油的润滑效果较好的缘故。

## §5.8 结　　论

上面所举的内燃机中活塞与活塞环界面的例子说明，一台最常用的机械的磨损可能是由于本章所述的各种不同磨损型式作不同程度的组合所致。界面上的材料发生粘着、磨粒、腐蚀和疲劳等磨损。此外，由于环境、速度、载荷、温度和润滑效果的不同，这些磨损机理的相对重要性随气缸上位置的不同而不同。这一例子可用来说明磨损过程确实是一非常复杂的过程，这也许能解释为什么至今在预测实际工况下的磨损率方面成果不大的原因。

## 参 考 文 献


1. I. V. Kragelskii. *Friction and Wear*. Butterworths, London, (1965).
2. J. T. Burwell. Survey of possible wear mechanisms. *Wear*, **1**, (1957), 119–141.
3. M. Kerridge and J. K. Lancaster. The stages in a process of severe metallic wear. *Proc. R. Soc.*, **236A**, (1956), 250–264.
4. J. F. Archard. Contact and rubbing of flat surfaces. *J. appl. Phys.*, **24**, (1953), 981–988.
5. R. Holm. *Electric Contacts*. Almgvist & Wicksells, Uppsala, (1946).
6. J. T. Burwell and C. D. Strang. Metallic wear. *Proc. R. Soc.*, **212A**, (1952), 470–77.
7. M. M. Kruschov. Resistance of metals to wear by abrasion; related to hardness. Instn mech. Engrs Conf. Lubrication and Wear, London, (1957), 655–59.
8. C. N. Rowe. Some aspects of the heat of absorption in the function of a boundary lubricant. *Trans. Am. Soc. Lubric. Engrs*, **9**, (1966), 100–111.
9. A. G. Cattaneo and E. S. Starkman. A.S.M. Symposium on Mechanical Wear, Cleveland, Chapter IV, 1950.
10. R. C. D. Richardson. The wear of metals by relatively soft abrasives. *Wear*, **11**, (1968), 245–75.
11. T. L. Oberle. Properties influencing wear of metals. *J. Metals*, **3**, (1951), 438–9.
12. R. T. Spurr and T. P. Newcombe. The friction and wear of various materials sliding against unlubricated surfaces of different types and degrees of roughness. Instn. mech. Engrs. Conf. Lubrication and Wear, London, (1957), 269

13. H. Hertz. *Z. reine angew. Math.* **92**, (1881), 155.
*or see*
S. P. Timoshenko and J. N. Goodier. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill, New York, (1970), p. 409.
14. J. K. Lancaster. The relationship between the wear of carbon brush materials and their elastic moduli. *Br. J. appl. Phys.* **14**, (1963), 497–505.
15. J. F. Archard and W. Hirst. The wear of metals under unlubricated conditions. *Proc. R. Soc.*, **236A**, (1956), 397–410.
16. R. G. Bayer, W. C. Clinton, C. W. Nelson and R. A. Schumacher. Engineering model for wear. *Wear*, **5**, (1962), 378–91.
17. J. F. Tavernelli and L. F. Coffin. A compilation and interpretation of cyclic-strain fatigue tests. *Trans. Am. Soc. Metals*, **51**, (1959), 438–53.
18. J. G. A. Bitter. A study of erosion phenomena. *Wear*, **6**, (1963), 51–69.
19. E. Rabinowicz. *Friction and Wear of Materials*. Wiley, New York, (1965).
20. G. Levy, R. G. Linford and L. A. Mitchell. Wear behaviour and mechanical properties; the similarity of seemingly unrelated approaches. C.E.G.B. Report No. RD/B/N2250, (1972).
21. R. L. Aghan and L. E. Samuels. Mechanisms of abrasive polishing. *Wear*, **16**, (1970), 293–301.
22. R. G. Bayer. Prediction of wear in a sliding system. *Wear*, **11**, (1968), 319–31.
23. F. P. Bowden and G. W. Rowe. The adhesion of clean metals. *Proc. R. Soc.*, **233A**, (1956), 429–42.
24. E. E. Bisson, Friction and bearing problems in the vacuum and radiation environments of space. *Advanced Bearing Technology*, NASA, SP-38, (1964), 259–287.
25. R. W. Wilson. Influence of oxide films on metallic friction. *Proc. R. Soc.*, **212A**, (1952), 450–52.
26. F. T. Barwell. Wear of metals. *Wear*, **1**, (1957–8), 317–32.
27. A. J. W. Moore and D. Tabor. C.S.I.R. (Australia), Tribophysics Report **A46**, (1942).
28. M. J. Hordon. Adhesion of metals in high vacuum. Adhesion or Cold Welding of Materials in Space Environment. A.S.T.M., STP 431, (1967), 109–127.
29. N. C. Welsh. Frictional heating and its influence of wear of steel. *J. appl. Phys.*, **28**, (1957), 960–68.
30. M. C. Shaw. Lubrication, friction and wear under gross plastic deformation. Friction and Wear Interdisciplinary Workshop, NASA Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, TM-X-52748, (Nov. 1968).
31. E. Rabinowicz. Compatibility criteria for sliding metals. Friction and Lubrication in Deformation Processing. Am. Soc. mech. Engrs, (1966), N.Y., 90–102.
32. R. G. Bayer, W. C. Clinton, T. C. Ku, C. W. Nelson, R. A. Schumacher, J. L. Sirico and A. R. Wayson. Applying the wear model to design problems. A.S.M.E. Design Eng. Conf., Paper No. 66 MD-12, (May, 1966).

# 第六章　固体材料的摩擦学性能

## §6.1 引　言

在前面讨论摩擦和磨损理论的两章中，已经阐述了运动表面间的基本相互作用以及这些作用对摩擦系数和磨损率的影响。本章的目的，是要说明材料性能和环境对工作性能的影响，特别是要阐述摩擦学性能良好的材料的工作性能。

减少摩擦和磨损的最有效方法，无疑是用一层粘性流体膜将两个固体表面完全隔开，这将在讨论流体动力润滑和流体静力润滑的两章中加以阐述。如果能保持这样一层流体膜，摩擦系数就非常之小，其数值约为 0.003 或者更小，因而磨损能完全消除。在这种情况下，固体表面的性能仅仅是次要的。但是，在下述两种情况下，表面的性能却是十分重要的。

(1) 如果在流体动力润滑装置的停车和起动过程中，流体润滑膜不能有效地将两个固体表面隔开，那就是处于边界润滑状态，这时在微凸体的接触处将发生金属与金属的接触。因此，我们需要采用能在金属与金属接触时显示良好摩擦学性能的材料。所以，我们将在本章的前面部分阐述洁净的金属表面和覆有自然产生膜（例如氧化膜）的表面的摩擦学性能，并讨论赋予这种表面以良好摩擦学性能的准则。

(2) 如果由于某种原因（技术原因或经济原因）流体润滑不适合于某种应用时，必须采用生来就有良好摩擦学性能的固体表面材料。在本章的后面部分，我们将讨论这些性能和这种材料的应用。

整个这一章，我们将研究温度和大气等环境变量的影响。我们将通过这些变量及载荷和速度等工作参数来表明各种材料的适用范围。

## §6.2 金属的摩擦学性能

### 6.2.1 洁净的金属表面

在第四和第五章中已经知道，洁净金属表面相互摩擦时的摩擦系数和磨损率可以达到很高，而在很多情况下一对表面会发生严重咬死。根据修正的 Bowdon 和 Tabor 摩擦理论可知，这是由于相接触的微凸体在正应力和剪应力的同时作用下发生塑性变形所致。

在大多数正常情况下，应设法尽量减小金属与金属的接触面积，但是我们已经知道，这是很难避免的，因此在选择材料时要注意减小由此产生的摩擦和磨损。下面阐述应予考虑的一些材料性能：

硬度

当名义接触压力值(载荷除以表观接触面积)大于硬度的几分之一时，很多金属将从轻微磨损转化为严重磨损。对于很多金属，此值约为三分之一。这种转化一般是由于相接触的微凸体之下塑性区(如图 6.1 所示)的相互作用所致，因而会发生显著的塑性变形。为了避免这种影响，显然应该选择一种材料，其硬度应比表观接触压力大几倍。

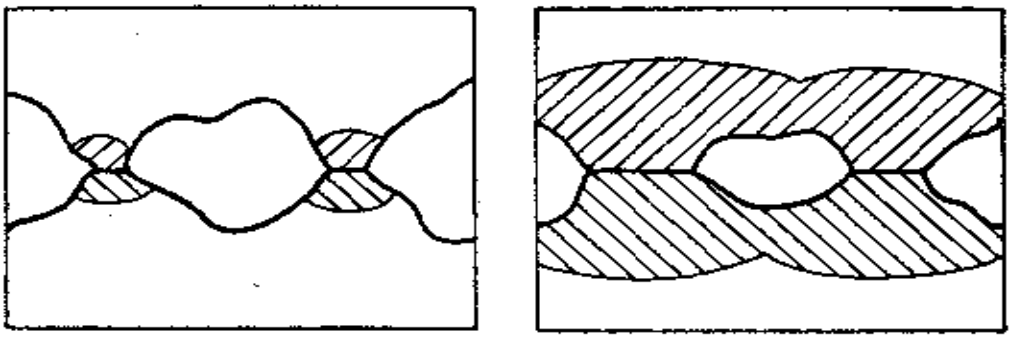



图 6.1 相接触的微凸体之下的塑性区

互溶性

已经证实，互溶性高的金属具有不良的摩擦学性能。Rabinowicz[1] 对已经发表的各种不同金属副的摩擦、粘着、磨损结果所

作的分析表明，互溶性与粘着无关，与摩擦有一定的关系，而与磨损有较大的关系。

这表明，对于边界润滑或无润滑的滑动，应该选择互溶性低的金属副。毫无疑问，应该避免采用同样的金属，即具有 100% 互溶性的金属，这是大家所公认的。

晶体结构

Bowden 和 Tabor 理论表明，能发生塑性变形的完全洁净表面，在发生全面滑动之前会出现咬死。但是，有一类重要的金属却无上述性能，即使其表面完全洁净，它们也具有不大的摩擦系数（$\mu \approx 0.2 \sim 0.4$）和很低的磨损率。这些金属具有六方密排晶体结构，其塑性变形是由于在一个滑移面（基面）上发生滑移所致。一般认为，这些材料的摩擦学性能所以良好，可以用这种有限的滑移特性来解释，而在 Bowden 和 Tabor 理论中所述的塑性变形需要在几个不同的滑移面上发生滑移。否则，接点就不能获得连续生长，这就是 Bowden 和 Tabor 理论的根据。

虽然这种性能仅仅在几年前才在理论上受到重视，而最近的发展却要求高强度材料能在完全洁净的条件下配合使用。这类材料近来已被用于宇宙飞船的门铰，还好象愈来愈多地用于难以接近的地方，例如核反应堆的内部。

在结束洁净金属的问题以前，还值得提一提第五章中所述的软金属膜在硬基体上的应用。这些软金属膜也愈来愈多地用于真空室和空间环境中。与此有关的一种重要金属就是铅，作为硬基体上的金属膜，它是真空条件下的一种优良润滑剂，但在常规大气中却很差。这种差异，可认为是由于在大气条件下，铅不断转化为氧化铅所致。

### 6.2.2 常规大气中的金属表面

在常规大气条件下，大多数金属都覆有一层氧化膜，洁净的金属表面在几秒钟内就产生这样一层厚为 5～50 个分子的氧化膜。因此，如果一个微凸体上的氧化膜被擦去，它就一定会在与相配表面再接触之前重新形成。

氧化膜的存在可能是非常有利的，但是如果载荷很大，氧化膜就不能完全防止金属与金属发生接触。由此可见，许多金属在常规大气条件下的磨损状态都可分为两种类型。轻微磨损状态是在轻载下产生的，这时接触电阻很高，磨屑很细，主要是由氧化物组成，因而金属表面被磨得很光。严重磨损状态是在重载下产生的，这时接触电阻很低，磨屑中含有粗金属粒子，因而金属表面比较粗糙。显然，当载荷使氧化膜大规模穿透，从而造成金属发生粘着时，这两种磨损状态将发生转化。

某些氧化膜的性能是很重要的。例如，在铝上形成的氧化膜硬而脆，所起的保护作用不大；而在合适的条件下，在钢上形成的氧化膜则坚而韧，能起良好的保护作用。后者已用在核反应堆中，这里采用普通的不锈钢轴承，在高温条件下它们能形成合适的氧化膜。

### 6.2.3 温度的影响

显然，摩擦表面的温度对上述各种性能具有较大的影响。下面将依次进行研究。

硬度

金属的硬度通常随着温度的升高而降低，可见，如无其他影响，磨损率将随着温度的升高而增大。为了消除这种影响，对于高温轴承必须采用热硬度高的材料，例如工具钢、钴基合金、铬基合金和钼基合金。

互溶性

金属副的互溶性与温度有关，但对这种影响尚未进行研究，很可能是互溶性随着温度的升高而增大，这对摩擦学性能是不利的。

晶体结构

温度引起的相变，会对摩擦学性能具有极大的影响。钴是最典型的例子，它在低温下是六方密排结构，而在 417°C 下则转变为面心立方结构。图 6.2 中示出 Buckley[2] 对钴所作的磨损试验结果，由图可见，350°C 下的磨损率比 280°C 下的磨损率大一百倍。

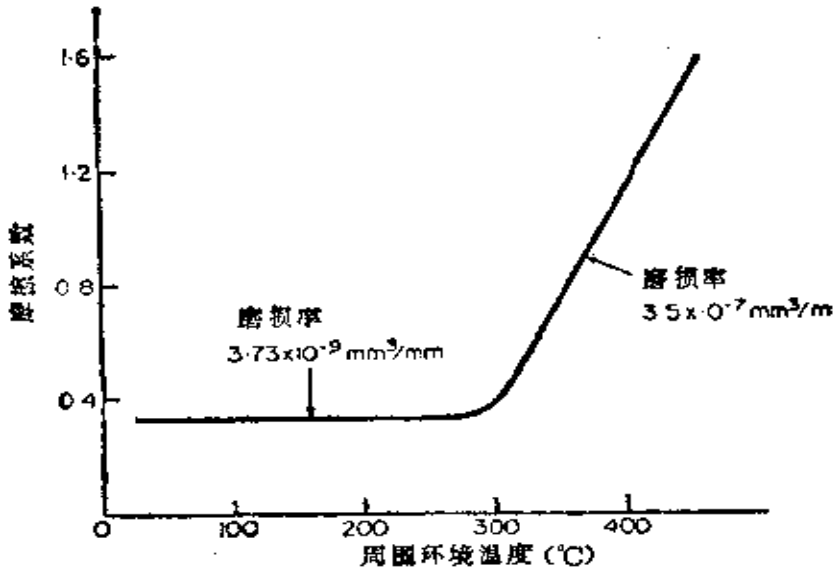



图 6.2 在真空中和各种温度下钴对钴的摩擦系数和磨损率
(压力为 $10^{-7}$ N/m$^2$, 滑动速度为 2 m/s, 载荷为 9.81 N)

这无疑是由于周围环境温度和摩擦发热的同时作用使界面材料转变为面心立方结构所致。如前面"晶体结构"一节中所指出,由于有效滑移面数的增加,这样就使接点得以生长。

温度变化对氧化率和所生氧化物的种类具有明显的影响。显然,这大大影响摩擦学性能。Kragelskii[3] 曾通过工业纯铁在不同速度下(因而在不同的界面温度下)相互摩擦的实验,有力地证实了这一点。在低速下,磨损率很高,这表明粘着很多,但在较高速度下,磨损率几乎降低三个数量级,而且表面变得光滑而发亮。据计算,在转变速度下,界面的温度约为 1000°C。为了证明这不是速度影响而是温度影响,在很低的速度下重复进行试验,这时将很高的脉冲电流通过接触面以使其升高到同样温度。这时,磨损率仍很低,而表面被磨光。

## §6.3 自润滑材料

在这一节中,我们将阐述生来就有良好摩擦学性能的材料,但在列举具体的例子之前,应该先谈一谈我们为什么要应用自润滑材料。

### 6.3.1 自润滑材料的优点

(a) 固体润滑剂的工作温度范围比流体润滑剂大。油在高温下会变稀，而且会分解或氧化；在低温下会变得很粘，最后发生凝固。

(b) 在低速重载下，固体润滑剂比液体边界润滑剂较易把接触表面隔开。

(c) 在化学性能上，许多固体润滑剂远比液体润滑剂稳定，因而能用于强酸、溶剂和液态气体的环境中。

(d) 固体润滑剂一般很清洁，因而能用于首先要求清洁的环境中，例如在食品加工设备中。

(e) 对于装配后难以接近的设备中的零件，固体润滑剂常能提供永久性的润滑。

(f) 用了固体润滑剂，设计就可以简化，因为无需采用复杂的油路和润滑油的循环设备。

(g) 固体润滑剂在严重的放射性环境中十分稳定，而润滑油和润滑脂都会变质。

(h) 固体润滑剂远比润滑油或润滑脂方便。自润滑轴套在现代车辆上的应用，就是一个突出的例子，应用这种润滑剂可以缩短定期维修的时间。

## §6.4 固体润滑剂的种类

除了前面所述的六方密排结构的金属和软金属膜以外，可用的固体润滑剂还可分成三类，即层状固体、其他无机固体和塑料。现依次介绍这三类固体润滑剂：

### 6.4.1 层状固体

层状固体的结构是原子键合成平行层状，而各层的间隔则较大。石墨和二硫化钼是两种最著名和应用最广的例子，其晶体结构如图 6.3 和 6.4 所示。在很多情况下，石墨和二硫化钼都是优良的润滑剂，其他的层状固体有二硫化钨、氯化镉和碘化镉。但是，不是所有的层状固体都能作为润滑剂，至今还不能用理论来说明

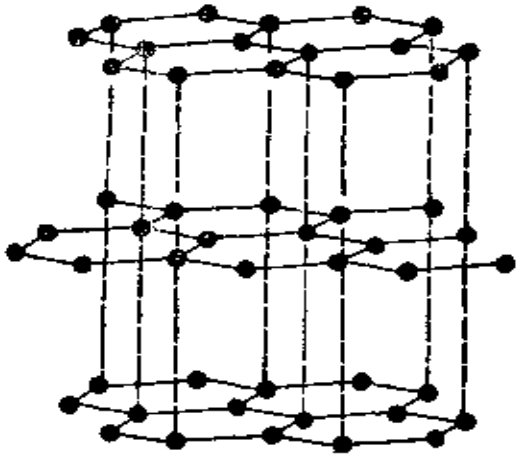


图6.3 石墨的晶体结构

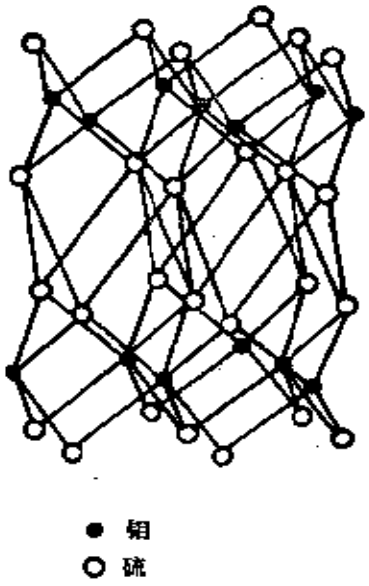



图6.4 二硫化钼的晶体结构

某种层状固体是否适用于作润滑剂。

能起润滑作用的层状固体必具有某些共同的特性。最重要的特性是能够在润滑表面上形成一层粘附很牢的转移膜。经初始运转期后，就形成这层膜，因此界面由润滑剂与润滑剂组成。

另一个特性是，两个表面的材料都呈现从优取向，如图6.5所示。这样的取向能减小表面相互间的力学作用，如改变运动方向，摩擦系数即显著地增加，这就可以证明这一点。

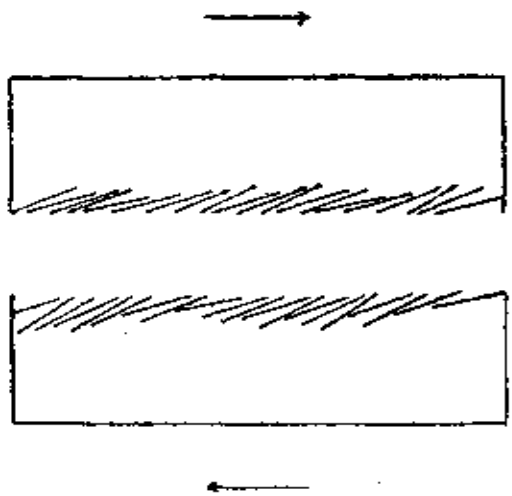


图6.5 在层状固体润滑剂摩擦过程中出现的表面取向示意图

虽然对于石墨和二硫化钼已经作了大量的实验研究，但是对其性能所作的解释至今尚未得到公认。下面我们将简要地介绍某些人所作的解释。

石墨

最早对石墨的性能作出解释的人是Bragg[4]，他认为平行于原子层的抗剪强度是很低的。这样就容许各原子层相互滑动，象

一叠纸牌一样，从而使石墨能用作一种边界润滑剂。这种解释直到第二次世界大战时才得到承认，当时发现高空飞机电机中的石墨电刷迅速发生磨损。Savage[5] 对这一影响作了有系统的研究，指出在没有可凝蒸气时石墨的摩擦学性能是很差的。这一影响非常显著，为获得有效润滑而需要的蒸气量可以很少，例如将干石墨置于压力为 400 N/m² 的水蒸气中，磨损率可减小三个数量级，而摩擦系数可减小到五分之一。不同蒸气的效果相差很大。氮在大气压力下无润滑作用，而许多有机蒸气在很低压力下都很有效，如图 6.6 所示。

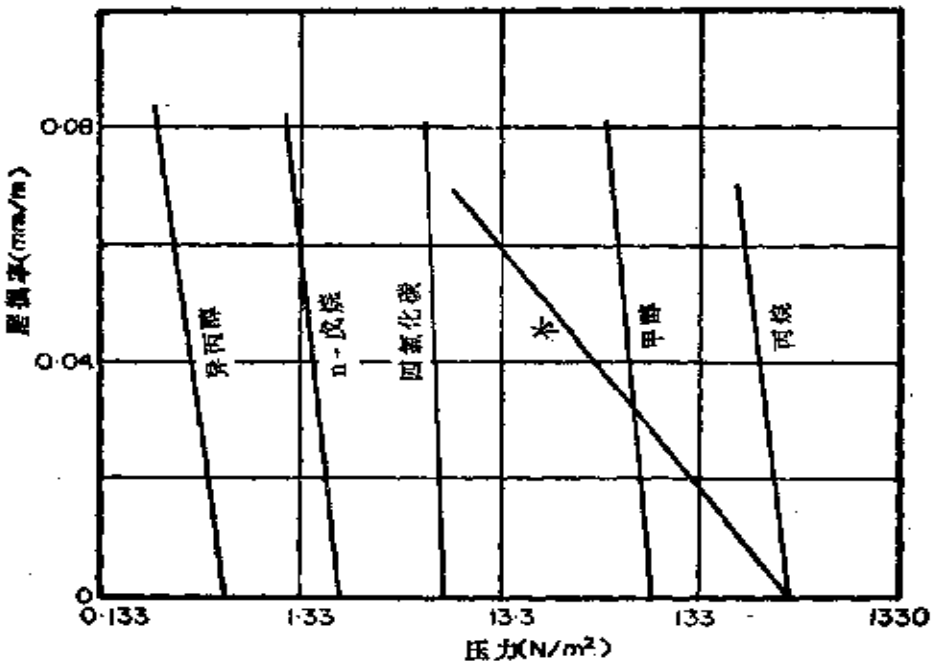



图 6.6　可凝蒸气对石墨磨损的影响[9]

对这一影响曾作出了两种不同的解释。第一种解释认为，蒸气渗入各层之间，因而使抗剪强度降低到很低的数值。第二种解释得到较多的支持，它认为蒸气使各个微晶上的表面力特别是边缘力得到饱和。所以相邻微晶之间的粘着力很小，以致它们能很容易地作相对滑动。因此，不是各个晶体，而是石墨的表面层，能在很小的作用力下发生剪切。

第二种解释曾受到 Midgely 和 Teer 的论文[6] 以及 Arnell、

Midgely 和 Teer 的论文[7]的支持，他们指出，即使是接近非晶形的机械碳和脆性热解碳，也呈现象石墨那样低的摩擦性能。这种性能与低抗剪强度理论是有矛盾的。

二硫化钼

二硫化钼 $MoS_2$ 和石墨不同，看来是一种生来良好的润滑剂，实际上它的摩擦系数在高真空条件下要比在水蒸气中低。对这种生来的低摩擦也有两种不同的解释。第一种解释认为，二硫化钼确实是一种抗剪强度低的固体，剪切发生在相邻的硫原子层之间，如图 6.4 所示。第二种解释与前面对石墨所作的解释相同，那就是氧原子使晶体上的边缘力得到饱和。然而，氧不同于石墨上的蒸气，它是不挥发的，但它能维持到固体的分解温度。

层状固体可取几种不同的形式来使用，下面介绍最常用的几种：

(1) 干粉或流体中的分散剂。这些润滑剂最早的用法(至今仍广泛地用 $MoS_2$)是用干粉擦润滑表面。磨光的 $MoS_2$ 膜比石墨容易粘附，因此 $MoS_2$ 常分散在溶剂中，溶剂蒸发后留下一层干粉膜。为了便于装配紧密配件、润滑金属丝拉模之类的金属加工件和用作螺纹分离剂等，广泛采用分散剂形式和干粉形式。

(2) 块状固体。石墨和石墨碳常粘结成块状固体，制成固体推力轴承。这种碳轴承多年来一直用作汽车的离合器分离轴承。固体碳轴承一般由细碎的焦炭和沥青之类的碳粘结剂混合而成，然后加热到很高的温度。这种热处理方法可使整个混合物石墨化，改变热处理的温度和时间，可以得到各种各样的材料。这些材料可以是高度结晶的电石墨，也可以是接近非晶形的机械碳。前者通常用于轻载场合，例如用于发电机电刷；后者强度很高，通常用于推力轴承。

(3) 粘结膜。固体润滑剂常用有机树脂粘结剂粘结在金属表面上，这种粘结膜的磨损寿命比干粉膜高两个数量级。$MoS_2$ 粘结膜具有良好的摩擦学性能，所以广泛用于各个工业部门。这些粘结膜和干粉膜相比，其主要缺点是，树脂的分解使最高工作温度受

到限制，因而使载荷和速度也受到限制。

(4) 金属合成物。把润滑剂和金属基体结合在一起，能够克服上一段所述的热限制。由图 6.7 可见，在这些粘结膜中，金属和润滑剂的相对比例是十分重要的。润滑剂太多，将削弱金属合成物；太少，则润滑剂供应不足。

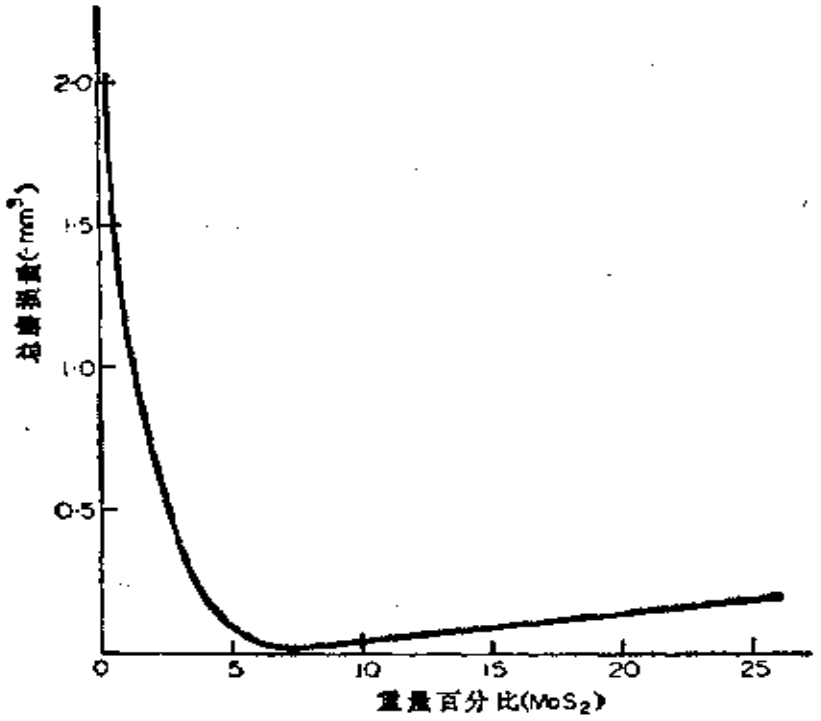



图 6.7 含有二硫化钼的粉末冶金试样的磨损[101]

这些合成物能很好地说明设计轴承时所依据的基本原理，也就是能使其承载能力高而抗剪强度低。如果合成物中润滑剂的含量不足，它们就具有良好的承载能力，但是抗剪强度接近于纯金属。因此，这种合成物的摩擦系数接近于纯金属。此外，润滑剂不能遍布表面，因而磨损率也很高。另一方面，如果合成物中润滑剂过多，则表面抗剪强度就很低，但合成物的结构受到削弱，因此承载能力也很低。

(5) 润滑脂添加剂。$MoS_2$ 的主要用途是作为一种润滑脂和润滑油的添加剂。这种含添加剂的润滑脂在磨合期间非常有效，

同时能提高重载下的润滑效果。它们还能用来防止螺纹零件发生咬死。

### 6.4.2 高温润滑用的无机固体

除了上述的层状固体外，曾试用过许多无机固体作为固体润滑剂而获得了不同的成效。本章不准备详尽地介绍各种行之有效的固体润滑剂，下面只介绍两种很有希望作为高温润滑剂的无机固体。

(a) 一氧化铅。当温度低于250°C左右时，这是一种不良的润滑剂，但是如超过这一温度，这种润滑剂就比$MoS_2$好，而当温度升高到650°C左右时，它仍能保持良好的性能。一氧化铅能用于磨损性能良好的陶瓷粘结膜中。这种膜在650°C下的性能比树脂和$MoS_2$粘结膜在室温下的性能好。这种材料的温度上限约为700°C，因为当温度较高时，涂层会变软。

(b) 氟化钙。当润滑温度超过700°C时，迄今发现的最有效的润滑剂之一是陶瓷和氟化钙的粘结膜。当温度超过1000°C时，这种润滑剂仍能保持良好的性能，同时它在高温下的磨损性能要比二硫化钼或氧化铅在其最佳温度下的磨损性能好。

### 6.4.3 塑料

塑料能成功地用于许多摩擦学应用方面，其中最常用的是尼龙、氟化碳(例如聚四氟乙烯PTFE)和酚醛树脂片。除了前面对自润滑材料列举的优点外，塑料轴承还有下列优点：

(1) 能很好地吸振，因而工作平稳。

(2) 容易变形以适应相配零件，因而加工公差和对中精度可比金属零件宽。

(3) 容易用切削法或模塑法制成复杂形状。

(4) 成本很低。

塑料的使用形式很多，例如固体塑料、树脂粘结膜以及为改善摩擦学、物理和机械性能而充以其他物质的混合物。可用的材料种类是很多的，而这里仅仅说明基本材料的性能，并指出各种形式的相对优点。

## §6.5 塑料的摩擦学性能

### 6.5.1 塑料的摩擦

King 和 Tabor[8] 曾经指出，对于大多数塑料而言，塑料表面与钢滑块之间的摩擦力可用简单的 Bowden 和 Tabor 摩擦理论来加以推算，即摩擦力大致等于塑料的体积剪应力乘以有效接触面积。但是，正确地讲，塑料的摩擦系数具体数值是说不清的。这种材料通常是粘弹性材料，因此其变形取决于应变率。这就是说，塑料的摩擦系数能随滑动速度和表面粗糙度等参数的改变而大大改变。但是，大多数塑料对金属和对塑料的摩擦系数一般在 0.2～0.4 范围内。聚四氟乙烯(PTFE)则不在此例，聚四氟乙烯对聚四氟乙烯的滑动摩擦系数可以低达 0.05。对所有的固体来说，这是已知的最低值。到目前为止，还不能明确地解释为什么有这样低的摩擦系数，虽然一般归因于 PTFE 分子之间的粘着力生来就很低。PTFE 具有很长的坚固分子，其中的碳原子被周围的氟原子有效地屏蔽着。因此可以认为，分子之间的实际粘着力很低，以致表面分子能作相互滚动或滑动。另一方面，整体材料内分子的机械联锁作用可使材料具有较高的硬度和体积抗剪强度。

### 6.5.2 塑料的磨损

除 PTFE 外，塑料的摩擦系数并不特别低，但塑料的主要优点是磨损率低而且可以作适当估计。这就使设计人员能比较准确地选择轴承材料，从而在规定的载荷和速度条件下达到预期的寿命。塑料轴承的磨损率显然是载荷和速度的函数，已经得出，我们可对塑料轴承规定一个设计准则，即下面所述的 $P$–$V$ 因数。

### 6.5.3 $P$–$V$ 因数

$P$–$V$ 因数是根据这一合理假设导出的，即磨损率与滑动界面上的能量消耗率成正比。根据这一假设，我们来对两种基本型式的轴承推导磨损率和 $P$–$V$ 因数之间的关系。

(i) 平面轴承。如果有一承受法向载荷 $W$ 的平面轴承，其支承面积 $A$ 如图 6.8 所示，则滑动距离为 $dx$ 时，能量消耗量为

$\mu W\mathrm{d}x$，这里$\mu$为滑动摩擦系数。因此，能量消耗率为

$$\mu W\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}=\mu WV$$

式中$V$为界面上的滑动速度。如果再假设体积磨损率$\dot{Q}$与能量消耗率成正比，而$\mu$为常数，则得

$$\dot{Q}\propto WV$$

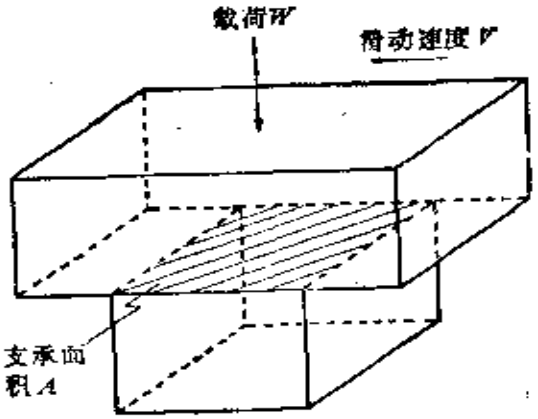



图6.8 推导平面轴承$P$-$V$因数用的示意图

我们感兴趣的因数通常是磨损深度或垂直于滑动表面的线磨损率。我们知道，磨损深度总是简单地等于磨损量除以总的接触面积。因此

$$\text{线磨损率}=\frac{\dot{Q}}{A}$$

和

$$\text{线磨损率}\propto\frac{W}{A}V$$

或

$$\text{线磨损率}\propto PV$$

(ii) 套筒轴承。图6.9a表示一承受法向载荷$W$的圆轴承，此载荷由轴承下半部(画有阴线)承受。假设此界面单位面积上的法向反力为$R$，为了求$W$和$R$的关系，我们来研究法向力的平衡。从图6.9b可知，长度为ds的表面元上的反力为$R\mathrm{d}sl$，这里$l$

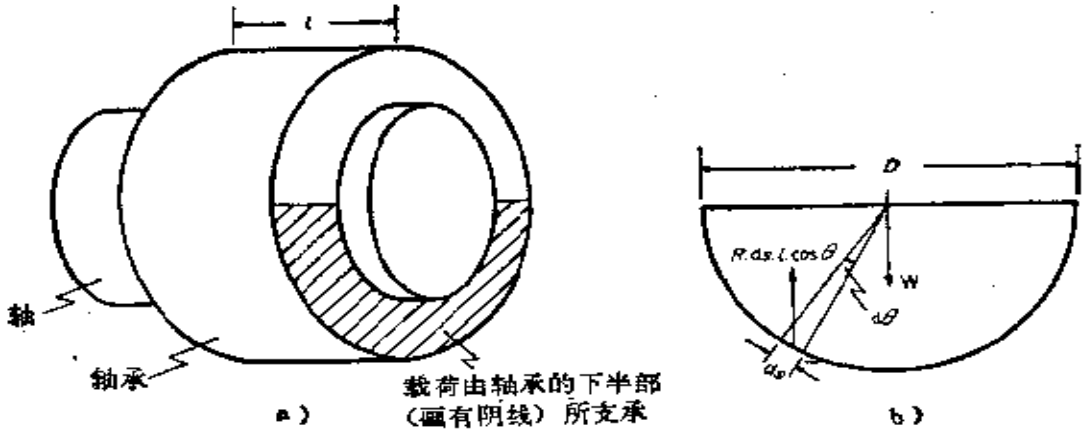



图6.9 固体润滑径向轴承和作用力的示意图

为轴承的轴向长度，因而此力的法向分力为

$$R\,\mathrm{d}s\,l\cos\theta$$

但

$$\mathrm{d}s=\frac{D}{2}\mathrm{d}\theta$$

因此，总的法向反力为

$$\frac{RlD}{2}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}}\cos\theta\,\mathrm{d}\theta=RlD$$

其大小等于外加的法向载荷 $W$，因此

$$R=\frac{W}{Dl}$$

但是，界面上每单位面积的能量消耗率 $=\mu RV$。因此，界面上总的能量消耗率

$$=\mu RV\,\frac{\pi D}{2}l$$

$$=\mu\frac{W}{Dl}V\,\frac{\pi D}{2}l$$

$$=\mu WV\,\frac{\pi}{2}$$

因此

$$\text{体积磨损率}\propto\mu WV\pi$$

我们感兴趣的通常是径向磨损率，从图 6.9b 可知，这就是

$$\frac{\text{体积磨损率}}{\pi Dl}$$

因此

$$\text{径向磨损率}\propto\frac{\mu WV\pi}{\pi dl}$$

或

$$\text{径向磨损率}\propto\mu PV$$

式中 $P$ 为单位投影面积上的载荷。

从上面的推导中可知，如以 $P$ 作为单位投影面积上的载荷，对于各种型式的轴承，都可用同一 $P$–$V$ 因数。对于某一预期寿命，可以很近似地规定一最大的 $P$–$V$ 因数。采用单一的因数容易受到批评，因为它假定磨损率对 $P$ 和 $V$ 的变化同样敏感。事实常常不是这样，较正确的做法是在压力速度图上点绘容许磨损率曲线，如图 6.10 所示。从这些图中可见，除了在载荷和速度的极值

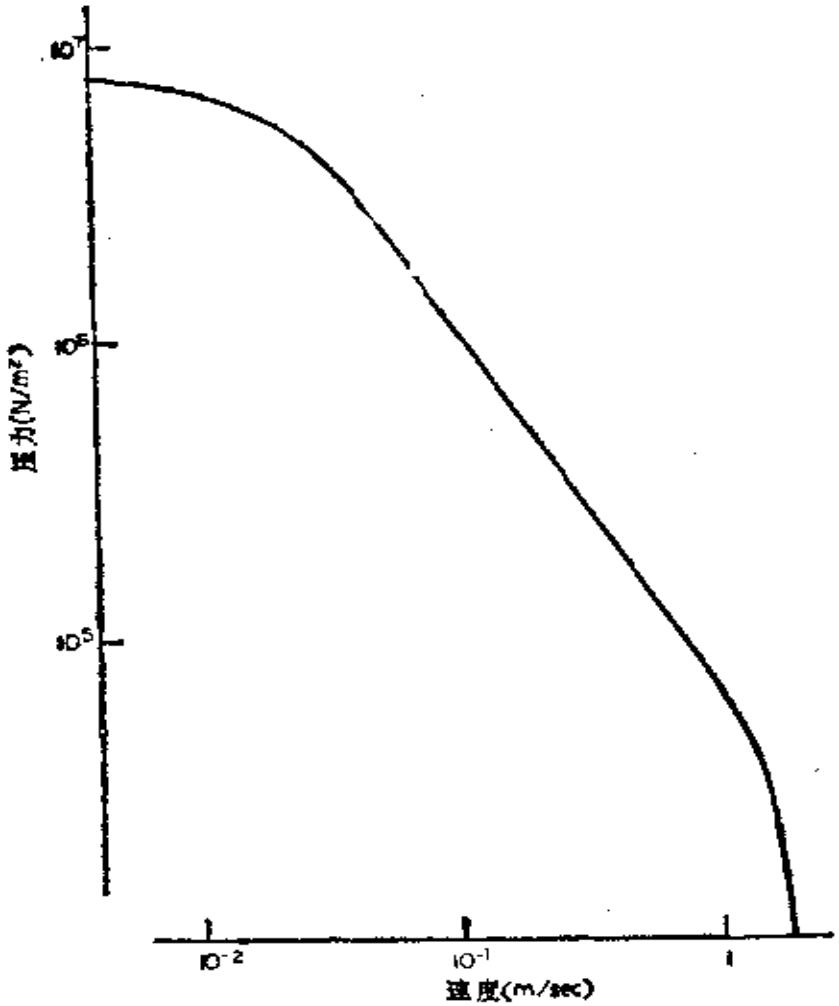



图 6.10　PTFE 基材料在 100 小时为 25 μm 的磨损率下的典型极限 $P$–$V$ 曲线

下，对于一种磨损率来说，$P$–$V$ 因数照理是不变的。

轴承的 $P$–$V$ 极限就是轴承会因熔化或热分解而迅速失效时的 $P$–$V$ 因数。

还已知道，在可用的 $P$–$V$ 范围内，塑料轴承的稳态磨损率 $\dot{Q}$ 大多数与 $P$–$V$ 因数成正比。因此，我们可按下式来定义磨损系数 $K$：

$$\dot{Q}=KPV$$

由此可知，如果已知对应于一个 $P$–$V$ 值的磨损率，就可以算出 $K$，从而确定对应于其他 $P$–$V$ 因数的磨损率。

必须指出，$P$–$V$ 因数的应用不限于塑料轴承；对于其他型式的轴承，特别是对于与树脂粘结在一起的固体润滑剂膜，也可以给出 $P$–$V$ 因数。

### 6.5.4 影响塑料轴承磨损的因素

(1) 润滑。塑料轴承的工作性能可通过润滑来加以改善。定期润滑能使 $P$–$V$ 极限提高几倍，在连续润滑状态下，其工作仅受塑料的机械强度所限制。

(2) 温度和散热。前已指出，当界面开始熔化或受热分解时，轴承的 $P$–$V$ 极限即告达到。因此，$P$–$V$ 极限显然受周围温度的影响，它还受滑动界面上温升的影响，因而也受界面上散热的影响。在一般情况下，塑料的导热性很差，因而要采用某些方法来帮助散热。这些方法包括添加导热填料，例如金属粉末，并用塑料作为金属套筒内的薄衬。此外，还可采用在较高的 $P$–$V$ 值下断续工作的轴承，以使轴承在两个工作周期之间得到冷却。

### 6.5.5 充填塑料和强化塑料

各种塑料轴承都可以用塑料本身或塑料和某种充填物或用强化塑料制造。为了达到几种不同的目的而使用的添加剂如下：

(1) 改善机械性能。塑料轴承与金属轴承相比，其缺点是刚性差而强度低。这些性能可采用各种添加剂来加以改善，最常用的添加剂为切断的玻璃纤维。添加玻璃纤维能提高抗拉强度、刚度和抗蠕变强度，从而使强化轴承能承受较高的 $P$–$V$ 值。

对于酚醛树脂层压轴承，轴承的性能必然受层压材料性能的影响。典型的层压材料为纸、亚麻布、帆布和编织玻璃纤维。在一般情况下，帆布等较粗的材料具有很高的强度和韧性，而较细的材料具有较好的切削性能，因而能用于精密零件。

(2) 改善热性能。我们已经讨论了如何用金属填料来改善导热性和散热性。塑性材料的另一缺点是，其热膨胀系数一般比金属大。考虑到这种差别，塑料轴承的配合常做得比别种轴承松得多。这种差别也可用充填塑料或强化塑料来使之缩小，从而使轴承能做成具有较小的公差。

(3) 减小摩擦和磨损。为改善塑料轴承的摩擦和磨损性能，最常用的添加剂为石墨和二硫化钼。这些添加剂能使$P$–$V$值提高一个数量级，而使磨损率减小二或三个数量级。它们还有其他的优点，这就是能在某种程度上改善材料的热性能和机械性能。

## 参考文献


1. E. Rabinowicz. *Proc. Am. Soc. mech. Engrs/Am. Soc. Lubric. Engrs Lubrication Conference*,(October 1970).
2. D. H. Buckley. *Cobalt*, **38**, (1968), 20–28.
3. I. V. Kragelskii. Friction and Wear. Butterworths, London, (1965), p. 91–2.
4. W. L. Bragg. Introduction to Crystal Analysis. Bell, London, (1924).
5. R. H. Savage. *J. appl. Phys.* **19**, (1948), 1.
6. H. W. Midgely and D. G. Teer. *Nature*, **189**, (1961), 735.
7. R. D. Arnell, J. W. Midgely and D. G. Teer. *Proc. Instn. mech. Engrs*, **179**, 3j, (1966), 115.
8. R. F. King and D. Tabor. *Proc. Phys. Soc.*, **65B**, (1953), 728.
9. R. H. Savage and D. L. Schaefer. *J. appl. Phys.*, **27**, (1956), 136.
10. R. L. Johnson, M. A. Swikert and E. E. Bisson. NACA TN.2027, (1950).


## 补充读物


E. R. Braithwaite. *Solid Lubricants and Surfaces*. Pergamon Press, Oxford, (1964).
E. E. Bisson and W. J. Anderson. *Advanced Bearing Technology*. NASA SP-38, (1964).
F. J. Clauss. *Solid Lubricants and Self Lubricating Solids*. Academic Press, London, (1972).

# 第七章　摩擦不稳定性

## §7.1 引　　言

机器运转时发生的有害振动，会降低工作性能和缩短使用寿命，有时会危害设备和操作人员。本章研究滑动零件因受摩擦力作用而发生的振动。这里介绍研究方法，分析振动特性，并探讨如何防止或减轻振动。

读者谅已见到过这样一些明显的振动，例如：制动器在制动时、铰链在回转时和玻璃酒杯在碰击时。读者也可能见到过一个巨大的质量沿滑轨作低速滑动时发生的颤动。这一切大都涉及到摩擦。当滑动速度很低时，这些现象最为普遍，常常是不仅产生噪音，而且还发生严重磨损和造成尺寸不准。间接影响也可能非常严重，例如在纺织机械中，振动会导致布面上呈现不合要求的图案。

处理振动问题的工程师，通常需要渊博的理论知识。为此，先来研究一下基本的摩擦振动，简短地复习一下基本概念，将是有益的。

当一个或几个描述某系统状态的变量作周期性变化时，该系统就称之为处于振动状态。最简单的例子是线性振子（图 7.1），如无外部影响，它就可用下列常微分方程表示：

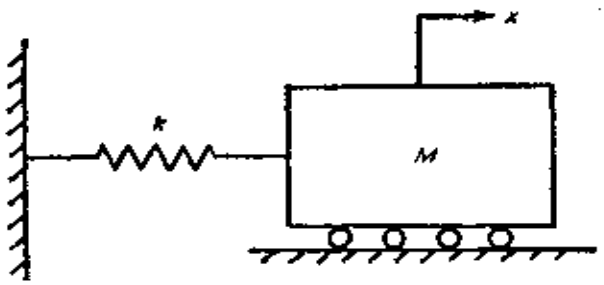



图 7.1　线性振子

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\omega_n^2x=0 \quad (7.1)$$

式中 $x$ 为系统变量，$\omega_n$ 为系统的参数。表示自由运动的方程 (7.1) 的解为

$$x = A\sin(\omega_n t + \varepsilon) \tag{7.2}$$

式中 $A$ 和 $\varepsilon$ 为取决于系统初始状态的常数。方程(7.2)表明运动为正弦运动，其振幅为 $A$，频率为 $\omega_n$ rad/s。

如果必须考虑能量消耗力时，较为现实的线性模型为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dx}{dt} + \omega_n^2 x = 0 \tag{7.3}$$

式中 $\zeta$ 为系统的恒定参数。方程(7.3)的解有三种形式。

当$|\zeta|<1$时

$$x = Ae^{-\zeta\omega_n t}\sin[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}t + \varepsilon] \tag{7.4}$$

当$|\zeta|>1$时

$$x = A_1 e^{[-\zeta\omega_n + \omega_n(\zeta^2-1)^{1/2}]t} + A_2 e^{[-\zeta\omega_n - \omega_n(\zeta^2-1)^{1/2}]t} \tag{7.5}$$

当$|\zeta| = 1$时

$$x = (A_1 + A_2 t)e^{-\zeta\omega_n t} \tag{7.6}$$

式中 $A$、$A_1$ 和 $A_2$ 为取决于系统初始状态的常数。

参数 $\omega_n$ 和 $\zeta$ 常分别称为无阻尼固有频率和阻尼比。如果阻尼比为负值，则系统为不稳定系统，一受到扰动就显示发散运动。

具有几个自由度的比较复杂的线性系统，可用高阶微分方程描述，其解为表达式(7.4)、(7.5)和(7.6)的组合。

对于强迫运动，方程(7.3)可用下列方程代替

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dx}{dt} + \omega_n^2 x = f(t) \tag{7.7}$$

式中 $f(t)$表示与运动无关的外部扰动。方程(7.7)的解为余函数与特定积分之和。此余函数为齐次方程(7.3)的解，可取(7.4)、(7.5)或(7.6)的形式，当 $\zeta>0$ 时，代表一衰变或瞬变运动。此特定积分为方程(7.7)的解，方程(7.7)并不取决于初始状态，它表示稳态运动。当 $f(t)$为周期函数时，该积分也将为周期函数。$f(t)$常为正弦函数，采用标准的数学程序时，该积分也为正弦函数，其频率相同，但其振幅和相位与强制函数不同。瞬变振动和强迫振动的基本特征如图 7.2a 和 b 所示。

前面所讨论的数学模型是处于不同条件下的许多种线性系统

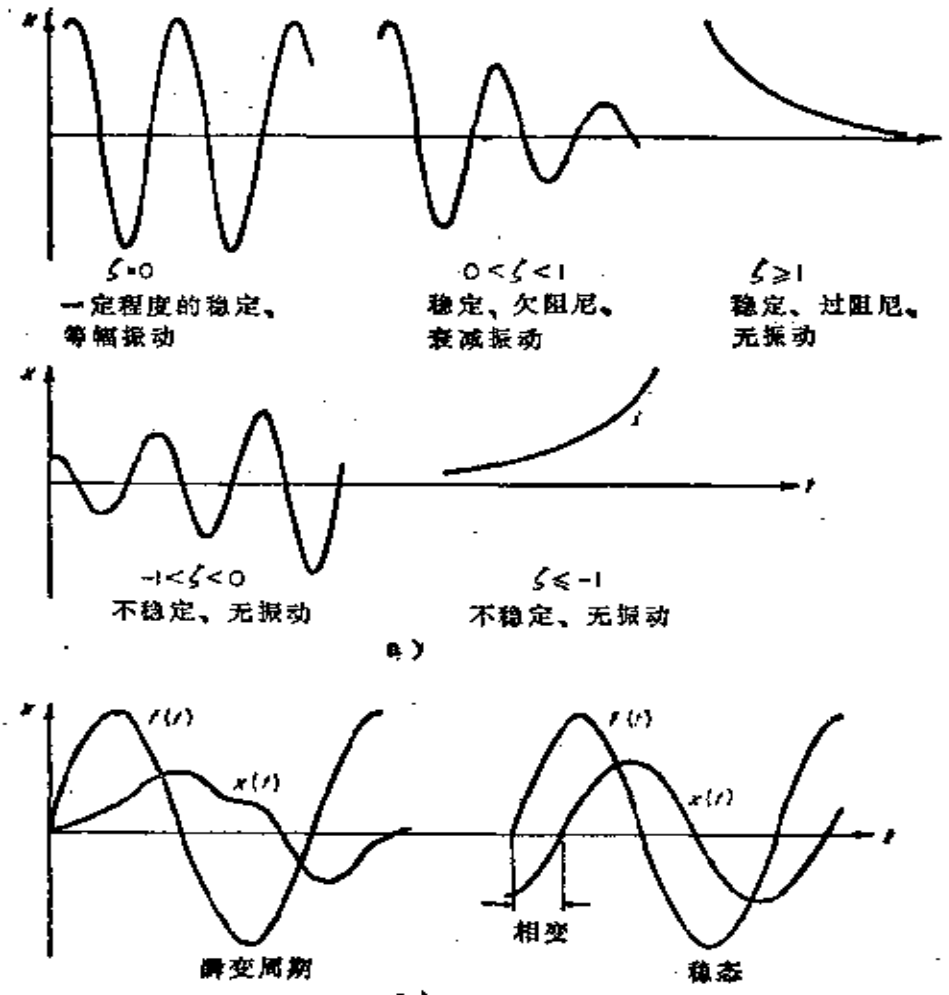



图 7.2　系统响应

a) 瞬变振动　b) 强迫振动

的典型，现应从物理观点来对其进行评论。我们来研究一特例，即受有外力 $F(t)$ 和位移 $Y(t)$ 的质量-弹簧-阻尼器系统，如图 7.3 所示。

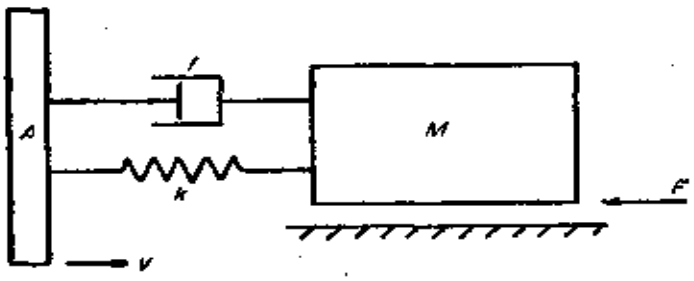



图 7.3　受到扰动的有阻尼线性系统

如果 $F(t)$ 和 $Y(t)$ 都等于零，则元件为被动件，无能源维持振动。如果有一外部能源使 $F(t)$ 或 $Y(t)$ 按规定方式变化，则对于这些扰动的响应就由瞬变运

动和强迫运动组成。前者的型式为(7.4)、(7.5)或(7.6)，而后者可用一类似于方程(7.7)的方程的特定积分解来表示。如果 $F(t)$ 或 $Y(t)$ 为周期函数，则该系统将处于强迫振动状态，能量来自引起 $F(t)$ 或 $Y(t)$ 变化的能源。由于发动机不平衡而引起的基础振动就是一个常例。

如果 $Y(t)$ 仍随时间而变化，而且 $F(t)$ 与质量的运动有关，则即使位移 $Y(t)$ 为非周期性的，也可能发生振动。于是，该系统就称之为处于自激振动状态。维持振动所需的能量来自产生位移 $Y(t)$ 的能源，而能量为阻尼器所消耗，也可能象摩擦那样为力 $F(t)$ 所消耗。

强迫振动和自激振动两者都要用到能源；自激振动的频率受系统本身参数的影响很大。自激振动的一个例子是机翼的颤动，这时空气动力受机翼偏斜的影响。我们将在后面详细研究另一种情况，即质量在滑轨上的粘-滑运动，驱动马达提供能量，而滑轨摩擦力取决于质量的运动。

为结束本节关于振动理论的回顾，应该着重指出，有很多系统是非线性的，这些系统用非线性方程描述。由于线性理论中所用的迭加原理不再适用，所以很难用解析法处理。适合于摩擦力造成的非线性的研究方法将在 § 7.3 中加以讨论。非线性振动可能颠簸很大，以致速度的变化(例如速度随时间的变化)规律不象正弦波，而象锯齿波，因此可称之为松弛振动。

## § 7.2 摩擦振动的特性

本节将集中研究单自由度系统，而不考虑摩擦力起耦合作用的那些多自由度系统。

为获得基本的理解，我们来研究用图 7.4 所示模型来表示的系统。假设支架 $A$ 受到恒速驱动。那么，如果支承阻力 $F$ 为零，则质量 $M$ 虽然受阻尼器影响而可能一度发生瞬变振动，最后仍将获得与 $A$ 相同的速度。如果 $F$ 不为零，例如随位置或速度而变化，则在某些条件下振动将持续下去。我们来作简化假设：摩擦力

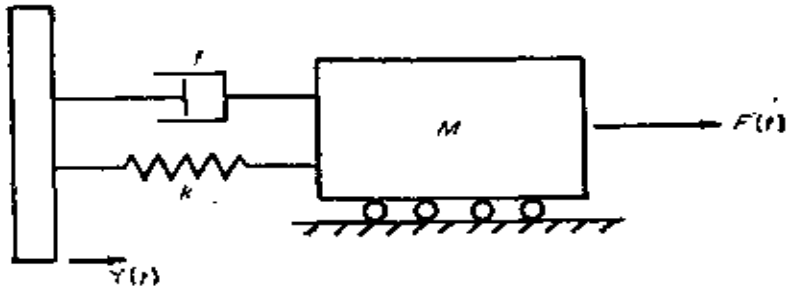



图 7.4　线性驱动系统

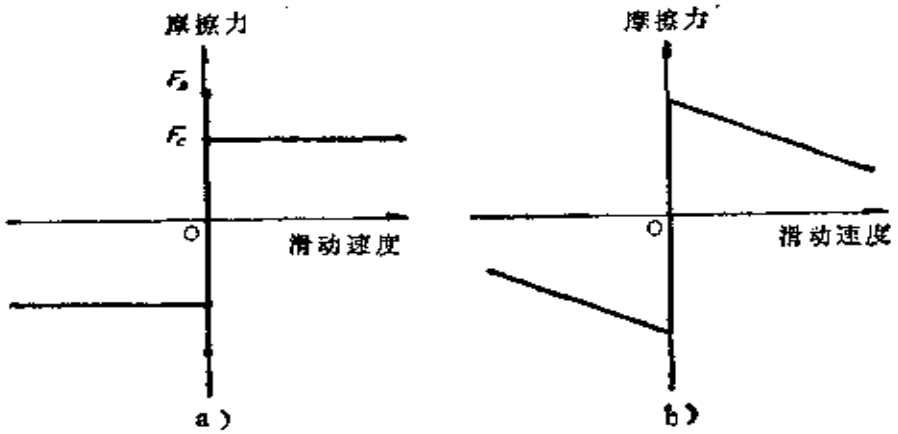



图 7.5　摩擦-速度特性

a) 静摩擦情况　b) 负梯度情况

随速度而变化，其规律如图 7.5a 或 7.5b 所示，它们分别属于静摩擦和负梯度情况。

### 7.2.1　静摩擦情况

设系统的初始状态为：弹簧不受压缩，而质量 $M$ 静止不动。当 $A$ 移动时，直到驱动力即弹簧力和阻尼力的合力等于静摩擦力 $F_s$ 时，$M$ 才会移动。$M$ 一旦移动，摩擦力就迅速降到 $F_c$，因此形成一不平衡力 $F_s-F_c$，从而引起突然加速。$M$ 的速度一直增加到驱动力降到 $F_c$ 值为止。如果质量的速度大于支架 $A$ 的速度，则弹簧力继续减小，而质量将减速。如果阻尼很弱，则 $M$ 最后静止不动，而过程的循环重复出现。质量的加速度、速度和位移曲线如图 7.6 所示，这种运动显然为粘-滑运动。

### 7.2.2　负梯度情况

假设质量在平稳地移动，接着受到很小的扰动，从而引起突然

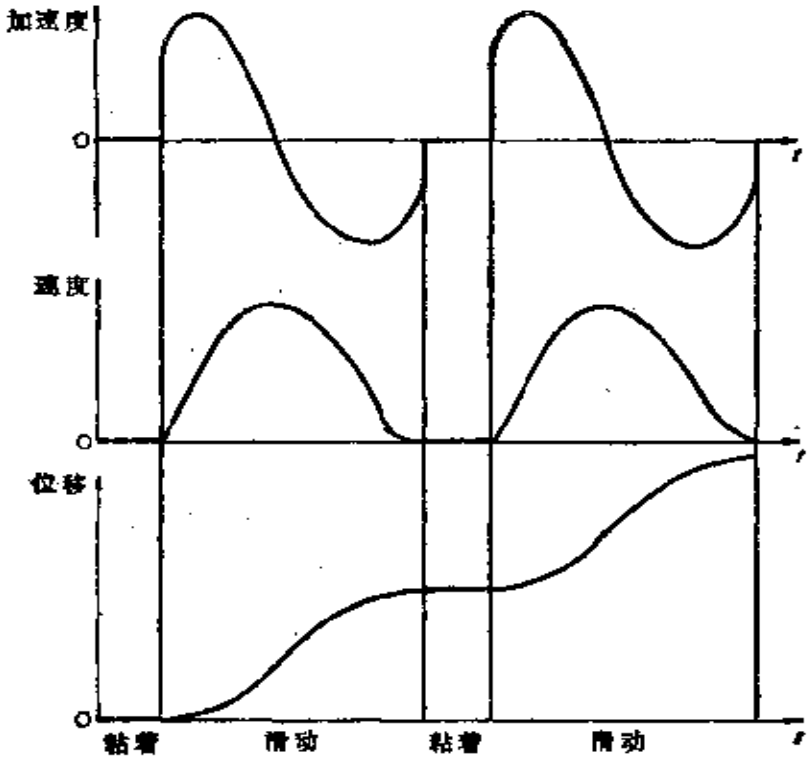



图 7.6　粘-滑振动

减速。这样会导致驱动力增大，当驱动力超过摩擦力时，质量将加速，其速度可能超过驱动速度。这一阶段之后是一减速阶段，之后又是加速阶段，如此继续下去。如果驱动阻尼系数与摩擦力-速度梯度相比很小，则速度变动幅度至少要增大到或者改变方向或者进入正摩擦梯度的速度范围为止。

对于静摩擦情况，将在下节进行分析。如果我们将速度变化看作非常小，以致能实现摩擦-速度曲线的线性化，则对于负梯度情况就不难分析了。

质量 $M$ 的运动方程为

$$M\frac{\mathrm{d}^2X}{\mathrm{d}t^2}+f\left(\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}-v\right)+k(X-vt)=-F \qquad (7.8)$$

式中　$X$——质量 $M$ 的位移；

$v$——驱动速度；

$f$——阻尼系数；

$k$——弹簧常数；

$F$——摩擦阻力。

如果 $v$ 不变，方程(7.8)就可用弹簧伸长量 $x$ 来表示

$$M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+f\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+kx=-F \tag{7.9}$$

当速度 $v$ 变化很小时，摩擦力可表示为

$$F=F_v-\lambda\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}-v\right) \tag{7.10}$$

由方程(7.9)和(7.10)得

$$M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+f\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+kx=-\left(F_v-\lambda\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)$$

即

$$M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+(f-\lambda)\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+kx=-F_v \tag{7.11}$$

方程(7.11)的余函数解式为方程(7.4)、(7.5)或(7.6)，其阻尼比由下式表示

$$\zeta=\frac{f-\lambda}{2(Mk)^{1/2}} \tag{7.12}$$

如果驱动阻尼小而摩擦力-速度梯度大，则 $f-\lambda$ 为负值，阻尼比为负值，受扰动后的运动为发散运动，如果

$$-1<\zeta<0$$

则为增幅振动。

### 7.2.3 振动特性

我们预先借用后面所分析的一些结果来对这一问题作定性的评价。

驱动速度的影响

许多实验证明，振动一般在低速下最为不利。如果驱动速度很高，则振动衰减。如果速度很低，则振动变得更加严重而且成为锯齿状。振动衰减时的最低驱动速度，常称临界速度。

振动幅度

对于正弦振动，速度-时间曲线对称于平均速度。发生粘着时，如§7.2.1所述，情况就不是这样，当速度大大低于临界速度时，在滑动期，速度峰值可达平均速度的许多倍。这会影响分析用

的摩擦力模型参数的选择。

振动频率

振动频率不得等于驱动系统本身的固有频率。可是，如果振动并不剧烈，驱动频率就是一个有用的指标，可用于选择摩擦力模型。

## §7.3 各种解析法综评

线性系统可用线性微分方程表示。线性的一个要点是重迭性，即式(7.3)的齐次方程的线性组合也就是解。此外，系统扰动 $f_1(t)$ 和 $f_2(t)$ 的响应 $r_1(t)$ 和 $r_2(t)$ 可以组合成 $a_1r_1(t)+a_2r_2(t)$ 的形式，以产生对扰动 $a_1f_1(t)+a_2f_2(t)$ 的响应。因此，响应的形式不受扰动量的影响。尤其是一个线性系统在稳定工作状态下受到扰动时，总会显示瞬变响应或发散响应，而与其初始状态和扰动量无关。此外，对于不稳定振动的线性系统，振动幅度随时间而无限增大。非线性系统由于没有重迭性，并且响应的整个特性取决于扰动量和初始工作状态，因此常常很难分析和理解。此外，不稳定的非线性系统也会作等幅振动。已经制定了一些解析法可用来分析任何线性系统，但是也需要选择一种解决方法能用于某个非线性问题。现在来概要地讨论一下常用的方法。

### 7.3.1 摄动法

研究系统在接近工作状态时的性能，常可获得有用的资料。只要非线性是连续的，就可以用切线逼近法求出线性方程。这一解析法可以证实一个系统稳定与否。在后面一种情况下，这种方法可以提出改进设计使系统获得稳定。研究摩擦力-速度曲线的负梯度效应时，如§7.2.2中所述，这种方法是可行的。当非线性特性以图解形式表示时，可以在运算点上作一切线，从而求得直线近似值，当它以解析形式表示时，可用非线性函数仅保留线性项的泰勒级数来表示其非线性。这个方法不适用于不连续的非线性，例如§7.2.1实例中的静摩擦特性就是。可以试一试用下面概括的方法来代替。

### 7.3.2 分段线性近似法

我们常可用一组线性表达式足够精确地表示非线性特性，每一表达式在输入变量的一定区域内有效。这种近似法的概念可以用图 7.7 的曲线来说明。对扰动的瞬变响应是分段进行计算的，每段都具有有限长。每段的最终状态可用作求解下一段区间的线性方程的初始状态。有时，不仅可以得出有关瞬变状态的结论，而且还可以得出有关稳定状态的结论。这个方法将在 § 7.5 中加以应用。

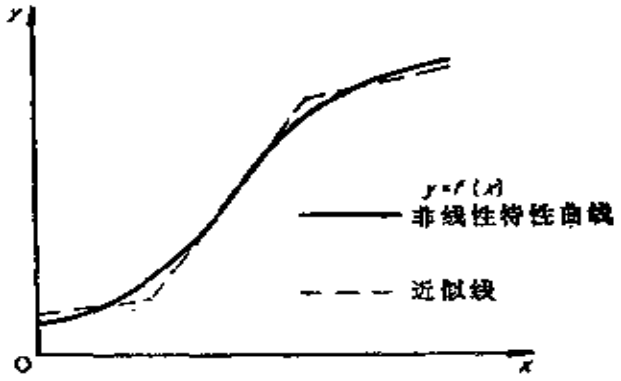



图 7.7 分段线性近似法

### 7.3.3 相位平面解析法

相位平面法可用于研究由二阶常系数常微分方程描述的非强迫系统的瞬变响应。以前一直用位移-时间曲线来说明系统。对于由二阶微分方程决定的定位系统，速度和位移共同描述状态，因而我们能用称为轨线的曲线图来表明状态在速度-位移平面内如何变化。通过速度和位移变量，将二阶方程化为一阶方程，然后可直接求解或用图解法求解，以求得轨线。当非线性为速度或位移的函数时，此法特别有用。这里可用一简单线性例子来加以证明。

假设驱动系统具有低摩擦滑轨，则方程(7.9)可代之以

$$M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+f\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+kx=0 \tag{7.13}$$

令 $y=\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$，方程(7.13)就成为

$$My\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}+fy+kx=0 \tag{7.14}$$

于是，在相位平面上的任意点$(x, y)$，可以算出轨线的斜率 $\mathrm{d}y/\mathrm{d}x$，从而画出轨线。轨线斜率 $s$ 相等的各点连线(称为等倾线)的方程为

$$(Ms+f)y+kx=0$$

这是一条通过原点的直线。等倾线一旦绘出，就可以很快作出以一已知初始状态为起点的近似轨线。图 7.8a 表示驱动系统的阻尼不足时的一些等倾线和一典型轨线。此轨线盘旋到原点。当 $f=0$ 时，系统的响应为连续振动，轨线为封闭形，如图 7.8b 所示。为了比较起见，还画出了相应的位移-时间曲线。如果需要计算从状态 $A$ 到状态 $B$ 所经过的时间，可运用下列关系式：

$$t=\int_A^B \frac{1}{y}\,dx \tag{7.15}$$

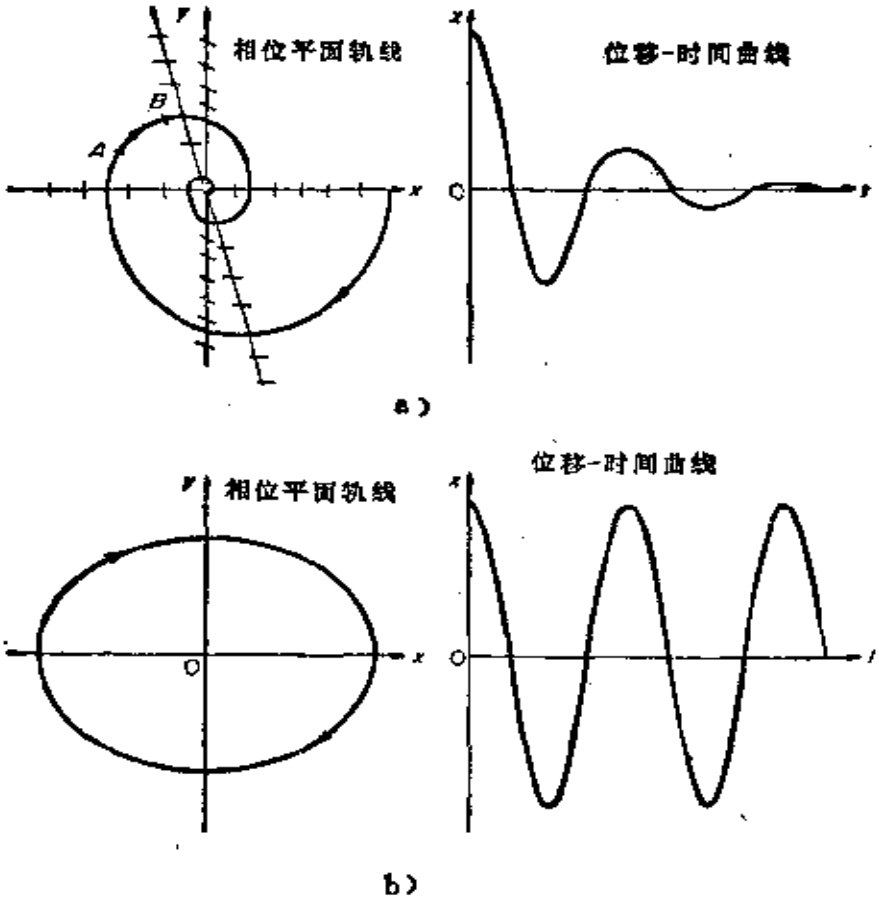



图 7.8　系统响应

a) 欠阻尼情况　b) 无阻尼情况

### 7.3.4　描述函数法

线性系统的稳定性可用 Nyquist 等人所提出的频率响应法[2]

来加以研究。此法极其有效，其根据是，正弦输入(象在稳定振动过程中出现的那样)在施加于线性元件时会产生正弦响应。然而，非线性效应会引起畸变，就象饱和放大器削减正弦输入电压的峰值时那样。因此，Nyquist 法不能直接用于有关摩擦的那些非线性系统。如果具有较大的惯性，则表示畸变的高频谐波就可能衰减，而留下一几乎是正弦波的响应，因而同描述函数法[3]一样，频率响应法也可以改用来求得有关近似振幅和振动频率的有用资料。读者如想研究该法如何应用，可以查阅本书所引用的参考文献[2,3]。

### 7.3.5 模拟法

模拟计算机已用于研究有关摩擦的系统[4,5]。这里，非线性可用标准计算机元件以合理的精度表示之。有关静摩擦和动摩擦特性的精确数据，系统设计人员未必可用，但是通过模拟可以迅速检查可能有的各种摩擦状态下的工作性能。

## §7.4 摩擦力模型

分析摩擦振动时，需要系统元件和摩擦力的模型。在电气、机械或液压装置中，为满足这一需要，已经有了很大的进展。另一方面，摩擦力取决于很多因素，这些因素至今尚未定量，而且往往会在工业环境中发生很大的变化。因此，分析人员必须选择一个他认为具有代表性而又充分详细地描述他研究目的的模型，而不管该模型能消除讨厌的振动，还是能预测临界速度及频率和振幅特性。

由于摩擦力随着配合面之间的法向压力而大大改变，所以某些机械中几何形状的变化会造成摩擦力很大的变化，因此，结果良好的分析不是取决于是否考虑了摩擦系数的变化，而是取决于是否考虑了法向压力的变化。这里，我们只考虑法向力不变的系统，并研究稳定滑动的稳定性。

显而易见，在滑轨的不同点上，摩擦系数是不同的。然而，这种变化可能很小而且是不规则的。因此，它们虽然会对运动连续

产生很小的扰动，但是它们未必是持续振动的主要原因。当然，如果系统是不稳定的，开始时的速度扰动就会带来振动。

摩擦力变化与速度或加速度变化有关，这是很重要的。必须着重指出，虽然已经看到在高速下会发生不太严重的振动[6]，但是摩擦振动一般发生在滑动速度很低时。在存在流体动力润滑时，摩擦力往往使阻尼增大。所以我们研究适用于零速度附近的模型。

我们已经看到§7.2图7.5a和b中所示的基本模型。在前一种模型中，假设摩擦力在开始滑动时作瞬时下降，然后保持不变。在第二种模型中，摩擦力逐渐减小。在这二种情况下，都假定粘着时的摩擦力与引起运动的驱动力是瞬时相配的，直到此力增大到刚好超过 $F_s$ 值，这时开始作瞬时滑动。此外，滑动过程中的摩擦力也取决于瞬时速度值。

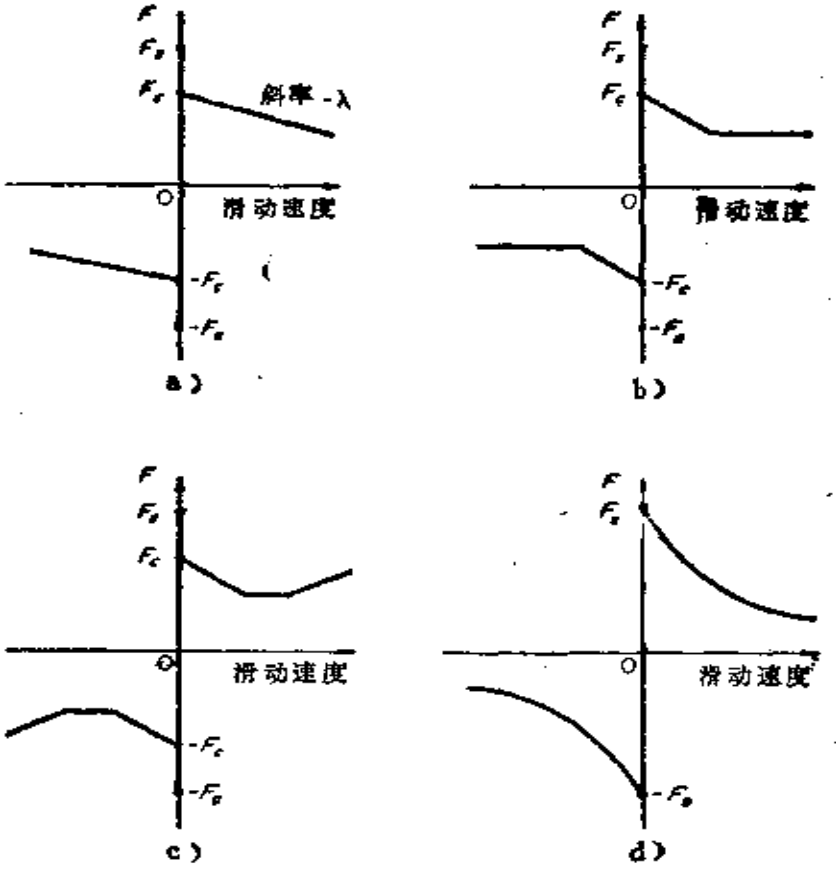



图7.9 摩擦-速度特性曲线的简化模型

一种简单的引伸方法是把这些模型按各种方式组合起来，如图 7.9a 和 b 所示。速度较大时，运动阻力可能较大，因此模型可改为图 7.9c 所示。当然，这些模型中存在的不连续性实际上不会出现，但是其分段线性性质却可使分析简化。另一种方法是，我们选择滑动时具有连续梯度的 $f$–$v$ 曲线，该曲线可用下式表示

$$F = F_s - A(1 - e^{-\lambda v_s}) \tag{7.16}$$

这一模型的简图如图 7.9d 所示。如采用相位平面法，就无需把它写成解析式。

延长粘着期通常会使开始滑动时的摩擦力 $F_s$ 大于粘着时间很短时的 $F_s$[7]。这一影响随滑动条件特别是随润滑剂的不同而大大不同。典型的变化如图 7.10 所示，某些研究人员用下列表达式表示这一影响：

$$F_s = F_1 + (F_2 - F_1)(1 - e^{-at_s}) \tag{7.17}$$

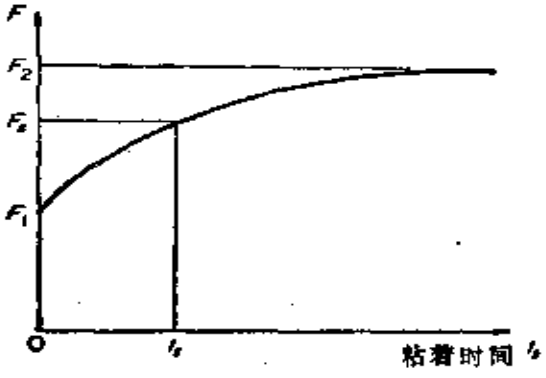



图 7.10　粘着时间对静摩擦的影响

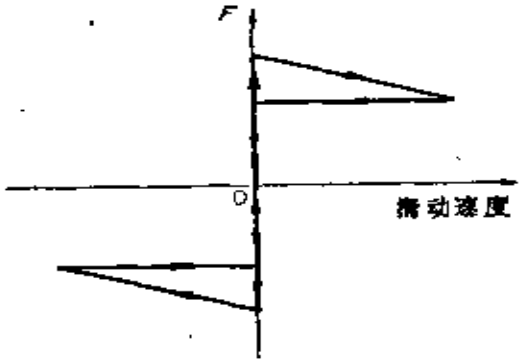



图 7.11　摩擦-速度模型中的简化滞后效应

当我们讨论到这里，情况看来是有利的，因为现在有了一些数据说明摩擦力与速度的关系。可惜这种数据大部分是在恒速条件下按稳态测量所记录的每个摩擦力而获得的。但是，在振动中，速度是变化的，所以最好采用在与振动研究相同的条件（速度变化和振动频率）下进行实验而获得的数据。Bell 和 Burdekin[9]的研究表明，对于典型的机床滑轨来说，在动态条件下即振动中，$f$–$v$ 曲线的斜率与在稳态条件下记录的不同。但是，只要斜率是在合适的动态条件下测量的，如图 7.5b 所示的这种模型的概念仍可用于

分析摩擦振动，Bell 和 Burdekin 用了这种方法后已奏成效。另一种动力效应是滞后现象，因在某些条件下已经看到 $f$–$v$ 曲线不是单值的[1]。加速时的斜率可能与减速时的不同，如图 7.11 中的简化模型所示。另一种可以说明动力效应的方法是将摩擦力视为速度 $v$ 和加速度 $a$ 的函数，其简化形式为

$$F = F_s + \lambda_1 v + \lambda_2 a \tag{7.18}$$

式中 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 都是常数。

## §7.5 粘滑振动分析

在§7.2 中已经知道，如果驱动系统的阻尼不足，则具有负梯度的摩擦–速度特性曲线会引起振动，而分析是简单的。这里我们要研究，当摩擦–速度关系不是显示图 7.9a 所示的负梯度，而显示静摩擦特性时同一驱动系统（图 7.4）的性能。Derjaguin 等人[10]对这种情况作了广泛的论述，其中包括摩擦力与静态接触时间的相关性对振动的影响。

### 7.5.1 运动描述

在分析之前，先来讨论从质量静止状态开始运动时的运动主要特征，这时驱动弹簧未受压缩，而驱动端以恒速 $v$ 开始移动。摩擦力可以假设为与静态接触时间无关。

弹簧受压缩，直到它的压缩力和阻尼力之和等于静摩擦力 $F_s$ 值为止。质量开始滑动，这时假设摩擦力在一瞬间降到 $F_c$ 值。从该瞬时测量时间 $t$。于是在 $t=0$ 时，作用在质量上的不平衡力为 $F_s - F_c$，因此在 $t=0$ 时加速度为 $(F_s - F_c)/M$。滑动速度增加，直到最后弹簧力下降到开始减速为止。如果减速期结束而速度仍未降到零，就不再产生粘着现象，然后质量速度按图 7.12c 所示的形式接近驱动速度 $v$。

如果在减速期速度已降到零，则下一阶段就有两种可能性，要么反向，要么粘着。在这里的论述中，我们排除前者，因为在一般情况下即 $F_s < 3F_c$ 时不会产生反向现象。如果产生粘着现象，则驱动弹簧又受压缩，直到质量滑动而摩擦力下降为止，于是系统就

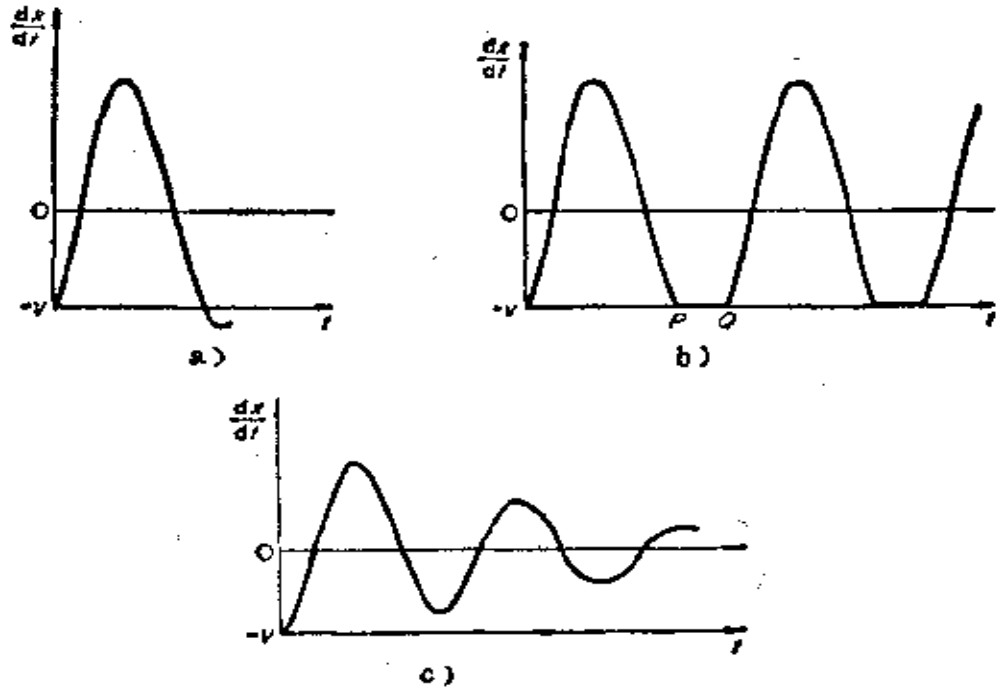



图 7.12　速度变化(速度$=v+(\mathrm{d}x/\mathrm{d}t)$)

a) 滑动时速度降到零以下　b) 发生粘滑振动
c) 阻尼增大,速度保持为正,而振动衰减

处于与第一期滑动开始时相同的状态。循环按此重复进行。

总之,这一理论所用的判据是,如果滑动时速度降到零,则从静止状态开始突然加速之后,就发生粘滑,而突然加速是由摩擦力降低量$F_s-F_c$引起的。

### 7.5.2　分析

以$x$表示弹簧伸长量。由于驱动速度$v$不变,则

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}-v \tag{7.19}$$

和

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}=\frac{\mathrm{d}^2X}{\mathrm{d}t^2} \tag{7.20}$$

质量的运动方程为

$$M\frac{\mathrm{d}^2X}{\mathrm{d}t^2}=-f\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}-kx-\left[F_c-\lambda\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}\right] \tag{7.21}$$

$$M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+f\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+kx=-\left[F_c-\lambda\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+v\right)\right] \tag{7.22}$$

即

$$M\frac{d^2x}{dt^2}+(f-\lambda)\frac{dx}{dt}+kx=-[F_0-\lambda v] \tag{7.23}$$

阻尼比 $\zeta$ 和无阻尼固有频率 $\omega_n$ 各为

$$\zeta=\frac{f-\lambda}{2(Mk)^{1/2}} \tag{7.24a}$$

和

$$\omega_n=\left(\frac{k}{M}\right)^{1/2} \tag{7.25b}$$

如以 $\zeta$ 和 $\omega_n$ 来表示，则运动方程成为

$$\frac{1}{\omega_n^2}\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{2\zeta}{\omega_n}\frac{dx}{dt}+x=-S \tag{7.26}$$

式中

$$S=\frac{F_0-\lambda v}{M\omega_n^2} \tag{7.27}$$

将特定积分解 $x=-S$ 与方程(7.4)的余函数解相加，可得方程(7.26)的解。它可以写成

$$x=-S+e^{-\zeta\omega_n t}\{A\cos[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}t] +B\sin[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}t]\} \tag{7.28}$$

从而得

$$\frac{dx}{dt}=e^{-\zeta\omega_n t}\{[-\zeta\omega_n A+\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}B]\cos[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}t] -[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}A+\zeta\omega_n B]\sin[\omega_n(1-\zeta^2)^{1/2}t]\} \tag{7.29}$$

当 $t=0$ 时，下列条件适用：

$$kx+f\frac{dx}{dt}=-F_0 \tag{7.30}$$

和

$$\frac{dx}{dt}+v=0 \tag{7.31}$$

从方程(7.28)、(7.29)、(7.30)、(7.31)得

$$x=-S+e^{-\zeta\omega_n t}[(2\zeta v_1-\delta)\cos(\omega_n\gamma t) +\frac{1}{\gamma}(2\zeta^2 v_1-\zeta\delta-v_1)\sin(\omega_n\gamma t)] \tag{7.32}$$

和

$$\frac{dx}{dt}=\omega_n e^{-\zeta\omega_n t}\left[-v_1\cos(\omega_n\gamma t)-\frac{\zeta v_1-\delta}{\gamma}\sin(\omega_n\gamma t)\right] \quad (7.33)$$

式中 $\delta=(F_s-F_o)/k$, $\gamma=(1-\zeta)^{1/2}$, $v_1=v/\omega_n$。滑动时的加速度为

$$\frac{d^2x}{dt^2}=\omega_n^2 e^{-\zeta\omega_n t}\left[\delta\cos(\omega_n\gamma t)+\frac{v_1-\zeta\delta}{\gamma}\sin(\omega_n\gamma t)\right] \quad (7.34)$$

由方程(7.33)得，$\frac{dx}{dt}$ 与 $t$ 的曲线图形如图 7.12a 所示。如果曲线与$\left(\frac{dx}{dt}\right)=-v$ 线相交，将产生粘着现象，实际的运动将为粘滑运动，如图 7.12b 所示，图中 $PQ$ 表示粘着期。如果曲线与$\left(\frac{dx}{dt}\right)=-v$ 线不相交，则运动将如图 7.12c 所示。

观察图 7.12 的曲线可知，$\frac{dx}{dt}$ 超过零，在无粘着滑动时，这应该是它的稳定值，然后 $\frac{dx}{dt}$ 低于零。这种低于零的程度是很重要的。如果增大初始加速度，则低于零的程度也增大。

当滑动速度 $v$ 已知时，临界加速度及 $F_s-F_o$ 的临界值，可根据低于零的曲线切于$\left(\frac{dx}{dt}\right)=-v$ 线这一条件确定。换言之，当$\left(\frac{dx}{dt}\right)=-v$ 时，$\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)$为零。由方程(7.34)得，当

$$\tan(\omega_n\gamma t)=\frac{\gamma}{\zeta-v_1/\delta} \quad (7.35)$$

时，
$$\frac{d^2x}{dt^2}=0$$

可见，在第一次超过零时，满足方程(7.35)的 $t$ 值达到最低，而我们需要第二次最低值即 $T_1$。

由方程(7.33)可得 $T_1$ 和 $\frac{\delta}{v_1}$ 的第二个关系式，条件为$\left(\frac{dx}{dt}\right)=-v$。我们将以 $P$ 表示主要的参数 $\frac{\delta}{v_1}$，而 $P$ 用系统参数表示为

$$P=\frac{F_s-F_o}{Mv\omega_n} \quad (7.36)$$

对于已知的 $\zeta$ 值可用数值解法解出这些关系式，从而求得 $P$ 的临界值。Derjaguin 等人[10]的报告介绍了表示 $\zeta$ 和 $P$ 的临界值之间关系的曲线，并且还研究了滑动期和粘着期的持续时间。

### 7.5.3 相位平面分析

相位平面对图解研究是很有用的，它清楚地显示了开始滑动时的初始加速度和滑动速度的相对值的重要性。将方程(7.26)对 $t$ 进行微分，得

$$\frac{1}{\omega_n^2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)+\frac{2\zeta}{\omega_n}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)+\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)=0 \qquad (7.37)$$

用无量纲相位平面坐标

$$u=\frac{1}{v}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$$

$$w=\frac{1}{v\omega_n}\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}$$

来表示，则方程(7.37)就成为

$$w\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}u}+2\zeta w+u=0 \qquad (7.38)$$

在图 7.13a 中绘出了能满足方程(7.38)和切于 $AA$ 线(即 $u=-1$)的临界条件的轨线。这是按小于 1 的正数 $\zeta$ 值绘出的。

初始状态通常用 $AA$ 线上的一点表示。如果该点位于 $P$ 点以下，例如 $Q$ 点，则对于同一 $\zeta$ 值来说，轨线就不与 $AA$ 相切，因而不发生粘滑。如果初始状态位于 $P$ 点以上，例如 $R$ 点，则轨线与 $AA$ 相交，因而发生粘滑。因此，当 $\zeta$ 值已知时，参数 $w_{t=0}$ 的值决定了粘滑是否发生。用系统参数表示为

$$w_{t=0}=\frac{F_s-F_o}{Mv\omega_n}=P$$

现在来研究稳定滑动状态受到瞬变扰动之后的运动。如果扰动导致代表状态的$(u, w)$点进入阴影区，就会接着产生粘着期，如果稳定滑动速度小于临界速度，就会发生粘滑。

相位平面法的另一种用途是点绘$\left(x, \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)$平面上的轨线，如图 7.13b 所示。

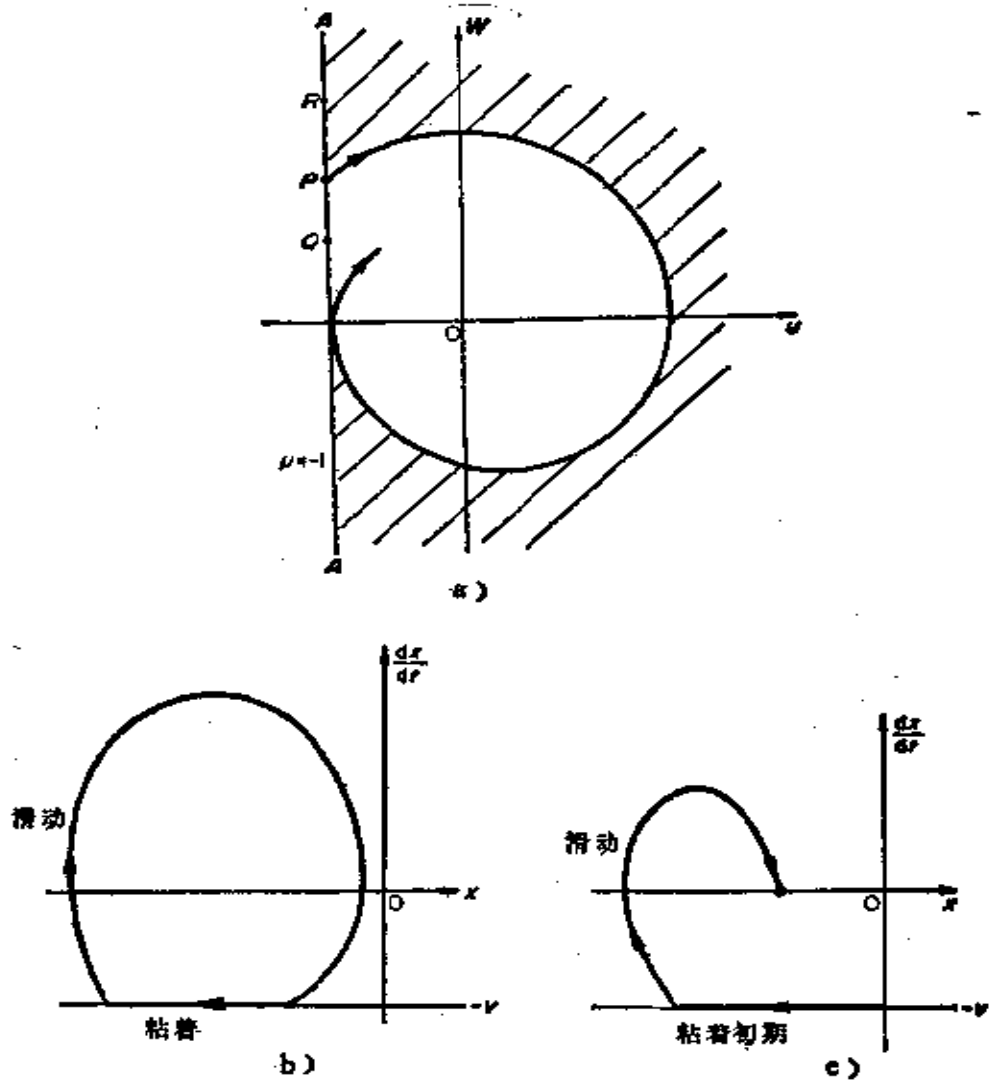



图 7.13　相位平面轨线

a) 临界速度条件($u$, $w$)平面　b) 粘滑轨线($x$, $dx/dt$)平面
c) 过阻尼情况。

可见，如果 $\zeta>1$，则轨线如图 7.13c 所示，这时不会发生粘滑。

### 7.5.4　几何影响

上面所作的分析是针对摩擦力随速度而变化的情况。在其他情况下，摩擦力也可能随几何形状的变化而变化。这些情况在研究制动器制动及有关专题[11,12]时起很重要的作用，但本书不予讨论。

### 7.5.5 零阻尼情况

为了举一实例来结束本章，我们应用以前提出的理论来研究驱动系统的运动，这时忽略不计速度变化时驱动阻尼和摩擦力的变化，因而阻尼比 $\zeta$ 为零。

方程(7.26)成为

$$\frac{1}{\omega_n^2}\frac{d^2x}{dt^2}+x=-\frac{F_c}{k} \tag{7.39}$$

当 $t=0$ 时，条件为

$$kx=-F_s \tag{7.40}$$

和

$$\frac{dx}{dt}+v=0 \tag{7.41}$$

能满足条件(7.40)和(7.41)的方程(7.39)的解为

$$x=-\frac{F_c}{k}-\delta\cos(\omega_n t)-v_1\sin(\omega_n t) \tag{7.42}$$

从而得

$$\frac{dx}{dt}=\omega_n[\delta\sin(\omega_n t)-v_1\cos(\omega_n t)] \tag{7.43}$$

和

$$\frac{d^2x}{dt^2}=\omega_n^2[\delta\cos(\omega_n t)+v_1\sin(\omega_n t)] \tag{7.44}$$

滑动速度达到最大时的时间 $\tau$ 为

$$\tan(\omega_n\tau)=-\frac{\delta}{v_1}$$

即

$$\tan(\omega_n\tau)=-P \tag{7.45}$$

由方程(7.45)得

$$\sin(\omega_n\tau)=\frac{P}{(1+P^2)^{1/2}}$$

和

$$\cos(\omega_n\tau)=-\frac{1}{(1+P^2)^{1/2}}$$

将这些式子代入方程(7.43)，得最大滑动速度 $v_{sm}$ 为

$$v_{sm}=v+\left(\frac{dx}{dt}\right)_{max}=v[1+(1+P^2)^{1/2}] \tag{7.46}$$

滑动速度达到最大时的弹簧变形 $x$ 为 $-F_c/k$。由方程(7.43)

得，滑动持续时间 $\tau_{s1}$ 为

$$\tau_{s1}=2\tau \tag{7.47}$$

而由方程(7.42)可确定滑动结束时的弹簧变形为$(F_s-2F_c)/k$。如果 $F_s-2F_c>0$，就会发生速度反向。如果我们假设这会导致摩擦力立即反向(这时摩擦力的大小至少为 $F_c$)，则除非 $F_s>3F_c$，实际上不会发生速度反向。我们将不考虑这种不大可能出现的情况。因此在滑动结束时，发生粘着，这时

$$\frac{dx}{dt}=-v$$

所以，如果粘着持续时间为 $\tau_1$，则在粘着结束时弹簧变形可表示为

$$x=\frac{F_s-2F_c}{k}-v\tau_1 \tag{7.48}$$

摩擦力与粘着时间无关

假设摩擦力能在一瞬间从 $F_c$ 增大到 $F_s$，则粘着期的持续时间能满足公式

$$F_s=-k\left[\frac{F_s-2F_c}{k}-v\tau_1\right]$$

即

$$\tau_1=\frac{2(F_s-F_c)}{kv} \tag{7.49}$$

总时间为 $$\tau_{s1}+\tau_1=\frac{2}{\omega_n}(\pi-\tan^{-1}P+P)$$

图 7.14a 表示振动的主要特征。

摩擦力与粘着时间有关

如果在粘着期结束时摩擦力随着粘着持续时间 $t$ 按某种关系

$$F=F(t) \tag{7.50}$$

增大，则上面的分析就需要加以修改。

如果粘着期的持续时间 $\tau_1$ 很短，则

$$F(\tau_1)<F_s$$

因而得出，第二期滑动开始时的加速度小于第一期的加速度，并且振幅较小。第一期滑动后的粘着持续时间 $\tau_1$ 能满足下式：

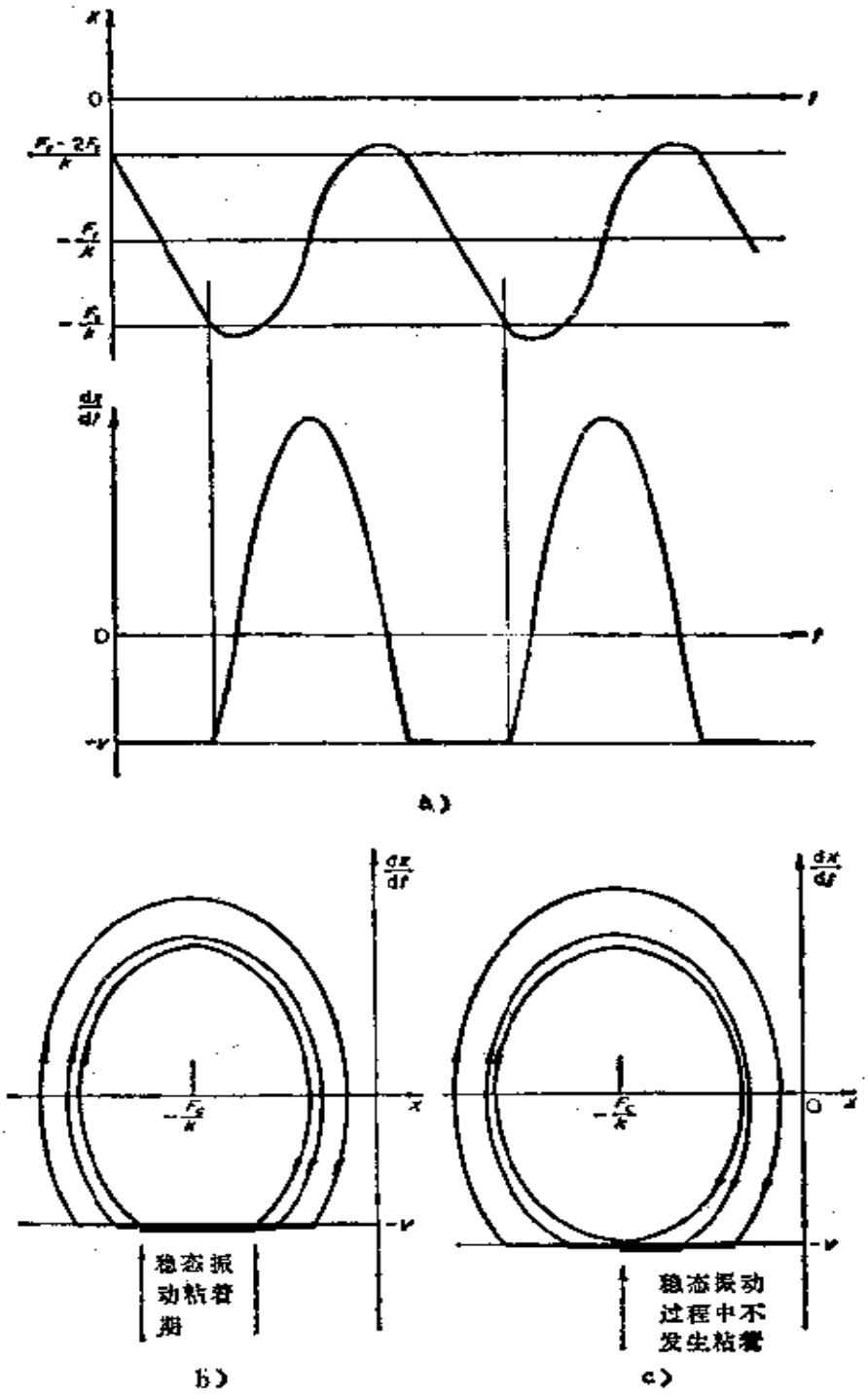



图 7.14　驱动系统的振动，无阻尼情况

a) 粘滑振动，$F_s$ 与粘着时间无关　b) 粘滑振动，$F_s$ 与粘着时间有关，粘着期趋于一定值　c) 速度增高，$F_s$ 与粘着时间有关，粘着期缩短，而经若干循环后消失

$$F(\tau_1) = -k\left[\frac{F_s - 2F_c}{k} - v\tau_1\right] \tag{7.51}$$

一般说来，第 $n$ 期滑动后的粘着期的持续时间 $\tau_n$ 能满足下式：

$$F(\tau_n) = -k\left[\frac{F(\tau_{n-1}) - 2F_c}{k} - v\tau_n\right] \tag{7.52}$$

如果　　当 $n\to\infty$ 时，$F(\tau_n) - F(\tau_{n-1})\to 0$，

则振动收敛成稳定振动。

因此，由方程(7.52)得

$$F(\tau_\infty) = -F(\tau_\infty) + 2F_c + kv\tau_\infty$$

即

$$F(\tau_\infty) = F_c + \frac{1}{2}kv\tau_\infty \tag{7.53}$$

如果 $F(t)$ 已知，就可用方程(7.53)来确定临界速度，超过此速度时，$\tau_\infty$ 为零，这意味着在经过足够的滑动和粘着交替循环后振动的粘滑特征消失。于是，质量的速度在极限(0, $2v$)之间按正弦规律变化。图 7.14b 和 c 表示速度低于和超过临界速度时的轨线。

## §7.6 进一步分析

上节所介绍的分析方法适用于摩擦特性如图 7.9a 所示而用二阶线性微分方程描述的驱动系统。我们常要碰到高阶或具有较复杂摩擦力模型的系统。例如，由于压缩作用的缘故，液压传动常用三阶或更高阶的微分方程来描述。在这种情况下，我们遇到了困难，因为内容已超出了本章范围，但是提一些建议也许是有帮助的。我们先来考虑三阶系统。

在§7.5 中，对于静摩擦情况，我们采用的判据是，如果有一初始粘着状态在发生滑动之后又发生粘着，则粘滑将持续存在。现在对三阶系统来说，状态取决于三个变量，而不是二阶传动系统的情况，仅取决于质量速度和弹簧变形。因此，第一期后的粘着期结束时的状态不一定与初始粘着状态相同。在这一情况下，一种可能的方法是用二阶方程初步地近似描述系统，即用模拟计算机或

数字计算机精确计算其值之前确定近似临界速度。

如果问题是研究接近于稳定滑动速度时的稳定性，而在此区域内摩擦-速度曲线是线性的，那么就可以应用 Routh-Hurwitz 稳定性判据。基本方程应该写成

$$a_0\frac{d^3z}{dt^3}+a_1\frac{d^2z}{dt^2}+a_2\frac{dz}{dt}+a_3z=A \tag{7.54}$$

式中 $z$ 为因变量，$A$ 为常数，$a_0$、$a_1$、$a_2$ 和 $a_3$ 均为取决于传动参数和 $f$-$v$ 曲线的局部梯度的系数。因此，根据 Routh-Hurwitz 判据，只要 $a_0$、$a_1$、$a_2$ 和 $a_3$ 均为正数，并且满足不等式

$$a_1a_2>a_0a_3 \tag{7.55}$$

系统就是稳定的。如果判据得到满足，则对于稳定滑动运动的很小扰动就不会引起持续振动。关于适用于高阶系统的 Routh-Hurwitz 判据的说明，读者可查阅参考文献 2。

在需要考虑 $f$-$v$ 曲线的变化梯度的情况下，如果传动系统用一类似于方程(7.7)的二阶微分方程描述时，就可采用相位平面法[13]。摩擦力非线性和高阶驱动系统方程的组合通常需要应用模拟法、描述函数法或高等的非线性振动理论。

## §7.7 消除粘滑的方法

本节提出系统的重新设计准则，以免系统发生振动事故。首先指出，振动事故是由于传动动力学与支承表面摩擦特性的相互影响而造成的。因此，我们可以考虑改变传动系统和支承系统或二者之一。

一种方法是减小摩擦力，以使其随速度的变化变得无关紧要。采用流体静压轴承、特地涂以低摩擦材料的轴承或滚动轴承，就可以做到这一点。这样的轴承将在本书的其他章节中加以论述。虽然设计人员由于其他原因已经研究了这些轴承的应用情况，但另一方面由于昂贵和复杂却又想避免采用这些轴承。此外，普通轴承可以在麻烦的速度区之外提供阻尼，而低摩擦轴承却不能提供。

另一种方法指出，对于我们所研究的情况，$f$–$v$ 曲线的不良特征是负梯度或静摩擦效应。已经成功地用于机床传动的一种方法[14]是，从加有极性添加剂的矿物油中选择滑轨润滑剂，以使低速下 $f$–$v$ 曲线的梯度大致为零或甚至稍大一些。

观察了传动设计参数的影响后可以立即知道，确保稳定性或减小振幅的一种方法是增大传动阻尼。要做到这一点，可用直接法，例如加一阻尼器，也可用间接法，例如在伺服机构的实际应用中，速度反馈能改善稳定性[15]。添加阻尼可使系统在摩擦力梯度为正的速度区内动作缓慢。如果设计人员拟增加复杂化程度，可引用非线性阻尼，以使阻尼系数在危险速度区内高，而在其他区域低。

通常，选择一刚度很大的传动系统，以避免在载荷下变形过大。降低刚度通常导致粘滑幅度增大，但是应该记住，对于一大小固定的阻尼来说，当刚度增加时，传动阻尼比减小。增加传动刚度的主要效果可能是由于固有频率必然增加而造成的。当速度缓慢增减时，低速下的 $f$–$v$ 曲线会显示强烈的负梯度特性，而在高频率的速度波动下，梯度实际上可能为零。此外，当振动的粘着期间摩擦力增大是很重要时，增加刚度是有利的，因为它缩短了粘着时间。

## 参 考 文 献


1. H. Catling. Stick–slip friction as a cause of torsional vibration in textile drafting rollers. *Proc. Instn mech. Engrs*, **174**, No. 17, (1960), 575–86.
2. B. Porter. *Stability Criteria for Linear Dynamical Systems*. Oliver & Boyd, Edinburgh, (1967).
3. H. E. Merritt. *Hydraulic Control Systems*. Wiley, New York, (1967).
4. A. J. Healey and J. D. Stringer. Dynamic characteristics of an oil hydraulic constant speed drive. *Proc. Instn mech. Engrs*, **183**, Pt 1, No. 34, (1968–9), 683–93.
5. J. Parnaby. Electronic analogue computer study of non-linear effects in a class of hydraulic servomechanisms. *J. mech. Engng Sci.*, **10**, No. 4, (1968), 346–59.
6. J. B. Hunt, I. Torbe and G. C. Spencer: The phase-plane analysis of sliding motion. *Wear*, **8**, (1965), 455–65.
7. S. Kato, N. Sato and T. Matsubayashi. Some considerations on characteristics of static friction of machine tool slideway. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, Series F., *J. Lubric. Tech.*, **94**, No. 3, (July, 1973), 234–47.
8. R. Bell and M. Burdekin. Dynamic behaviour of plain sideways, *Proc. Instn*

*mech. Engrs*, **181**, Pt 1, No. 8, (1966–7), 169–84.
9. R. Bell and M. Burdekin. A study of the stick-slip motion of machine tool feed drives. *Proc. Instn mech. Engrs*, **184**, Pt 1, (1969–70).
10. B. V. Derjaguin, V. E. Push and D. M. Tolstoi. A theory of stick-slip sliding of solids. *Proc. Conf. Lubric. and Wear., Instn mech. Engrs*, (1957), 257–68.
11. R. T. Spurr. A theory of brake squeal. *Proc. Instn mech. Engrs*, No. 1, (1961–62), 33–52.
12. R. P. Jarvis and B. Mills. Vibrations induced by dry friction. *Proc. Instn mech. Engrs*, **178**, Pt 1, No. 32, (1963–64), 847–66.
13. B. R. Dudley and H. W. Swift. Friction relaxation oscillations. *Proc. R. Soc.*, (1949), 849–61.
14. M. E. Merchant. Characteristics of typical polar and non-polar lubricant additives under stick-slip conditions. *J. Lubric. Engrs*, **2**, (June 1946), 56–61.
15. P. L. Taylor. *Servomechanisms*. Longman, Harlow, (1969).

# 第八章　滚动力学

## §8.1 引　言

滚动原理作为一种移动方法始于古代，对现代社会仍很重要。虽然如此，这种移动方法仍完全可称之为人类智慧的产物。据悉，象印加王国那样进步的社会就没有发现这一原理。

鉴于采用这种移动方法的历史很长，而它现有的实验数据却很少，这一点实令人感到有些意外。滚动系统所显示的实效和方便，无疑已为工程师们所普遍认识。因此我们能列出工程中应用滚动的各个项目，即：各种型式的车轮、各种结构形状的球轴承和滚子轴承、变速摩擦传动、带传动（可看作带轮沿着一条连续带滚动）、构成小半径滚动接触区的刀刃、工作过程中同时有滚动和滑动的齿轮轮齿等等。

由这些发展结果可知，任何滚动情况都应该从三个观点加以分析，而下列作用可以作任意组合。

### 8.1.1 纯滚动或自由滚动

这代表最基本的滚动形式，这种滚动可能最接近于一个圆柱或一个球沿着一个平面无约束地作直线滚动的情况。

### 8.1.2 同时作用有表面牵引力的滚动

这些情况是在从动轮或制动轮上得到的，这时作用力在车轮和轨道之间的接触区产生了法向和切向牵引力。

### 8.1.3 由系统几何形状造成的接触区内有滑动区的滚动

球轴承的球绕内圈滚动，可以初步近似地看作绕一瞬时回转轴线转动，这是由于球和其滚道二者的几何形状一致而造成的（图8.1）。根据所考虑的基本运动问题得出，远离此回转轴线的接触区表面质点必定会发生滑动。但是应该看到，由于材料能承受弹性变形，这种滑动将多少受到抑制。

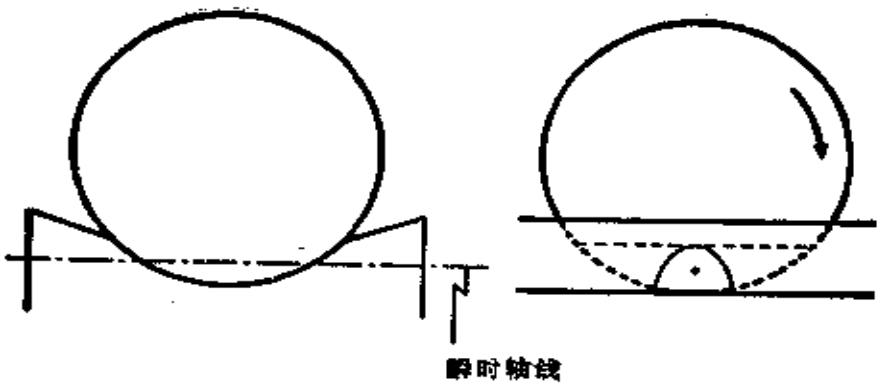



图 8.1

同样，绕曲面滚道滚动的球将承受扭矩，这样在球与其滚道之间产生了一点滑动。

## §8.2 自由滚动

由于任何物体均由可变形材料制成，因此当它们在载荷作用下进行接触时，必定发生变形。当物体的几何形状为圆弧形时，这种接触发生在较小的面积上，但是必须懂得，“线接触”(两个圆柱之间或一个圆柱与一个平面之间的接触)和“点接触”(两个球之间或一个球与一个平面之间的接触)仍需要一定的接触面积。接触面积的形状和尺寸取决于各个物体的几何形状、载荷和材料的变形特性等因素。因此，圆柱沿平面滚动时产生宽度为 $2a$ 的矩形接触面积(图 8.2a)；而球沿平面滚动时则产生圆形接触面积(图 8.2b)。这两个解是众所周知的赫兹分析的特例，我们可以由此而假设图 8.2c 所示的一般情况。这时，接触面积为椭圆形，它的两个半轴为 $a$ 和 $b$(参看第三章)。

当图 8.2b 中的物体 1 沿物体 2 滚动时，可以看出，两物体中心线之前的材料受到压缩，而中心线之后的材料则被解除这种应力状态。在这些情况下，将赫兹分析应用于这些物体的弹性变形后，可得出下列结论(参看第三章关于赫兹接触的初步讨论)。

### 8.2.1 圆柱在平面上滚动

在载荷 $P$ 的作用下，接触面积上的局部压力 $p$ 为

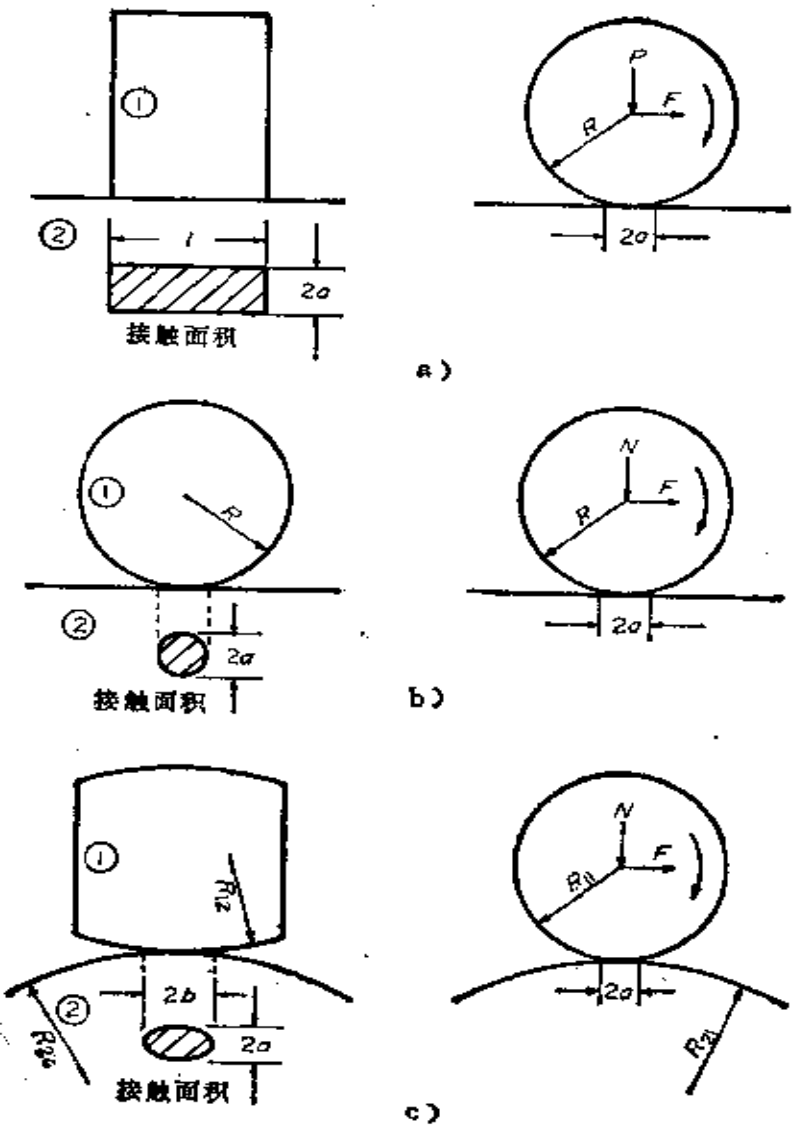



图 8.2　接触面积的各种形状

$$p=\frac{2P}{\pi a l}\left(1-\frac{x^2}{a^2}\right)^{1/2}$$

这是半圆形压力分布，最大压力为 $2P/\pi al$，在接触区中心(图 8.3)。接触区半宽 $a$ 值为

$$a=\left[\frac{4PR}{\pi l}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/2}$$

式中 $\nu$ 为泊松比，而 $E$ 为弹性模量，下标 1 和 2 是指图 8.3 所示

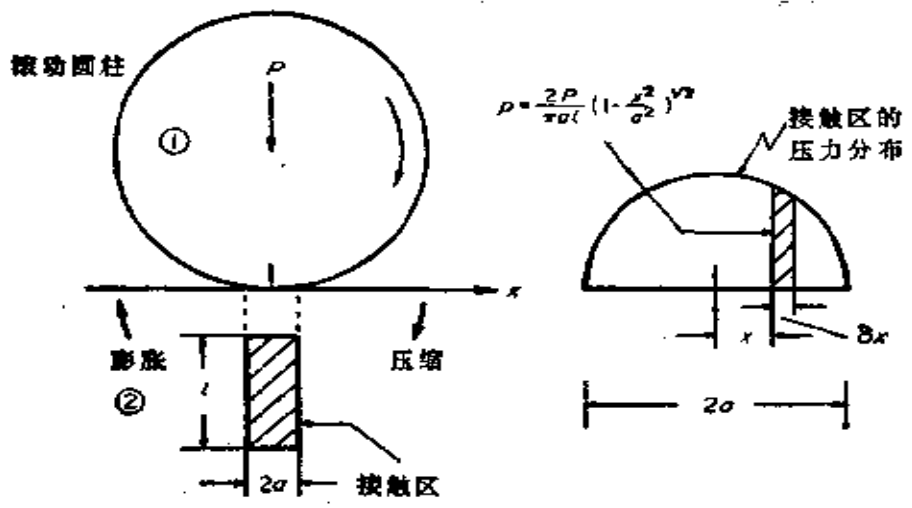



图 8.3

的两个物体。

现来研究距离接触中心为 $x$ 处的带元 $\delta x$。当物体 1 和 2 的材料前部受到压缩时，此压力就产生一相对于接触区中心的阻力矩 $M$，而

$$M=\int_0^a plx\,\mathrm{d}x=\frac{2Pa}{3\pi}$$

在理想的条件下，圆柱将受到一等值反向的力矩，此力矩由接触区后部的压力分布所产生。但是现在忽略这个影响，因此当圆柱滚过距离 $x$ 时，仅仅由于前部受挤压而作的弹性功为

$$\phi=\frac{Mx}{R}+\frac{2Pax}{3\pi R}$$

现在假设后部复原不能完全补偿此前部压缩弹性功。这可以解释为由于弹性滞后损耗引起能量消耗所致，而这种损耗是在滚动过程中材料必定发生复杂变形而引起的。如果这种损耗用一系数 $e$ 来表示，就可以知道滚过一段距离 $x$ 时的功耗将为 $e\phi$。如果这种损耗代表滚动阻力，则得

$$Fx=e\phi=e\,\frac{2Pax}{3\pi R}$$

式中 $F$ 为克服此阻力而需要的力。比值 $F/P$ 可以定为滚动阻力系数 $\lambda$，其意义与滑动摩擦系数 $\mu$ 相同，因此

$$\lambda=\frac{F}{P}=\frac{2}{3}\frac{ea}{\pi R}$$

$$=\frac{2}{3}\times\frac{e}{\pi R}\times\left[\frac{4PR}{\pi l}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/2} \qquad (8.1)$$

可以看出，$\lambda$ 与滚柱的几何形状、外加的载荷和两个接触体的弹性常数有关。当一个物体非常坚硬时，例如橡皮圆柱沿钢板滚动时，$E_2$ 远大于 $E_1$，因此 $1-\nu_2^2/E_2$ 一项在计算中可以忽略不计。

虽然上面对圆柱的自由滚动阻力作了定量说明，还必须作出一些合适的结论：

(a) $\lambda$ 式中所用的滞后损耗系数 $e$ 不同于按简单拉伸试验获得的 $e$。这是因为，在滚动过程中，材料任一单元通过接触区时的弹性变形是一非常复杂的过程，而在简单拉伸中变形型式较为简单而均匀。研究了这两种变形过程后可知，滚动圆柱的滞后损耗系数约为作简单拉伸试验时获得的损耗系数的 3 倍。

(b) 这里假设了滞后损耗系数为常数，可是已经证实，当变形较大时，它将随变形程度而变化。而且，关于应变率对滞后的影响也知之不多，因此在上面的分析中提出了自由滚动阻力与速度无关。

(c) 对于圆柱沿平面滚动的情况已经查明，最大应力状态存在于接触表面之下(见第三章)。因此在重载下，此高应力区可能会达到塑性流动状态，接触情况如图 8.4 所示。滚动时，刚好在表面之下的材料每一单元均经历了弹性-塑性-弹性状态。因此，即使

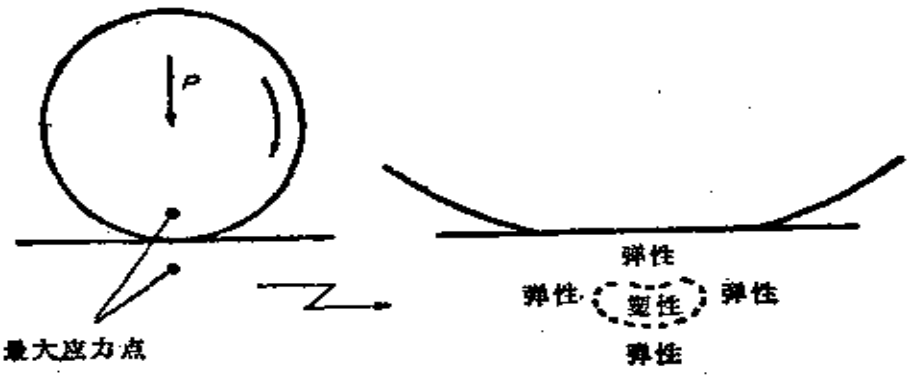



图 8.4

实际的接触表面一直承受弹性应力，这个过程也会引起明显的塑性能消耗。已经指出，在一定的承载条件下，这种情况会引起残余应力，因而在经过几个滚动循环之后可以稳住在纯弹性状态。因此在发生任何塑性变形的情况下，由于除了任何弹性滞后效应外，还有塑性功消耗，滚动阻力将会增大。

(d) 在此分析中曾经假设，处于接触的材料为完全弹性的，而且有一有限而定常的滞后损耗。对于许多材料并非如此，因为有一松弛时间，而且接触区后部的复原可能是不完全的。此外，大家知道，这种效应是与时间和温度有关的，但是基于这种粘弹性性能的分析结果，本书中不能进行讨论。

### 8.2.2 球在平面上滚动

对于这种情况，接触区的压力分布为

$$p=\frac{3N}{2\pi a^2}\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)^{1/2}$$

而接触圆的半径为

$$a=\left[\frac{3}{4}\,NR\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/3}$$

为了推导材料前部受到压缩时产生的阻力矩，仍研究一带元 $\delta x$(图 8.5)。此带元上因有压力分布而产生的总法向力为

$$\frac{3N}{2\pi a^2}\,dx\int_{-(a^2-x^2)^{1/2}}^{+(a^2-x^2)^{1/2}}\left[1-\frac{(x^2+y^2)}{a^2}\right]^{1/2}dy=\frac{3N}{4a^3}(a^2-x^2)\,dx$$

因此，所生的阻力矩 $M$ 为

$$M=\frac{3N}{4a^3}\int_0^a(a^2-x^2)x\,dx=\frac{3Na}{16}$$

此外，在滚过一段距离 $x$ 后，前部受压缩时所作的功为

$$\phi=\frac{Mx}{R}=\frac{3Nax}{16R}$$

这时引用一滞后损耗系数 $\varepsilon$，可得

$$Fx=\varepsilon\phi=\varepsilon\,\frac{3Nax}{16R}$$

而

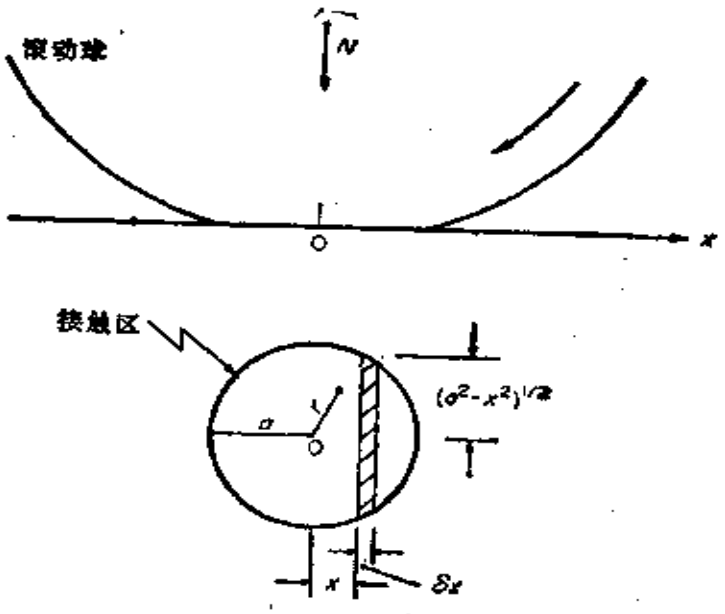



图 8.5

$$\lambda=\frac{F}{N}=\frac{3}{16}\frac{\varepsilon a}{R} \tag{8.2}$$

在此方程内，接触尺寸 $a$ 为

$$a=\left[\frac{3}{4}NR\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/3} \tag{8.3}$$

对圆柱沿平面滚动的情况所作的一般结论，这里仍可应用，所不同的是，这时的滞后损耗系数仅为简单拉伸时的两倍左右。

### 8.2.3 一般的椭圆接触

这时，接触椭圆上的压力分布为

$$p=\frac{3N}{2\pi ab}\left[1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{y^2}{b^2}\right]^{1/2}$$

对于 $a=b$ 的特例，这可简化成上节所讨论的圆接触情况。接触椭圆的尺寸可用半轴 $a$ 和 $b$ 表示为

$$a=k_a\left[\frac{3N}{\Sigma_\rho}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/3}$$

$$b=k_b\left[\frac{3N}{\Sigma_\rho}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/3}$$

式中

$$\Sigma_\rho=\frac{1}{R_{11}}+\frac{1}{R_{12}}+\frac{1}{R_{21}}+\frac{1}{R_{22}}$$

在这些公式中，$k_a$ 和 $k_b$ 为接触体的四个主曲率半径的函数，这已在第三章中作了讨论。

这时带元 $\delta x$ 上的总法向力(图 8.6)为

$$f=\frac{3N}{2\pi ab}\,\mathrm{d}x\int_{-b(1-x^2/a^2)^{1/2}}^{b(1-x^2/a^2)^{1/2}}\left(1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{y^2}{b^2}\right)^{1/2}\mathrm{d}y$$

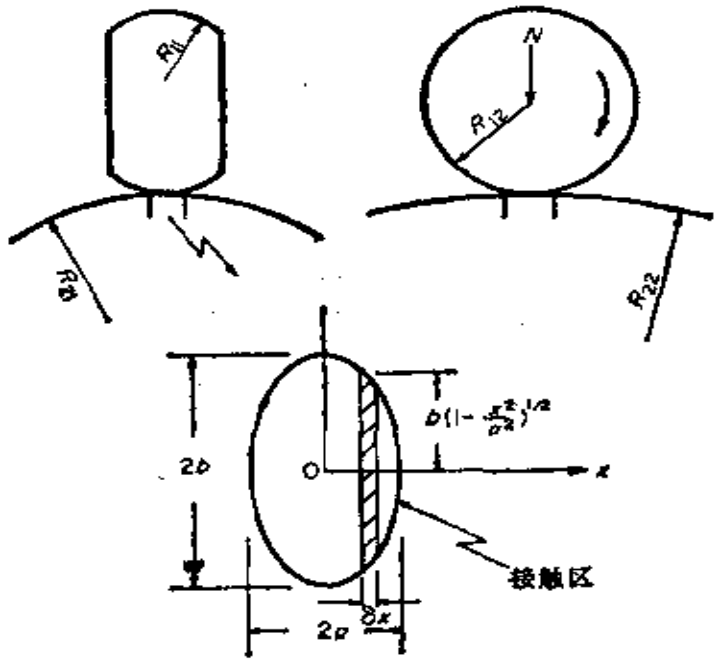



图 8.6

于是

$$M=\int_0^a fx\,\mathrm{d}x=\frac{3Na}{16}$$

和

$$\phi=\frac{Mx}{R_{12}}=\frac{3Nax}{16R_{12}}$$

因此

$$\lambda=\frac{F}{N}=\frac{3}{16}\,\frac{\varepsilon a}{R_{12}} \tag{8.4}$$

式中 $a$ 为

$$a=k_a\left[\frac{3N}{\sum\rho}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)\right]^{1/3} \tag{8.5}$$

这时，$\varepsilon$ 将为通过简单拉伸试验获得之值的 2 到 3 倍。当 $a$ 近似等于 $b$ 时，此值接近于 2；而当 $b$ 远大于 $a$ 时，此情况接近于滚动圆柱的情况，取此值接近于 3 较为适宜。

### 8.2.4 Heathcote 滑动

对于上面所讨论的接触情况，可以假设接触区实际上位于一个平面内。在许多工程应用中，例如各种型式的球轴承，这一假设就不再成立了。现来研究球沿着槽形滚道滚动的情况(图 8.7)。接触面积为椭圆形，而设滚动体中心处的接触角 $\beta$ 小于 30°。这时，尺寸 $a$ 和 $b$ 仍可足够精确地用赫兹公式加以推算。对于这种情况，滚动时，必须考虑绕瞬时回转轴线例如 $AA$ 转动。就接触椭圆而言，可以看出相对滑动必有三种方式；滑动量可定义为角速度与 $xz$ 平面内该接触点离 $AA$ 轴线的距离之乘积。

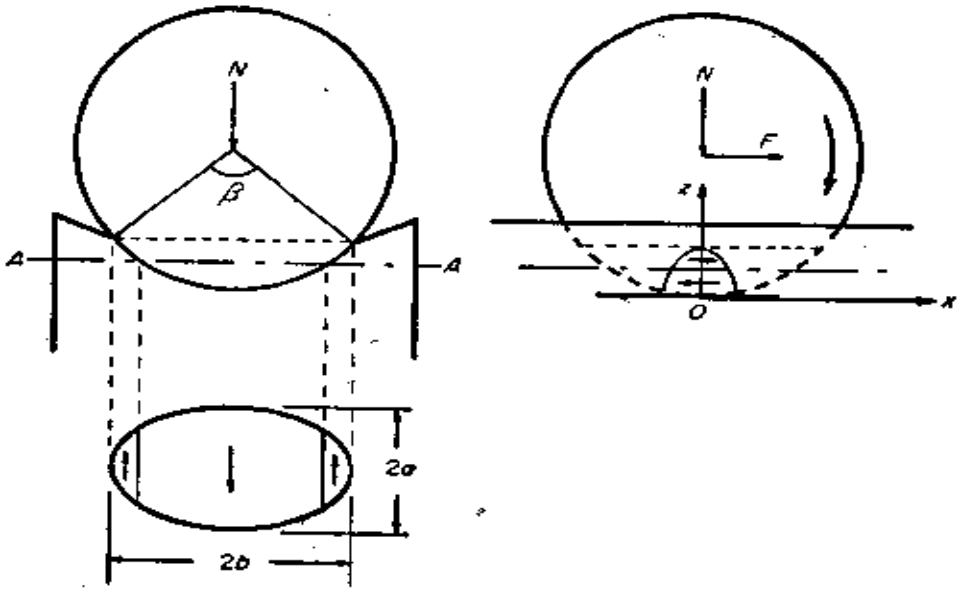



图 8.7 Heathcote 型滑动

产生运动的力 $F$ 现可看成由二个分量所组成。一个分量引起滞后损耗(按上述论点)，而另一分量引起滑动摩擦损耗。后者可以看作是绕 $AA$ 轴线的阻力矩，这是由于累加了这些摩擦作用而产生的。求此总和的方法将在下一节中进行讨论，因为另一个因素使这种作用复杂化了。

在涉及钢体的大多数工程应用中，接触椭圆的尺寸和 $AA$ 轴线高于 $O$ 点的高度都非常小，也就是比球的半径小几个数量级。因此滚动时，在接触区上产生的实际滑动速度非常小，而且由于滚

动，滑动材料很快通过接触区。这意味着球和滚道质点之间的相对位移量也非常小(对于钢一般在 $10^{-2}$ mm/s 的范围内)。这样小的相对位移在某种程度上说能由球和滚道材料的切向表面变形所引起，而无需作任何滑动。由此可知，在这类问题中，不会发生图 8.7 的简图中所示的某种滑动，而在接触区内肯定有不发生滑动的面积。这些面积必然是最易出现在图 8.7 中滑动非常小的区域，即接近于瞬时回转轴线 $AA$ 的区域。产生粘着区和滑动区的这种较复杂的情况属于微滑课题，现在来作详细研讨。

## §8.3 滚动中的微滑

### 8.3.1 滚动圆柱

现来研究两个承受法向载荷的滚动圆柱，其切向牵引力通过接触区传递(图 8.8a)。这可应用于承受驱动力矩的圆柱，例如机车的驱动轮，也可应用于承受制动力矩的圆柱，这时切向牵引力方向相反。不言而喻可以假设，接触区的宽度和压力分布的形状可用赫兹分析法求得，而不受切向牵引力的影响。如果沿接触区发生完全滑动，则总的表面牵引力 $T$ 将为 $\mu P$，而接触区内任一点的表面切向剪应力 $\tau_{xz}$ 将为 $\mu p$，其中 $\mu$ 为相应的滑动摩擦系数(图 8.8b)。

在下面的求解中，圆柱可以看作具有单位轴向长度，因此牵引力 $T$ 和 $P$ 为单位长度上的载荷。从接触理论不难看出，在接触区内，这种情况产生一线应变 $e_x$，而 $e_x$ 可表示为

$$e_x = -\frac{\mu}{2R}x \tag{8.6}$$

可以看出，在接触区内，$e_x$ 为 $x$ 的线性函数，其斜率为 $\mu/2R$。在接触区外，分布情况较为复杂，如图 8.8b 所示，但在下面的求解中无需考虑其确切形状。这代表了滚动圆柱的解，其中 $T=\mu P$。

现来研究 $T<\mu P$ 的情况，这样我们必须考虑所生的表面应变 $e_x$ 对两个圆柱表面质点作相对运动可能性的影响。为此，必须求得考虑表面变形所引起的位移时各个质点的速度表达式。

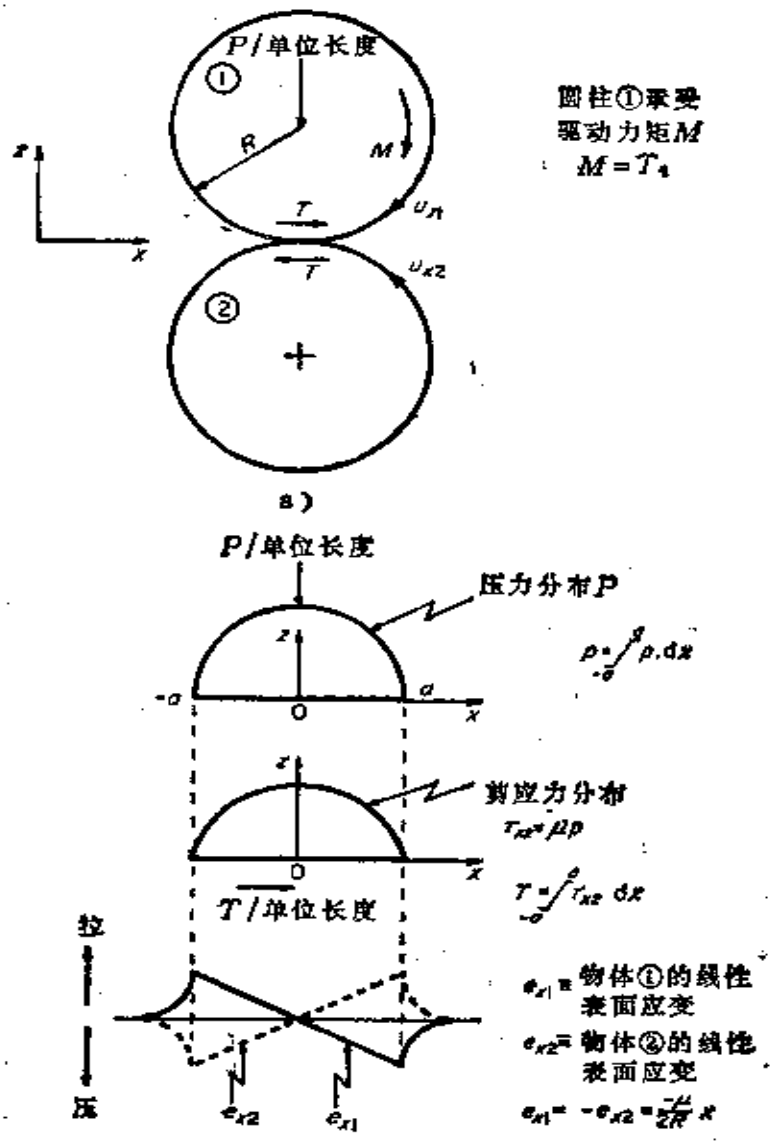



图 8.8

现来研究在无变形状态下距离坐标原点为 $X$ 的质点，由于变形，它沿 $x$ 方向移动了一段距离 $u$。如果我们假设 $u$ 为常量，即稳态条件成立，则此质点的坐标位置可用 $x$ 表示，即

$$x=X+u$$

因此，其速度 $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ 为

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x}\times\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$$

由于应变很小，$x$ 近似等于 $X$，因此 $(dx/dt)\approx(dX/dt)$。不过，$dX/dt$ 为不计变形时质点的速度，即质点刚体的速度 $U_x$。$x$ 方向的应变 $e_x$ 可表示为 $dU/dx$，因而我们可把质点的合速度 $V_x$ 写成

$$V_x=U_x+U_xe_x=U_x(1+e_x) \tag{8.7}$$

如果现在来研究两个圆柱表面上的重合质点，就可由牛顿第三定律知，两个物体上的牵引力必定方向相反而大小相等，因而在任一点上

$$e_{x1}=-e_{x2}$$

可见，图 8.8 所示的应变型式能满足这一准则。因此，接触体表面上两个重合质点的速度可以写成

$$\begin{aligned}V_{x1}&=U_{x1}(1+e_{x1})\\V_{x2}&=U_{x2}(1+e_{x2})=U_{x2}(1-e_{x1})\end{aligned} \tag{8.8}$$

根据定义，$U_{x1}$ 和 $U_{x2}$ 为刚体恒定的接近速度，因此不言而喻，此两速度只是在 $e_{x1}$ 和 $e_{x2}$ 均不变的区域内才完全相同。所以，这就决定了滑动区的基本条件，在此区域内，滑动可由物体表面变形所引起。当 $V_{x1}=V_{x2}$ 时，由式(8.8)可得关系式

$$U_{x1}-U_{x2}=-e_{x1}(U_{x1}+U_{x2})$$

或

$$\frac{\Delta U}{U}=-2e_{x1} \tag{8.9}$$

式中 $\Delta U$ 为两刚体圆周线速度之差，$U$ 为平均圆周线速度，即

$$U=\frac{U_{x1}+U_{x2}}{2} \tag{8.10}$$

总而言之，当 $T$ 小于 $\mu P$ 时，如果在这些区域内由切向牵引力引起的表面应变为常量，而且两圆柱上远离接触区(即无表面应变之处)的各点圆周速度不同的话，就会存在不出现相对滑动的接触区。

现在可以根据图 8.9 中所示的论点对这一问题提供一令人满意的解法。图 8.9a 表示按照赫兹理论的法向压力分布图，而图 8.9b 表示整个接触区 $T'=\mu P$ 和 $\tau_{xz}=\mu P$ 时的切向牵引力分布

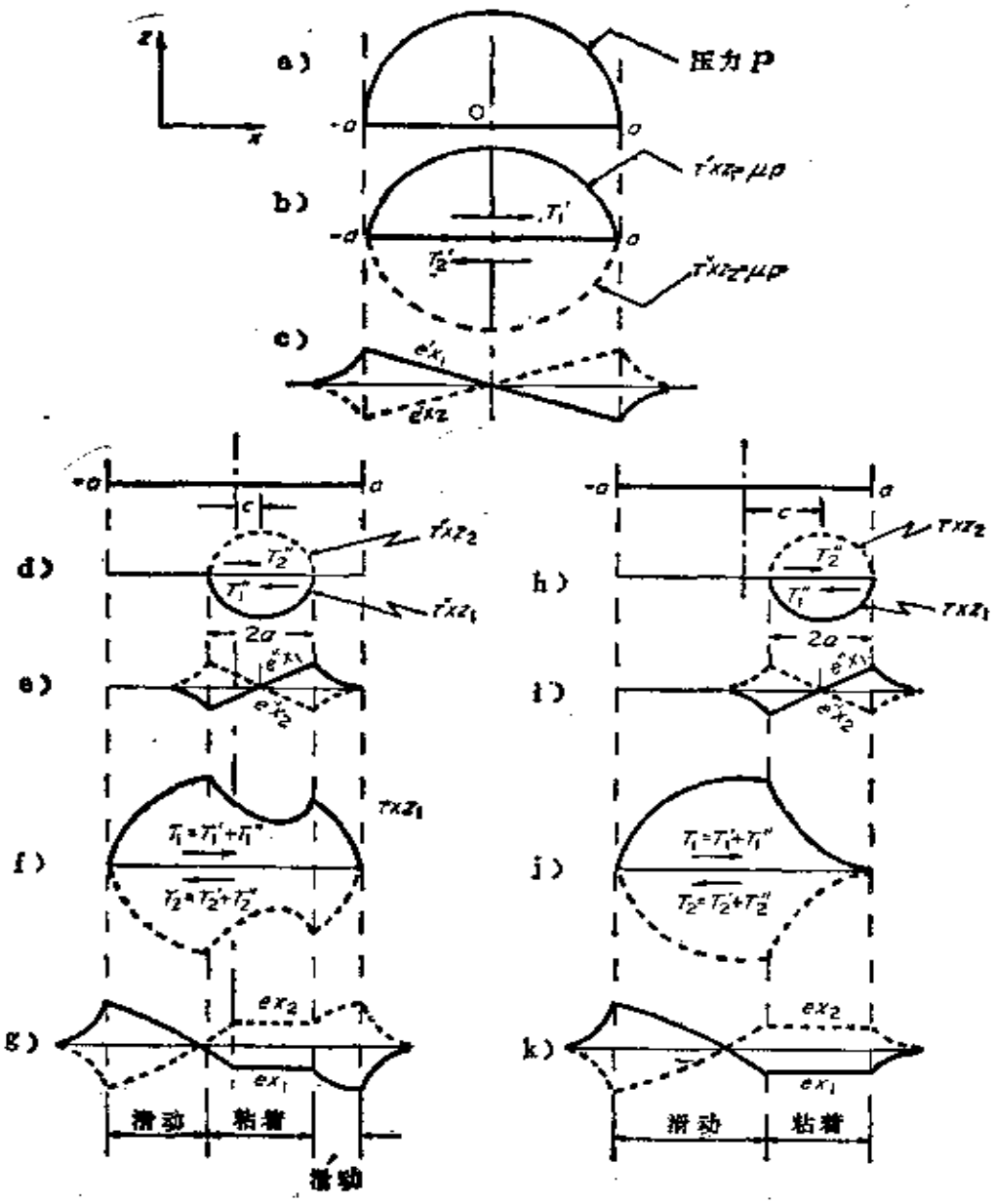



图 8.9

图。对于这种情况，整个接触区的应变 $e'_x$ 可用式(8.6)表示(见图 8.9c)。图中还表示了接触区外的应变，但这对讨论无关紧要。现假设有一牵引力 $T''$ 作用在宽 $2a$ 的接触区上，显而易见，分布曲线和所生的应变如图 8.9d 和 8.9e 所示，这时对每一物体来说 $T''$ 与 $T'$ 反向。如果现把图 8.9b 和 8.9d 中的牵引力相加，则在每一物体上得一牵引力合量 $T=T'+T''$，其分布曲线如图 8.9f 所示。

将所生的应变相加后，可得图 8.9g 所示的结果；由于在图 8.9c 和 8.9e 中应变分布曲线的斜率相同，因此呈现出恒定的应变。这是必然的，因为由式(8.6)知，应变分布曲线的斜率 $\mu/2R$ 不是和外加的牵引力无关，就是和接触面积的尺寸无关。观察图 8.9f 和 8.9g 可知，现在对这问题有一可能的解法。$T$ 的合量显然小于 $\mu P$。在应变恒定的区域内，即按照式(8.9)不出现滑动的区域内，可以看出 $\tau_{xz}$ 小于 $\mu P$，而在此区域外，则 $\tau_{xz}=\mu P$，在这些地方必定发生滑动。

因此，此解法看来能满足问题的主要特征。但是，如果我们详细观察这一结果，就会发现在前部的滑动区产生了前后矛盾，即滑动和牵引力 $\mu P$ 方向相同，因而违反了基本的摩擦定律。所以必须使 $c=a-\alpha$，以便采用消除前部滑动区的简单手段来排除这种可能性，这样我们的最后解就如图 8.9h 到 8.9k 所示。这里，切向牵引力 $T<\mu P$ 产生了尺寸为 $2\alpha$ 的无滑动(粘着)区及位于接触区后部的滑动区。此外，粘着区的恒定应变可由图 8.9k 表示为

$$e_{x1}=e'_{x1}+e''_{x1}=-e_{x2}=-(e'_{x2}+e''_{x2})$$

但是，对于所用的坐标系，$x''=x-c$，而 $c$ 表示粘着面积中心的位置，因此

$$e_{x1}=-\frac{\mu}{2R}x+\frac{\mu}{2R}(x-c)=-\frac{\mu}{2R}c$$

在此区域内 $V_{x1}=V_{x2}$，因而由式(8.9)立即可得两物体圆周速度之间的关系为

$$\frac{\Delta U}{U}=-2e_{x1}=\pm\frac{\mu}{R}c \tag{8.11}$$

式中的 ± 号表示牵引力的作用方向。就物体 1 而言，当牵引力和滚动方向同向时取正号(图 8.10b)，当牵引力和滚动方向反向时取负号(图 8.10a)。合并切向牵引力，则

$$T_1=T'_1-T''_{11}$$

但 $T'_1=\mu P=$图 8.9b 的面积。由于 $T''$ 与 $\mu P$ 形式相同，但分布的接触宽度是 $2\alpha$ 而不是 $2a$，因此得 $T''=\mu P(\alpha/a)^2=$图 8.9h 的面积。所以

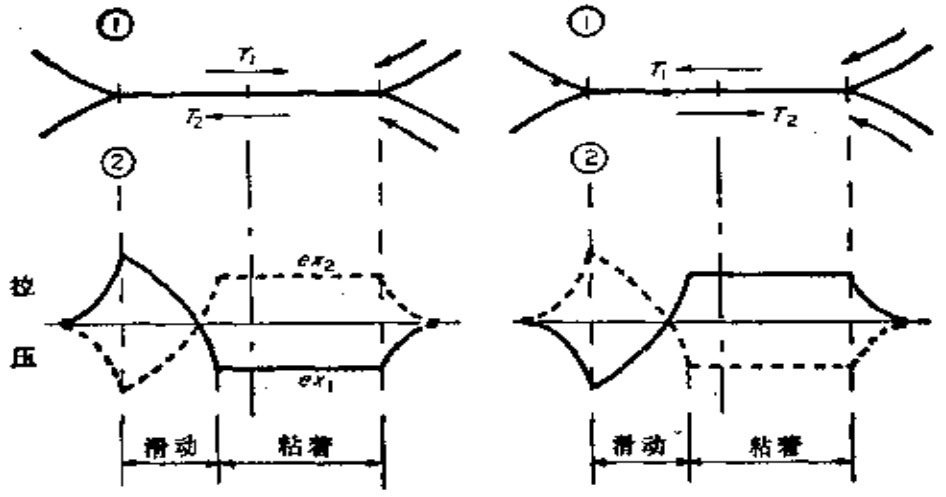



图 8.10

$$T_1=\mu P\left(1-\left(\frac{\alpha}{a}\right)^2\right) \tag{8.12}$$

即

$$T_1=\mu P\left(2\frac{e}{a}-\frac{e^2}{a^2}\right) \tag{8.13}$$

因为

$$\alpha=a-e$$

将式(8.11)中的 $e$ 代入式(8.13)，便得切向牵引力和所谓蠕滑速度 $\Delta U$ 之间的关系：

$$\frac{\Delta U}{U}=\frac{\mu a}{R}\left[1-\left(1-\frac{T_1}{\mu P}\right)^{1/2}\right] \tag{8.14}$$

或用无量纲形式

$$\frac{\Delta U R}{U\mu a}=1-\left(1-\frac{T_1}{\mu P}\right)^{1/2} \tag{8.15}$$

由此可见，研究了外加的切向牵引力所引起的线应变型式，就可以鉴别两个滚动圆柱间接触区的滑动面积和粘着面积。我们知道，按照基本摩擦定律的要求，此粘着区必定位于接触区的前部。只有当弹性性能相同的材料发生接触时，此后一要求才是正确的[2]。对于弹性性能不同的材料，已提供了较为复杂的解，当弹性常数相同时可将复杂的解简化成上面的解[3]。

式(8.15)的正确性已为实验所证实，在实验中已在各种不同

的 $T_1$、$P$、$U$ 和 $R$ 值下测得了蠕滑速度 $\Delta U$[4]。典型的结果如图 8.11 所示，从图中可以看出，当钢圆柱沿钢滚道滚动时，无量纲群 $\Delta UR/U\mu a$ 和 $T/\mu P$ 与式(8.15)相符。

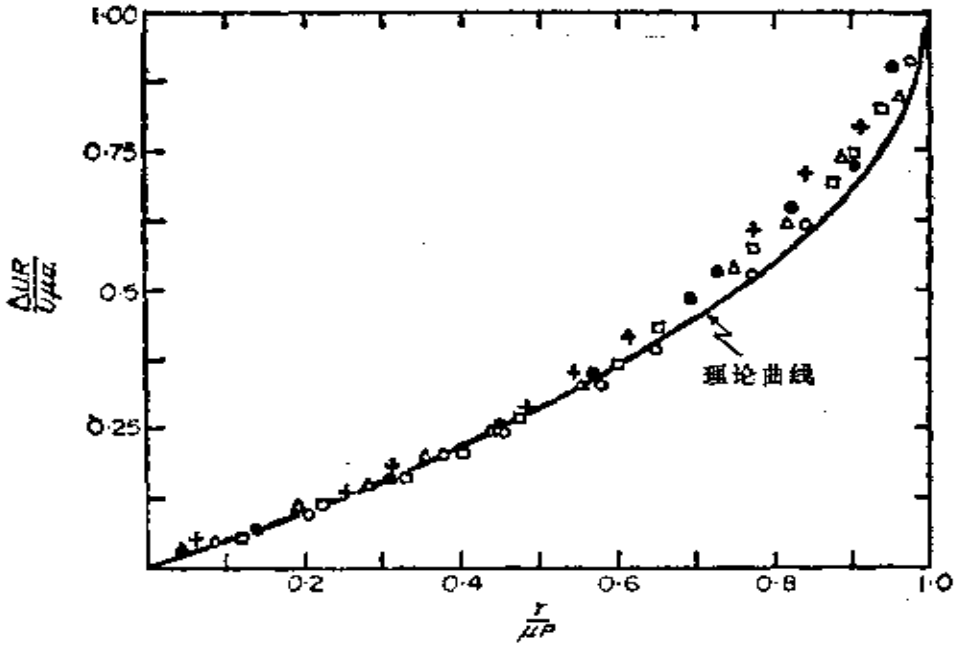



图 8.11　滚动圆柱间微滑的实验和理论的比较

### 8.3.2　滚动球

现来研究两个相互滚动的球，它们承受法向载荷并传递表面切向牵引力。如把球看成可由球的接触圆上一排轴向长度为 $\delta y$ 的圆柱元来代表(图 8.12)，滚动圆柱的解就可以近似地应用于这种情况。球的压力分布为(第三章)

$$P=\frac{3N}{2\pi a^2}\left[1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{y^2}{a^2}\right]^{1/2} \tag{8.16}$$

在任意点 $y$，接触宽度将从 $-(a^2-y^2)^{1/2}$ 延伸到 $(a^2-y^2)^{1/2}$，于是，圆柱元 $\delta y$ 上的法向载荷为

$$f_z=\frac{3N}{2\pi a^2}\delta y\int_{-(a^2-y^2)^{1/2}}^{(a^2-y^2)^{1/2}}\left|1-\frac{x^2}{a^2}-\frac{y^2}{a^2}\right|^{1/2}\mathrm{d}x$$

$$=\frac{3N}{4a^3}(a^2-y^2)\,\delta y$$

即

$$f_z=\frac{3N}{4a^3}X^2\,\delta y$$

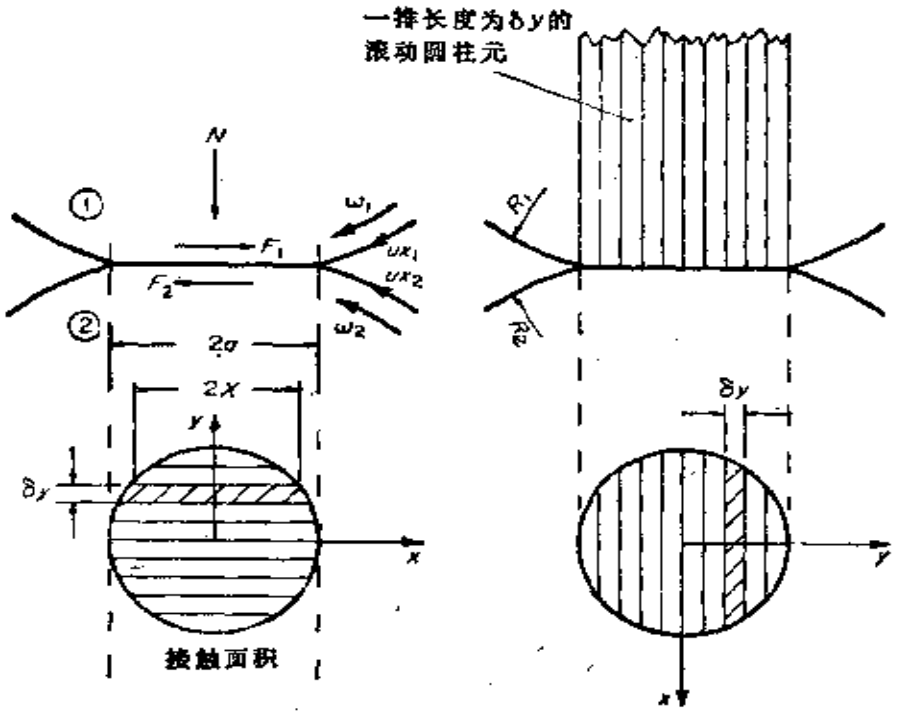



图 8.12 “微滑带理论”的用法

于是，每个圆柱元单位长度上的法向载荷为

$$P=\frac{f_z}{\delta y}=\frac{3N}{4a^3}X^2$$

它分布在长 $2X$ 的接触宽度上，这里

$$X^2=a^2-y^2$$

表面所传递的总切向牵引力 $F$ 显然可以看作各个单位长度上的切向牵引力 $T$ 之和，而 $T$ 作用在各个圆柱元 $\delta y$ 上。除了 $F=\mu N$，因而也就是对每一单元 $\delta y$ 为 $T=\mu P$ 的情况外，当 $F$ 小于 $\mu N$ 时我们至今还没有方法来决定作用在任何已知单元 $\delta y$ 上的 $T$ 值。在这种情况下我们可以考虑速度类型来解决这一难题。如果接触区远小于球的尺寸，就可以看出每个带元 $\delta y$ 的刚体接近速度都是相同的，即

对物体 1　　$U_1=\omega_1 R_1$

对物体 2　　$U_2=\omega_2 R_2$

把这些值代入式(8.11)，而式(8.11)表示滚动圆柱的速度差和粘着面积内的恒定应变的关系，可得粘着面积的中心位置如下：

$$\pm Kc=\frac{U_1-U_2}{U_1+U_2}=\frac{\omega_1R_1-\omega_2R_2}{\omega_1R_1+\omega_2R_2}$$

因此

$$\pm Kc=\frac{\phi-\dfrac{R_2}{R_1}}{\phi+\dfrac{R_2}{R_1}} \tag{8.17}$$

式中 $\phi=\omega_1/\omega_2$ 和 $K=\mu/R$, 运用

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}$$

$R$ 为系统的当量半径（见第三章）。

可以看出，这一结果表示各个圆柱元 $\delta y$ 的 $c$ 是相同的，虽然其大小还需要一个至今尚未定义的 $\phi$ 值。然而，我们可以研究接触面积如图 8.13 所示的整个系统的平衡来得到另一组关系式。对于接触圆两端的带元 $\delta y$，可以看出无粘着面积存在；因而在这些区域内带元 $\delta y$ 单位长度上的牵引力 $T_{SL}$ 为

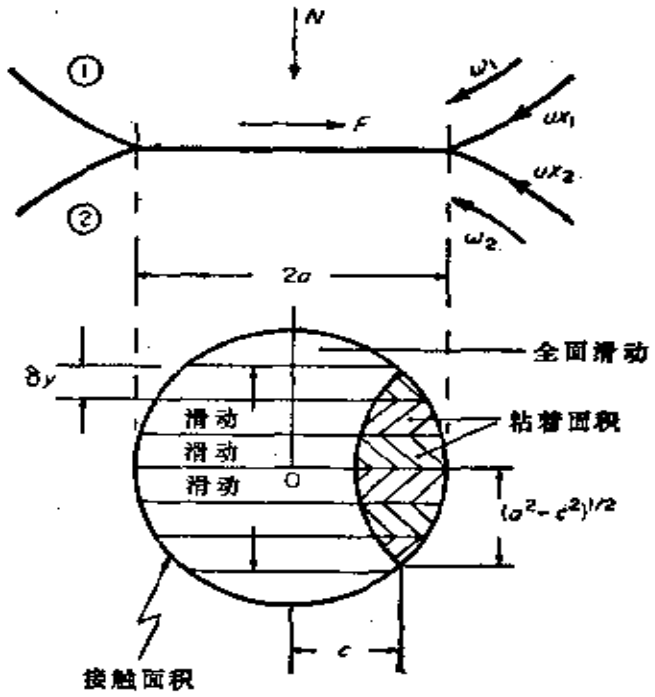



图 8.13

$$T_{SL}=\mu P=\mu\frac{3N}{4a^3}X^2$$

$$T_{SL}=\mu\frac{3N}{4a^3}(a^2-y^2) \tag{8.18}$$

从此式看出，$T_{SL}$ 值为 $y$ 的函数，在 $y=a$ 处其值为零。对于其他一些带元，当 $c$ 有一实物理值时，粘着面积是在接触区的前边处，运用式(8.13)可得，这一带元 $\delta y$ 上的牵引力 $T_{ST}$ 为

$$T_{ST}=\mu P\left[2\frac{c}{X}-\frac{c^2}{X^2}\right]$$

代入 $P$ 和 $X$ 后，可得

$$T_{ST}=\frac{3\mu Nc}{4a^3}[2(a^2-y^2)^{1/2}-c] \tag{8.19}$$

因此，对于用 $c$ 表示粘着面积的这些带元，单位长度上的切向牵引力仍为该带元坐标 $y$ 的函数。

参照图 8.13，可以不难鉴别应该运用 $T_{SL}$ 和 $T_{ST}$ 式的 $y$ 值。不言而喻，$x=c$ 直线与圆形接触边界交于 $Y=\pm(a^2-c^2)^{1/2}$，因此当 $y$ 值超出这些极限值时，必须应用 $T_{SL}$ 式，在这些极限值以内时，必须应用 $T_{ST}$ 式。

现在回到两个滚动球承受法向载荷 $N$ 和切向牵引力 $F$ 的原题上来，我们看出平衡条件为

$$\begin{aligned}F&=2\int_{(a^2-c^2)^{1/2}}^{a}T_{SL}\mathrm{d}y+2\int_0^{(a^2-c^2)^{1/2}}T_{ST}\mathrm{d}y\\&=2\frac{3\mu N}{4a^3}\int_{(a^2-c^2)^{1/2}}^{a}(a^2-y^2)\mathrm{d}y\\&\quad+2\frac{3\mu Nc}{4a^3}\int_0^{(a^2-c^2)^{1/2}}[2(a^2-y^2)^{1/2}-c]\mathrm{d}y\end{aligned}$$

这些积分都是很简单的，可以用来代换式(8.17)中的 $c$，从而得出所传递的总牵引力 $F$ 和由此产生的角速比 $\phi$ 的关系式。不言而喻，粘着面积的型式已在图 8.13 中示出。

钢球在钢滚道上滚动的实验结果表明很符合这一理论的推算结果[5,6]。滚动球的光弹性研究已证实了图 8.9j 所示的接触应力分布形式[7]，从而为这些论点的正确性提供了另一个证据。

### 8.3.3 球在槽形滚道中滚动

Heathcote 滑动

这一专题已在前面§ 8.2.4 中提到过，可以回忆起它是由于球和其滚道的几何形状一致而引起的。然而，我们现在可以仍用滚动圆柱的简单解法来研究表面变形在需要减轻这种滑动时的作用。

现把椭圆接触面积看成可用一排轴向长度为 $\delta y$ 的圆柱元来代表，并设球和滚道的角速度分别为 $\omega_1$ 和 $\omega_2$。由于接触区有曲率，因而可以看出刚体接近速度将为

$$U_1=\omega_1(R_1-z)$$

$$U_2=\omega_2(R_2+z)$$

式中 $z$ 为距离坐标原点 $O$ 为 $y$ 处的某单元 $\delta y$ 的纵坐标位置(图 8.14)。如果 $R_c$ 为球和其滚道在变形后的实际贴合半径 (见第三章)，就可以写成

$$z=R_c-(R_c^2-y^2)^{1/2}$$

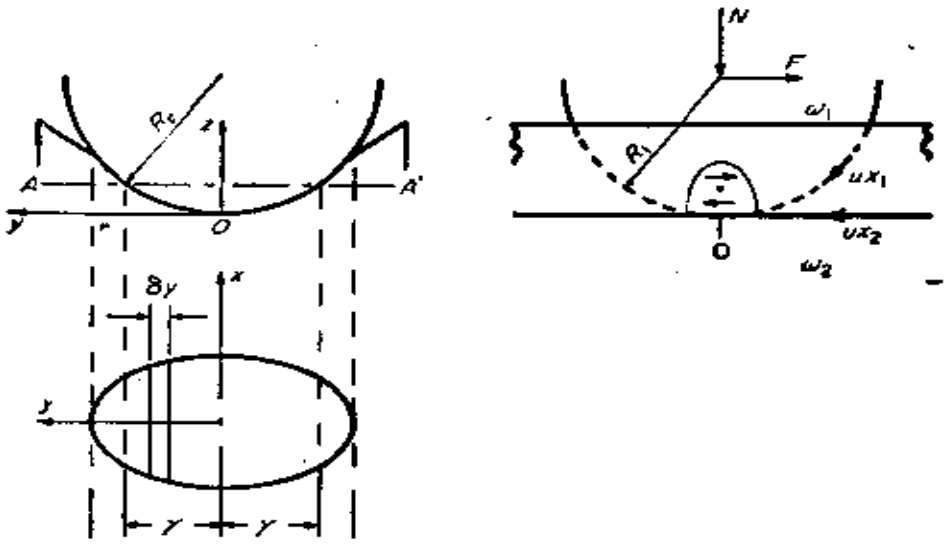



图 8.14　共形接触的几何学和运动学

在大多数实际情况下，$y$ 和 $z$ 远小于 $R_c$，而上式可简化成

$$z=R_c-R_c\left(1-\frac{y^2}{R_c^2}\right)^{1/2}=R_c-R_c+\frac{y^2}{2R_c}-\cdots=\frac{y^2}{2R_c}$$

对于任何给定的圆柱元 $\delta y$，可以把上式代入式(8.17)，从而得

$$\pm Kc=\frac{\omega_1\left(R_1-\dfrac{y^2}{2R_c}\right)-\omega_2\left(R_2+\dfrac{y^2}{2R_c}\right)}{\omega_1\left(R_1-\dfrac{y^2}{2R_c}\right)+\omega_2\left(R_2+\dfrac{y^2}{2R_c}\right)}$$

将此式除以 $\omega_2R_1$，并令 $\omega_1/\omega_2=\phi$，得

$$\pm Kc=\frac{\left(\phi-\frac{R_2}{R_1}\right)-\frac{y^2}{2R_cR_1}(1+\phi)}{\left(\phi+\frac{R_2}{R_1}\right)+\frac{y^2}{2R_cR_1}(1-\phi)} \tag{8.20}$$

显然，$\phi$ 值接近于 $R_2/R_1$ 值，因而式(8.20)分子上的两项相差无几，而在大多数实际情况下 $y^2$ 远小于 $R_c$，因而分母上的第二项与第一项相比可以忽略不计。于是，式(8.20)成为

$$\pm Kc=\frac{\left(\phi-\frac{R_2}{R_1}\right)-\frac{y^2}{2R_cR_1}(1+\phi)}{\left(\phi+\frac{R_2}{R_1}\right)} \tag{8.21}$$

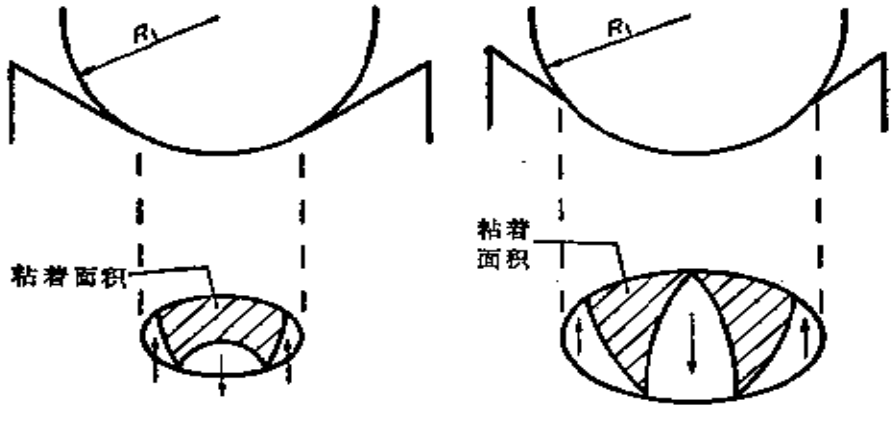
此式表明对于坐标为 $y$ 的任何圆柱元 $\delta y$，$c$ 的瞬时值为 $y$ 的二次函数，因为 $\phi$ 与 $y$ 无关。此外，还可以看出，当 $c=0$ 时，即在该 $y$ 值下整个接触区发生粘着时，$y$ 值应为

$$y^2=2R_cR_1\left(\frac{\phi-\frac{R_2}{R_1}}{1+\phi}\right)$$

把 $y$ 的这些特定值作为 $\gamma$。

因此，接触区的粘着和滑动型式必定如图 8.15 所示，图中表示球和其滚道的几何形状比较一致和不大一致时的两种典型型式。可以看出，比较一致时，滑动程度非常大。

由于式(8.21)包含两个未知数 $c$ 和 $\phi$，因此要完全解出此问题，就必须引入每个圆柱元的牵引力之值，然后考虑系统的平衡。




a）不大一致时的接触型式　　b）比较一致时的接触型式

图 8.15　共形接触区的粘滑型式

任何圆柱元的牵引力之值无疑都可用式(8.18)和(8.19)求得，而平衡条件为(图 8.14)：

沿水平方向分解得 $$F=\int T_{SL}+\int T_{ST}$$

对 $O$ 取矩得 $$FR_1=\int T_{SL}z+\int T_{ST}z$$

式中积分限取相应粘滑区的两端，同时考虑其方向。

对于这一问题不可能求得简单的解析解，但是应该指出，在非常一致时，粘着面积很小，接触区大部分要发生滑动。在接触区处处发生滑动的极限情况下，可以很易证明

$$\frac{F}{N}=\frac{0.08\mu b^2}{R_1^2}$$

这一解法也可以用来求解球绕共形的圆滚道滚动的问题，例如推力球轴承中的问题，尽管这种解法需要使用电子计算机。结果产生了图 8.16 所示的粘滑型式。

现在我们能够对这样的粘滑型式进行定性分析，它是由于滚动体沿着共形滚道滚动，并承受驱动或制动的牵引力而产生的(见

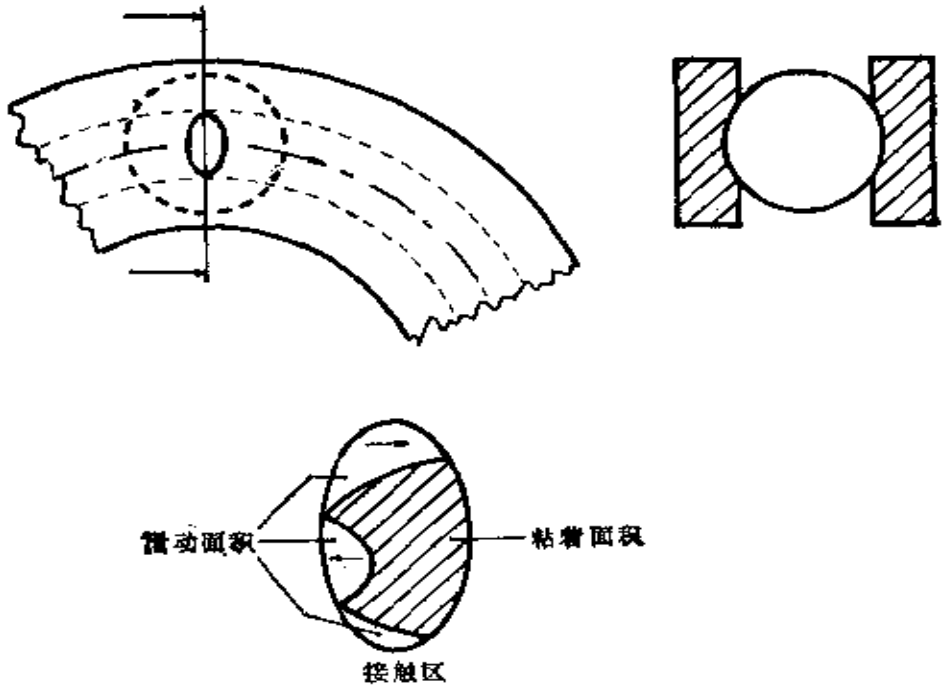
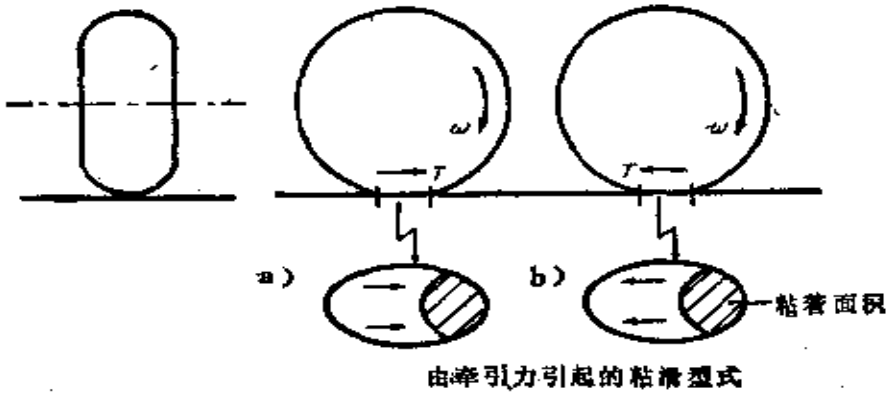



图 8.16 推力球轴承中的粘滑型式



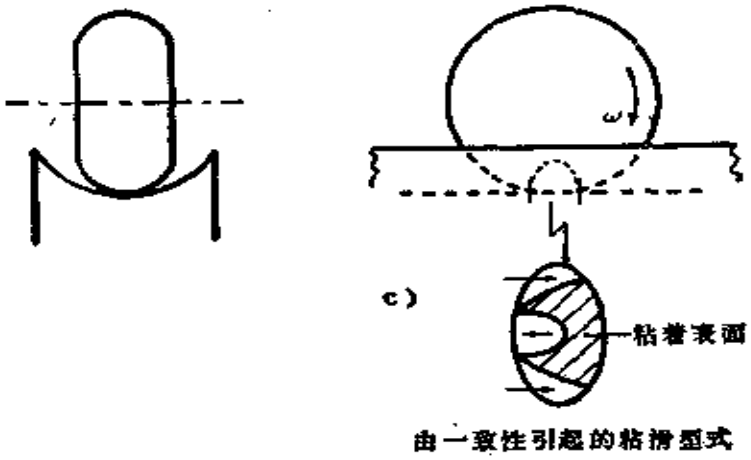







图 8.17　由不同效应引起的滑动型式的组合

图 8.17)。

根据图 8.17 可以推测，如果一个物体沿着共形滚道滚动，并承受制动的牵引力，则有两种微滑效应(图 8.17a 和 8.17c)能增大接触椭圆两端的滑动，而减少接触中心附近的滑动，也就是减少局部接触压力高峰区的滑动。这样就能减少微滑所引起的磨损，并能达到高压区无滑动的最佳状态。关于这些论点的详细介绍可参阅参考文献 8 和 9。

上面提出的解法是近似的，因为它忽略了相邻滚柱元的任何相互影响。然而，它毕竟能对各种各样的滚动接触情况合理地预测微滑效应，因此它可使设计人员能够确定这些情况下可能产生的效应。

## §8.4 轮胎与路面的接触

滚轮所受的切向牵引力 $T$ 通常小于 $\mu N$ 的最常见例子是汽车轮和火车轮。不论这些车轮是驱动轮还是制动轮，驾驶车辆时通常要求不发生宏观滑动或极限滑动。因此，凡是这些车轮都能清楚地显示前面所讨论的微滑效应。对于钢制火车轮，上述论点能可靠地预测微滑特性。对于充气轮胎的车轮，问题较为复杂，本书不能详细讨论。但是，即使是这种轮子，微滑和牵引力的一般关系式仍和上面所述的固体在滚动接触中的情况相同。

现来研究轮胎和路面之间的接触区。如图 8.18 所示，我们可以用一作用在某点（例如 $X$）上的等效力 $F \leqslant \mu N$ 来代表总的摩擦牵引力。这个力系可以分解成三个作用在某坐标原点 $O$ 上的分力，其中

a) $F_x$ 为驱动或制动的牵引力，它将产生前面所述的那种微滑效应。

b) $F_y$ 为横向的切向牵引力，它也将产生横向微滑。此力为“拐弯力”，顾名思义就是使车子拐弯或使车子方向改变时存在的力。

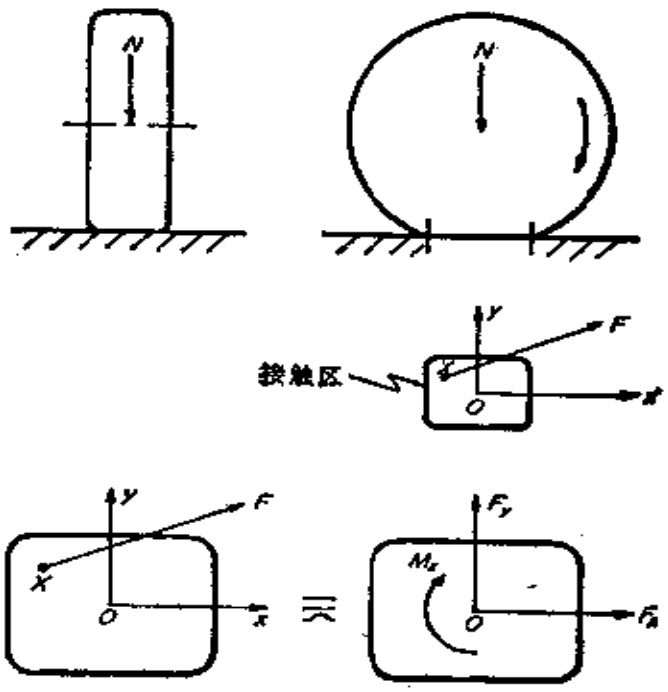



图 8.18 轮胎-路面接触中的摩擦作用的分解

c) $M_z$ 为“自校准力矩”，它力图校直车子的路线。它通过方

向盘的感觉使司机自觉执行，因而仅在车子拐弯时才存在。显然，当车子沿直线行驶时，$F_y$ 和 $M_z$ 均为零。

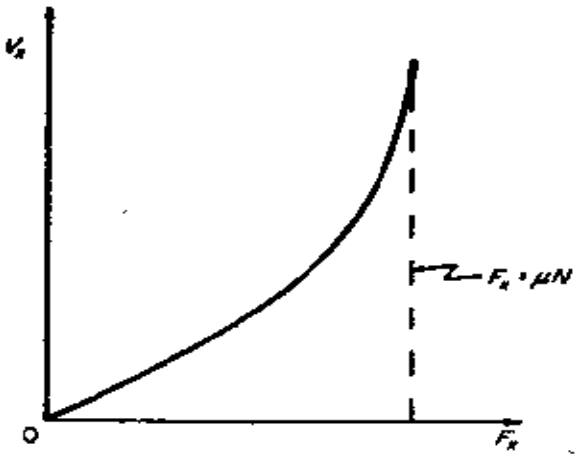



图 8.19

由于 $F_x$、$F_y$ 和 $M_z$ 都是由摩擦牵引力引起的，因此产生的微滑速度 $V_x$、$V_y$ 和 $\omega_z$ 必定和摩擦牵引力的方向相反，显然在直线行驶时 $V_y=\omega_z=0$。关系式和本章前面几节所讨论的相似。图 8.19 表示 $V_x$ 和 $F_x$ 之间的关系，显然与图 8.11 相似。当 $F_x\to\mu N$ 时，将发生宏观滑动即打滑。

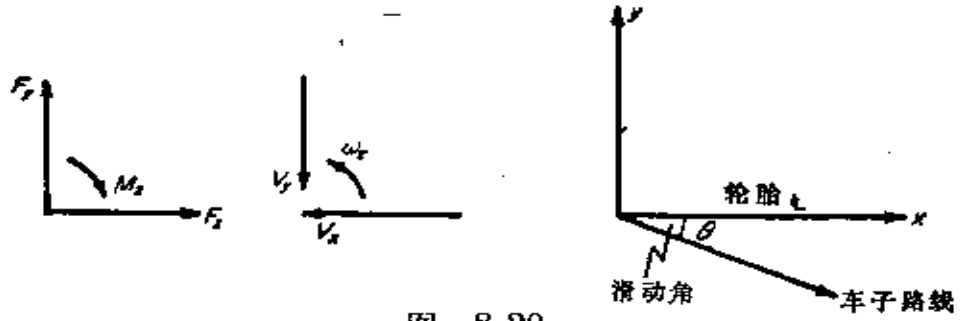



图 8.20

现回到比较普遍的情况，研究一辆向左转弯的汽车。力系和滑动速度分量如图 8.20 所示，运动路线比轮胎中心线落后一滑动角 $\theta$。此滑动角可以理解为由自校准力矩 $M_z$ 引起的角微滑。$F_y$、$M_z$ 和 $\theta$ 之间的关系可用图 8.21[101] 所示的曲线非常清晰地表示出来。由图可见，在 $ABC$ 区段，当拐弯力 $F_y$ 增大时，自校准力矩增大，因

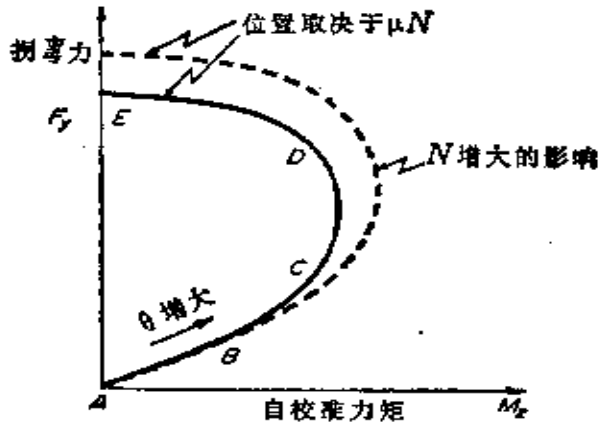



图 8.21 拐弯时主要变量之间的关系—Gough 线图

而滑动角也增大——这是驾驶常识。在 $CD$ 区段，当拐弯力和滑动角增大时，自校准力矩略有变化，这时我们在方向盘上感觉不出。在 $DE$ 区段，这接近于发生完全打滑之点，当汽车沿转角偏驶时，在方向盘上有倒转的感觉。还值得指出，在 $ABC$ 区段，摩擦系数 $\mu$ 和法向载荷 $N$ 的影响是中等的，但接近 $E$ 点时将达到极限值。

在潮湿条件下，路面的性质和轮胎的花纹显得格外重要。这时，在轮胎和路面之间可能形成连续的流体膜，在极端情况下会因"飘滑"而失去控制。这种现象不属于摩擦问题而属润滑问题，这将在第十一章中简要地加以论述。实际上，它是弹性流体动力润滑的一个例子，在此状态下流体膜厚度可按式(11.5)确定。

## 参 考 文 献


1. F. P. Bowden and D. Tabor. *The Friction and Lubrication of Solids* Part II. Oxford University Press, (1964), 288.
2. J. Poritsky. *J. appl. Mech., Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **72**, (1950), 191.
3. J. A. Jefferis and K. L. Johnson. *Proc. Instn mech. Engrs*, **182**, (1968), 281.
4. J. Halling and S. K. Sen Gupta. *Wear*, **24**, (1973), 127.
5. K. L. Johnson, *J. appl. Mech., Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **80**, (1958), 339.
6. J. Halling. *Wear*, 7, (1964), 516.
7. D. J. Haines and E. Ollerton. *Proc. Instn. mech. Engrs*, **177**, (1963), **95**.
8. J. Halling. *J. mech. Engng Sci.*, **6**, (1964), 64.
9. K. L. Johnson (Ed. J. B. Bidwell). *Rolling Contact Phenomena*, Elsevier, New York, (1962), 6.
10. V. E. Gough. *Auto. Engr*, (April, 1954).

# 第九章　润滑剂的性能和试验

## §9.1 引　　言

润滑剂一词一般仅指油或油脂，因为它们是最常用的润滑剂；但它们不是独一无二的，事实上在合适的环境中任何流体都可用作润滑剂。在现代应用中，用作润滑剂的流体非常之多。空气或气体轴承现在是相当普遍的。用水作为润滑剂的例子也很多，工业流体的应用日广，一个相当奇异的例子是，在核反应堆里用液态钠作为润滑剂。在某些场合，也用固体润滑剂，但本章的侧重点是液体润滑剂。

润滑剂最重要的一个性能是它的粘度，因而本章大部分讲粘度测量和一般的粘性性能。要在这有限的篇幅里详细讨论各种流体是不可能的，由于油和油脂非常重要，因此本章的其余部分集中讨论油和油脂，为了测定包括粘度在内的许多性能；对它们制定了标准试验。

## §9.2 粘　　度

流体的粘度可以定性地定义为它的流动阻力，而液体常用"厚薄"来描述，这实际上是任意地和直观地评定其粘度。

现代粘滞理论的基础是由牛顿在17世纪奠定的，他提出了一种测量流体粘度的方法。牛顿根据流体流动模型作了假设，他认为流动相当于许多很薄的流体层作相互滑动，很象一迭纸牌，如图9.1所示。

流体的内摩擦力或粘度在作相对滑动的各层之间产生了剪应力 $\tau$，其作用是使移动较快的一层减速，而使移动较慢的一层加速。牛顿假设了粘滞剪应力与剪应变率成正比。可见，剪变率等于速度梯度 $du/dy$，因此

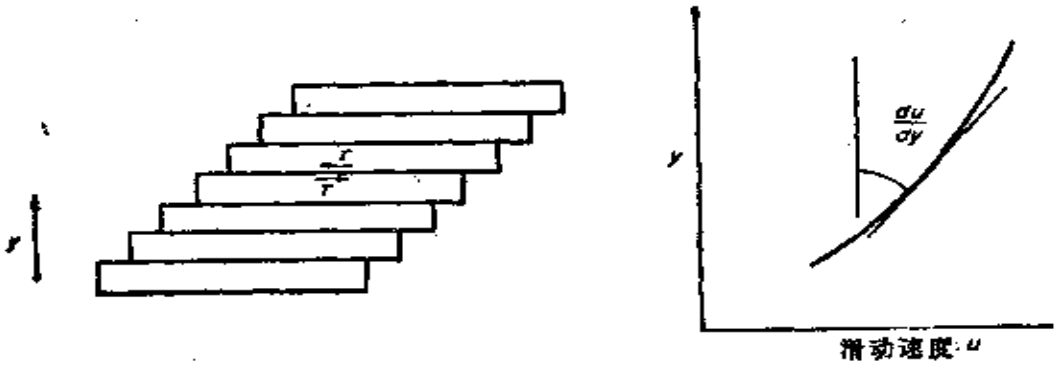



图 9.1　牛顿的流体流动模型

$$\tau \propto \frac{du}{dy}$$

或

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \tag{9.1}$$

比例常数 $\eta$ 有时称为粘度、粘度系数或绝对粘度，但在现代实践中已采用动力粘度一词，这是为了避免混淆，才建议采用这一名称的。

凡是粘性性能可用式(9.1)描述的流体都称牛顿流体，最常用的流体、特别纯的流体、具有简单分子结构的流体都属这一类。凡是没有这种性能的流体都称非牛顿流体。非牛顿流体的例子有油脂、多相流体和处于极端状态下的简单流体，其性能将在本章的后面作详细讨论。在国际单位制(SI)中，动力粘度的单位为 $1\ \mathrm{Ns/m^2}$，但实际常用的单位为 poise(P，译作泊)，这是 CGS 制单位。

$$1\ \text{poise} = 1\ \text{dyne s/cm}^2 = 1\ \text{g/cm s}$$

而

$$1\ \text{poise} = 0.1\ \mathrm{Ns/m^2}$$

poise 的单位非常大，通常使用其约数 centipoise(cP，译作厘泊)。而

$$1\ \text{centipoise} = 1 \times 10^{-2}\ \text{poise}$$

各种不同流体的动力粘度数值范围很广，从下列例子中可以看出。空气的动力粘度为 0.02 cP，而水的粘度为 1 cP。润滑油的粘度范围为 2～400 cP，而熔化的沥青可达 700 cP。

测量流体粘度用的量仪称为粘度计，很多粘度计不能直接测量动力粘度，而是测定比值 $\eta/\rho$，这里 $\rho$ 为流体的密度。在流体流动问题中常用这一比值，它称为流体的运动粘度，按照惯例用符号 $\nu$ 表示之，即

$$\nu = \eta/\rho \tag{9.2}$$

运动粘度的 SI(国际制)单位为 $1\ m^2/s$，但实际常用的单位为 stoke(S，译作沲)，这是 CGS 制单位。

$$1\ \text{stoke} = 1\ cm^2/s = 1 \times 10^{-4}\ m^2/s$$

stoke 的单位很大，常用其约数 centistoke(cS，译作厘沲)。

流体的粘度不是常数，而是温度和压力的函数，因而粘滞性能随各流体而异。牛顿的流体流动模型能用来定义动力粘度，但它不能说明产生粘滞作用的因素。为了对此获得较深的理解，必须详细研究流体，事实上我们必须从分子的角度来观察流体。

凡是流体都是由大量的分子所组成，而分子的性状极其复杂，但是产生粘滞作用的分子性状有下面两个主要特征：

a) 流体的各个分子之间都有引力。任何两个分子之间的引力取决于它们之间的距离，随距离的增大而急剧减小。

b) 不论流体的整体运动如何，流体的分子总是作连续的无规则运动，因而分子的平均速度随着温升而增大。

如果我们再来观察牛顿的流体流动模型(图 9.1)，就必须承认流体实际上并不是分成一层一层的，因为流体所有的分子都在作连续运动。然而，此模型仍相当接近于稳定流动，因为流体的流量和各假想层的状态都是恒定不变的。如果我们研究相邻两层流体，就可以清楚地看出，两层分子之间的引力会产生一合力，以阻止这两层作任何的相对滑动。这一作用相当于表面上的剪应力作用。

如果相邻两层流体的运动速度不同，各层的流体动量也就不同，因而动量转移带来了各层间的质量转移。当分子从低速层进入相邻的高速层时，它们力图减小该层的动量，这相当于对着运动方向加一剪力。同样，来自高速层的分子力图增大低速层的动量，

这相当于沿着运动方向加一剪力。

流体的粘性是分子间力和动量转移联合作用的结果。在这二种动力源中，哪一种作用比较大，这取决于该流体的状态。在液体中，分子是密集的，运动很慢，因而分子间力对粘滞性能起主要作用。另一方面，气体分子间距很大，速度比液体高，因而动量转移起主要作用。

现有的粘度数据来源很多，而在工程科学数据图表(Engineering Sciences Data Sheets)[1~3]中汇集了有用的数据，其中包括常用的液体、气体和石油制品。它还载有大量的参考文献以指明其他的资料来源。

### 9.2.1 温度对粘度的影响

液体的粘度几乎完全决定于分子间力。当温度升高时，液体膨胀，分子间距增大而分子间力减小，结果使粘度降低。图 9.2 表示常用液体的动力粘度-温度曲线实例，而图 9.3 表示典型润滑油的实例。由于液体密度随温度的变化很小，所以图 9.2 和 9.3 的曲线也表示了运动粘度的变化。

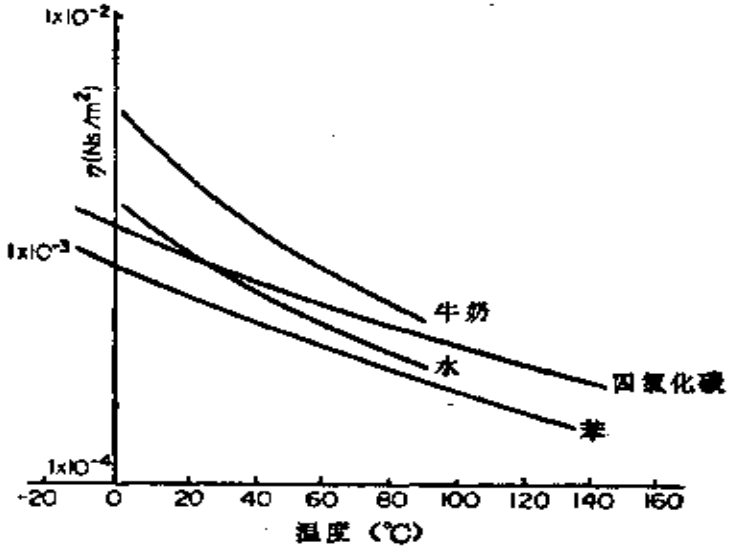



图 9.2 液体在大气压力下的粘度-温度曲线举例

用一数学方程表示粘度和温度的关系是便利的，为此提出了几个经验公式。这些经验公式都不能获得通用，但有一个简单方

程对液体润滑剂能达到适当的精度，这就是

$$\log \eta = A + B/T \qquad (9.3)$$

式中 $A$ 和 $B$ 为常数，而 $T$ 为绝对温度。

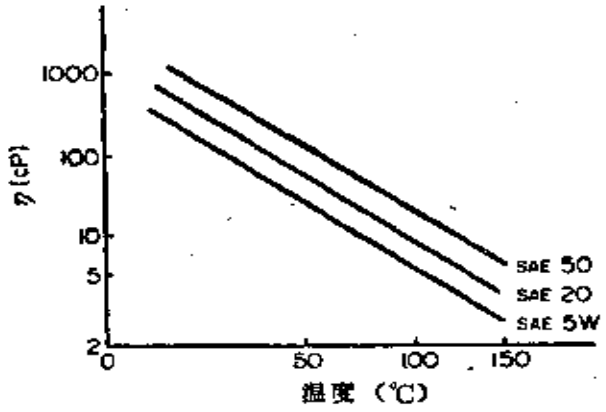



图 9.3 矿物油在大气压力下的典型粘度-温度关系

对气体而言，动量转移对其粘度起主要作用。当气体温度升高时，分子的速度增大。这样就使动量转移增大，因而使动力粘度也增大。因此，温度对气体粘度的影响与液体相反。在图 9.4 中，把空气的动力粘度表示为温度的函数。在恒压下，气体的密度与绝对温度成反比，因此气体的运动粘度比起动力粘度来对温度更加敏感。关于粘度-温度特性的有用数据和其他资料可查阅 Engineering Sciences Data Sheets[1,2,3]。

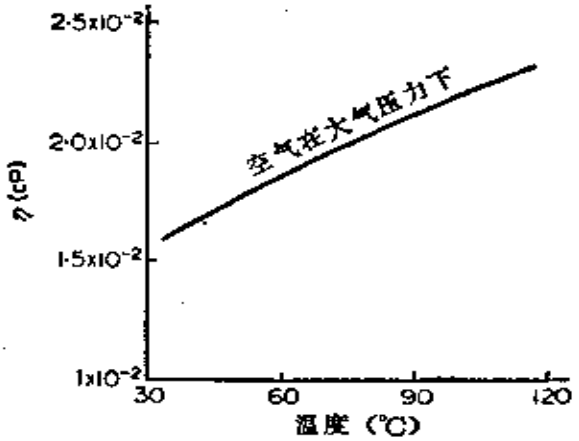



图 9.4 空气的粘度-温度曲线

粘度随温度而变化是润滑剂的一个非常重要的特性。对于润滑油，粘度指数(V.I.)已经获得通用，它近似地表示温度对运动粘度的影响。粘度指数的划分是由 Dean 和 Davies[4] 在 1929 年想出的，它是以两组标准油为根据。所选的标准油为美国宾夕法尼亚州油和海岸(Gulf Coast)油。海岸油可认为其粘度随温度的变化最大，因此将其粘度指数定为 0；而宾州油可认为其变化最小，因此将其粘度指数定为 100。据此，其他任何的油的粘度指数 V.I. 必在 0 到 100 之间。

确定样品油粘度指数(V.I.)的方法如图 9.5 中的线图所示。

样品油的运动粘度是在100 °F 和 210 °F 下确定的。从两组标准油中各选出一种参考油，以使两者在210 °F 的运动粘度都与样品油相同。于是，样品油的粘度指数可由下式确定：

$$\text{V. I.} = \frac{\text{L}-\text{U}}{\text{L}-\text{H}} \times 100 \tag{9.4}$$

式中 L、U 和 H 如图 9.5 所示。

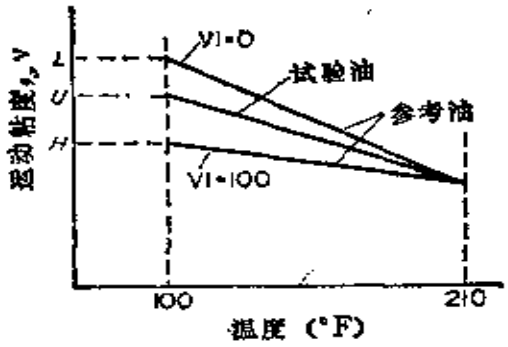


图 9.5 粘度指数划分法

粘度指数是以任意尺度为依据的，因而在使用中会产生许多反常现象。其优点是简单，但是由于它有缺点，因此它只能作为粘度随温度的变化率的指标。现在改进了提炼方法，使用了添加剂和合成润滑剂后，V.I. 值可以大大超出 0～100 的范围。大多数工业用润滑油的 V.I. 值是在 100 之内，而汽车发动机油的 V.I. 值为 160，这是因为这种油的工作温度范围必须很广。

对石油制品的粘度-温度特性已作了大量的研究，因而现在能够以适当的精度确定一个制品在任何温度下的运动粘度，只要知道两种不同温度下的粘度即可。为此，已制定了两种图解法，即 ASTM(美国材料试验协会)法[5]和 Refutas 法[6]。这两种方法均根据 Walther-方程：

$$\log_{10}[\log_{10}(\nu+a)] = b + c\log_{10}T \tag{9.5}$$

式中 $a$、$b$ 和 $c$ 均为与油的成分有关的常数。

### 9.2.2 压力对粘度的影响

当液体或气体的压力增加时，分子被迫靠近。这样就使分子间力增大，因而粘度增加。图 9.6 表示典型的粘度-压力特性。对于矿物油，一般说来，只有当压力大约超过 $2\times10^7\ \text{N/m}^2$ 时，粘度随压力的变化才变得明显。当压力升到 $3.5\times10^7\ \text{N/m}^2$ 时，典型矿物油的粘度约为大气压力下的两倍。当压力继续增加时，粘度变化率也增加，直到压力非常高时，矿物油才丧失液体的性能，而

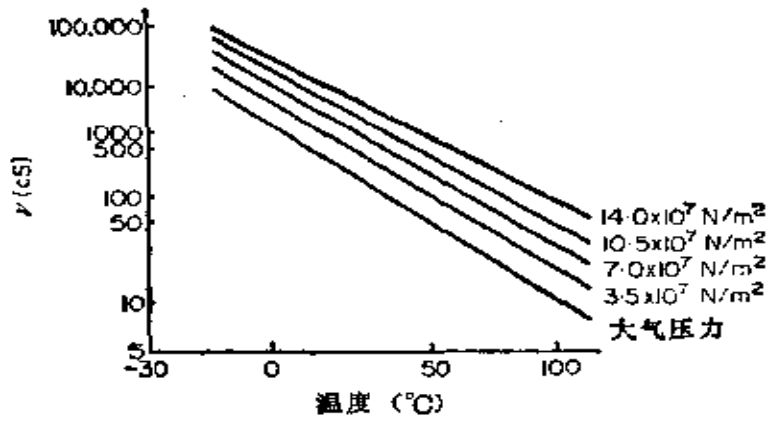



图 9.6　压力对 SAE 40 油粘度的影响

变成蜡状固体。在弹性流体动力润滑状态下，即齿轮和滚动轴承之类的重载接触零件的润滑状态下，粘度随压力的变化是非常重要的。

如有一粘度和压力的数学关系式，就很方便，为此提出了许多经验方程。这些方程都不能通用，但是有一个方程能对液体达到适当的精度而且便于作数学运算，这就是

$$\eta = \eta_0 e^{\alpha p} \tag{9.6}$$

式中 $\eta$ 为压力 $p$ 下的动力粘度，$\eta_0$ 为大气压力下的动力粘度，而 $\alpha$ 为粘度的压力指数。

关于粘度-压力特性的有用数据和其他的参考资料可查阅 Engineering Sciences Data Sheets。

### 9.2.3　润滑油的 SAE 分级法

在汽车工业中，润滑油一般是按 SAE(美国汽车工程师协会)数来分级的。通常，SAE 数愈高，油的粘度愈大；但这个数并不说明实际的粘度，它仅表明粘度-温度曲线落在一个区域内，而此区域是在 0 °F 或 210 °F 温度下定出的。多级油用两个数字表示。例如，所谓 SAE 5 w/30 油是指，在 0 °F 下此油为 SAE 5 级，而在 210 °F 下它为 SAE 30 级。分级时，把润滑油分成两大类，即曲轴箱油和传动油。图 9.7 表示一组 SAE 油的典型粘度-温度曲线，分级法的更详细资料可查阅美国汽车工程师协会手册。

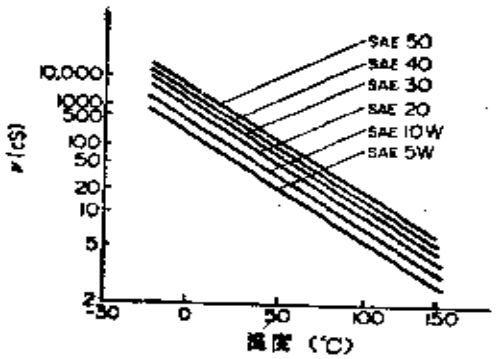



图 9.7 矿物油在大气压力下的典型粘度-温度线图

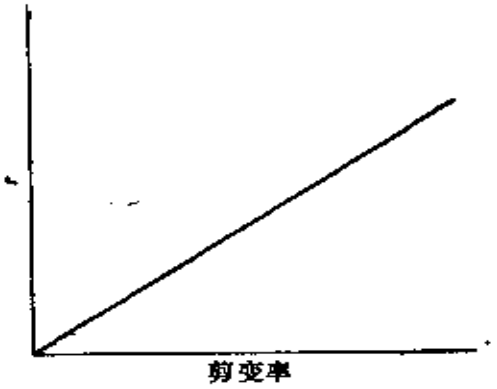



图 9.8 牛顿流体的剪应力-剪变率关系曲线

### 9.2.4 非牛顿特性

对于牛顿流体，剪应力与剪变率的线图是一通过原点的直线，如图 9.8 所示。对于这种流体，粘度可用直线的斜率表示，因此只要用一次测量法在线图上求得一点后即可确定其粘度。凡是无上述特性的任何流体都定为非牛顿流体，显然，这种流体不止有一个粘度值。关于非牛顿流体，通常使用表观粘度一词，这就是在规定的剪变率下剪应力与剪变率之比。它可以在很多方面不同于牛顿特性。它可以仅仅不同于线性剪应力-剪变率曲线，或者应力可以随发生剪切的时间长短而变化，或者流体可以具有伪固体特性。在讨论这些不同特性之前，先研究一下产生这些非牛顿效应的因素将是有益的。

非牛顿特性一般取决于流体的结构组成。如水、稀溶液、苯和轻油等液体均为牛顿流体。这些液体可作为具有疏分子结构，它不受剪切作用的影响。非常分散的含固体或液体微粒的悬浮液，如果结构疏松，能使分隔微粒的流体中发生剪切，也会具有牛顿流体的特性。

最常用的非牛顿流体是这样的悬浮液，其中的悬浮微粒形成一种结构，能依靠剪变率来阻止悬浮介质发生剪切。非牛顿流体的例子有水油乳状液和聚合物稠化油，一个极端的例子是油脂，这是在油的基体中含微粒的浓悬浮液。非牛顿特性可大致地按下列

的标题进行分类。

塑性或 Bingham 流体

这种流体在开始流动或变形之前需要有很大的剪应力，但一旦超过此剪应力，剪应力就与剪变率成正比，如图 9.9 所示。

Bingham 塑胶在变形后仍保持其形状。这可能是也可能不是所需的性能。对造型粘土来说，如果模型不毁掉的话，这种性能是重要的，但是对油漆来说，这种性能是非常不利的，因为它会保留所有的刷子印迹。

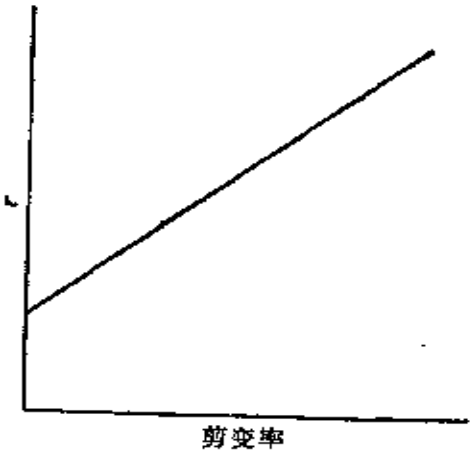



图 9.9　塑性或 Bingham 流体的剪应力-剪变率关系

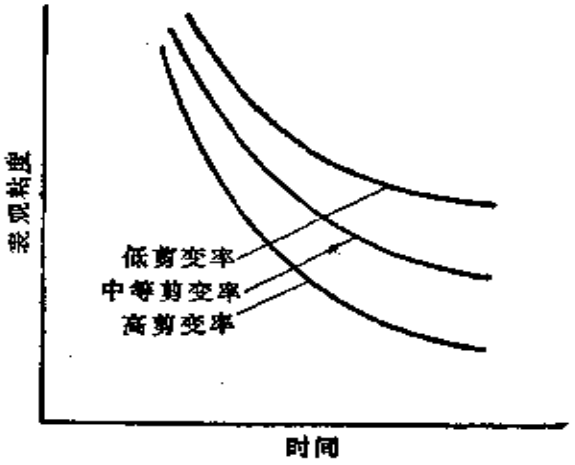



图 9.10　触变特性

触变性

触变性是指流体受到剪切时稠度逐渐损失的性质。在概念上，此过程是可逆的，这就是说剪力卸除而有充分的复原时间时，粘度就回到它的原始值，如图 9.10 所示。这种现象叫做暂时粘度损失，但在某些实例中，粘度永不回到它的原始值，因而有一永久粘度损失。可以认为触变流体的结构在剪切作用下不断遭到破坏，同时又自行重建。结构破坏不断发展，从而降低表观粘度，直到结构以同一速率重建，因而表观粘度获得稳定值为止。在概念上，当剪力卸除后，结构就恢复它原来的形式，但是，如不出现这种情况，就受到永久粘度损失了。

伪塑性流动

当剪变率增加时，流体变稀，如图 9.11 所示。伪塑性流体通常由无联系结构、无规则取向的长分子组成。剪应力的作用是把分子排列好，以降低表观粘度。此过程一般是可逆的。

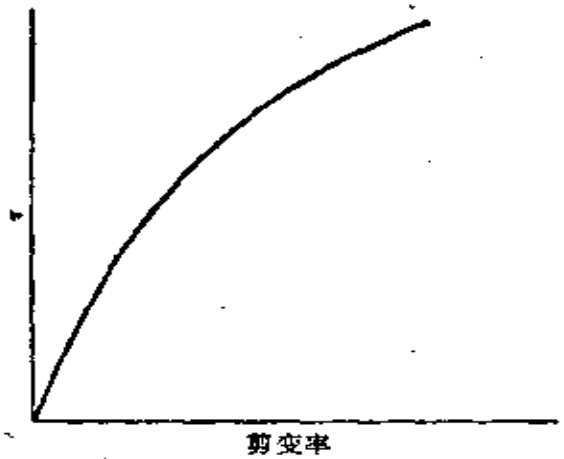



图 9.11 伪塑性特性

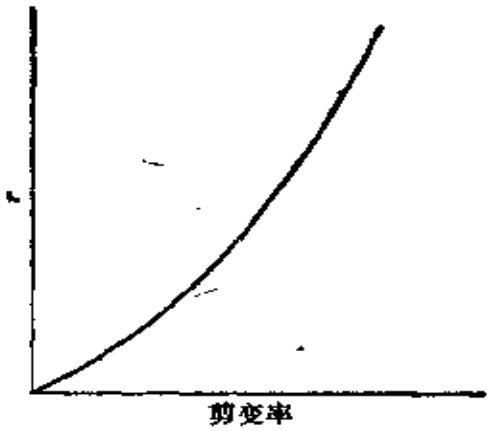



图 9.12 称为膨胀性的非牛顿特性

膨胀性

当剪变率增加时，流体增稠，如图 9.12 所示。显示膨胀性的流体一般为含有大量固体的悬浮液，其特性可与微粒的排列有关。在无应力的状态下，微粒采取密排结构，因而使空隙的体积达到最小，但在施加应力后，微粒就变成疏堆积结构，因而使空隙扩大。这样就造成了流体不足以充满空隙的情况，因而使流动阻力增大。在湿沙上行走时，能看到这种现象，这时人脚的压力在沙上产生了干坑。

弹性

弹性是指在恒定应力的作用下仅产生恒定变形而不发生流动。当应力卸除后，流体就完全恢复到它未变形的形状。这时可以施加的应力有一个极限值，即弹性极限；一旦超过此应力，就发生流动，弹性效应可以为粘性效应所掩盖。显示明显弹性特性的流体称为粘弹性流体。

## §9.3 粘度测量

粘度的重要性反映在为测量该性能而设计的量仪数量上，要

充分描述各种不同的量仪，就需要一本专著。然而，这些量仪可按照所使用的物理测量法很方便地分成三大类。

（i）根据流体的流动来测定粘度的量仪。

（ii）根据一固体物通过流体的运动来测定粘度的量仪。

（iii）使流体在两个作相对转动的表面之间受剪切而测定粘度的旋转式粘度计。

量仪按其复杂程度和适用范围的不同，有很多型式。一般说来，简单的量仪只适用于测量非牛顿效应很小或可忽略不计的这类流体的粘度。当非牛顿效应显著时，必须使用较复杂的量仪，而旋转式粘度计最适合于这类流体。粘度计的主要型式及其应用将在下面几节中简要地加以叙述。有些量仪内部装有控制和测量试验流体的温度的装置。如未装这些装置，通常就把粘度计放在一个能控制温度的液体池里。粘度计大多数需要用目监视，因而池液必须是透明的。池液应根据所要测量的温度范围来选择。水适用于 0°C 到 90°C 的范围。当温度较高时，通常用清洁的矿物油，而乙醇或丙酮可以在低达 −54°C 的温度下测量。

### 9.3.1 毛细管粘度计和射流粘度计

根据流体的流动来测定粘度的量仪又可分为两种型式，即毛细管粘度计和射流粘度计。

毛细管粘度计

对于毛细管粘度计，粘度是根据已知容积的流体流过毛细管所需的时间来测定的。为了获得良好的效果，毛细管中的流动必须是层流，而测量是以适用于管中稳定粘滞流动的 Poiseuille 定律为根据，其公式为

$$\eta=\frac{\pi d^4\Delta pt}{128lq} \tag{9.7}$$

式中 $d$ 和 $l$ 分别为毛细管的直径和长度，$\Delta p$ 为毛细管两端的压力差，$q$ 为流体在时间 $t$ 内流过毛细管的容积。

式(9.7)只适用于完全形成的层流，在某些情况下需要加以修正以考虑“端部”影响。这时可以作两项主要的修正。第一是动能

修正，这就是考虑了使流体加速进入毛细管时需要某种有效的压力差，这样就减小了用以克服粘滞应力的压力差。第二，在进口和出口处速度的迅速改变也会影响流动，而且使它们起了有效地增加管子长度的作用。这种影响的大小取决于毛细管直径。考虑了这两项修正后，式(9.7)就改为

$$\eta=\frac{\pi d^4\Delta pt}{128(l+nd)q}-\frac{m\rho q}{128\pi(l+nd)t} \tag{9.8}$$

式中 $m$ 和 $n$ 为经验常数，$m$ 一般在 1～1.5 范围内，而英国标准规范(British Standard Specification)188[7]建议取 $n=3$。

为了尽量减小端部影响，毛细管的长径比应当是 300 或更大，流动时的雷诺数(Re)不得超过 1000，而

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho dv}{\eta} \tag{9.9}$$

$v$ 为平均流动速度，可用下式表示：

$$v=\frac{q/t}{\pi d^2/4} \tag{9.10}$$

毛细管粘度计又可分为两种型式，即绝对粘度计和相对粘度计。对于绝对粘度计，粘度可按基本方程(9.7)计算。这些粘度计应设计成使端部影响达到最小，其精度主要决定于测量毛细管尺寸时所能达到的精度。最著名的绝对粘度计为 Bingham 粘度计[8]。常用的毛细管粘度计大多数是相对粘度计。这些粘度计用已知粘度的液体进行校准，从而获得粘度计常数，由于尺寸误差消除，其精度一般比绝对粘度计高。相对粘度计一般是靠重力工作的，其中压力差由试验流体的静压头所产生，静压头决定于流体的密度。如果 $\Delta h$ 为静压头，则 $\Delta p=\rho g\Delta h$，而式(9.7)就成为

$$\eta=\frac{\pi d^4\rho g\Delta ht}{128lq}$$

或

$$\nu=\frac{\pi d^4 g\Delta ht}{128lq}=Bt \tag{9.11}$$

式中 $B$ 为该粘度计的常数。对于流动时间很短的低粘度流体，可能需要修正端部影响，因而

$$\nu = Bt + C/t \qquad (9.12)$$

式中 $C$ 的形式和式(9.8)中 $1/t$ 的系数相同，其数值通常由量仪提供。

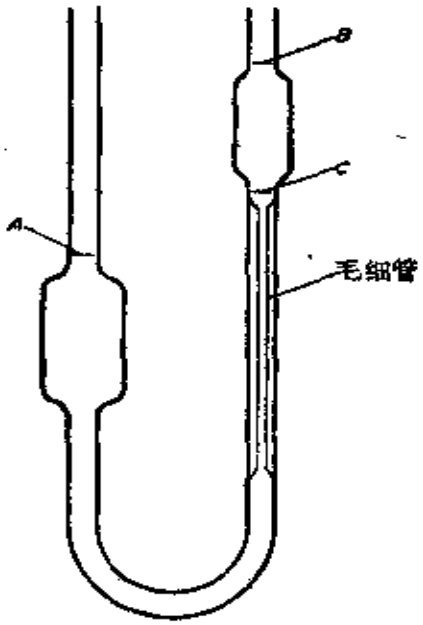



图 9.13 Ostwald U 型管粘度计

Ostwald U 型粘度计及其改进型式是最常用的相对粘度计。图 9.13 所示的型式是英国标准协会采用的，称为 BS/U 型。右肢上的储筒位于竖立的毛细管之上，此毛细管通过 U 形管与左肢上位置较低的接收泡相连。使用时首先调整液面，使弯液面位于标记 $A$ 处。然后将液体抽入右肢直到弯液面高于 $B$ 0.5 cm 左右，再将其释放。记下弯液面从 $B$ 降到 $C$ 所需的时间，再根据式(9.11)或(9.12)算出粘度。

BS/U 型粘度计推荐有八种尺寸，可测 1～1500 cS(厘沲)的粘度。详细的说明书和资料可查阅 BS188[7]，其中还制定了用清洁蒸馏水校准的方法。

射流粘度计

对于射流粘度计，粘度是根据已知容积的液体在重力作用下通过量仪底部的短管孔流完所需的时间来测定的。常用的射流粘度计有三种型式，即雷氏(Redwood)、赛氏(Saybolt)和恩氏(Engler)粘度计。这三种量仪都有图 9.14 所示的结构，只是液体的流出量和尺寸特别是管孔的尺寸不同而已。雷氏粘度计[9]通常用于英国，而赛

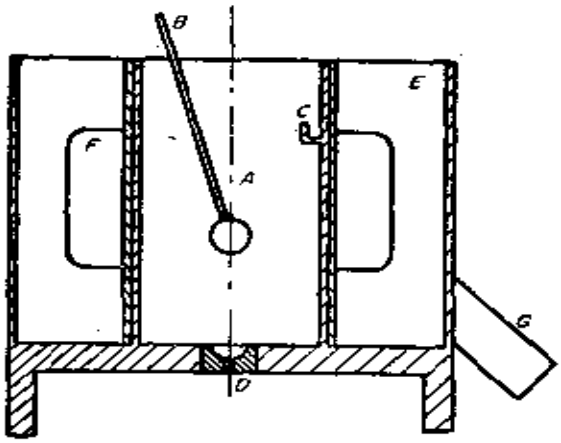



图 9.14 射流粘度计的典型结构

*A*—试验液体容器 *B*—插件 *C*—试验液体液面标记 *D*—流出孔 *E*—水套 *F*—水搅拌器 *G*—加热器

## 表 9.1 粘度换算表

| 运动粘度 (cS，厘沱) | Engler (恩氏度) | Redwood No.1 (雷氏秒) | 通用 Saybolt (赛氏秒) |
|---|---|---|---|
| 2 | 1.14 | 31 | 32 |
| 4 | 1.31 | 36 | 39 |
| 6 | 1.48 | 41 | 46 |
| 8 | 1.66 | 46 | 52 |
| 10 | 1.84 | 52 | 59 |
| 12 | 2.02 | 58 | 66 |
| 14 | 2.22 | 65 | 74 |
| 16 | 2.44 | 71 | 81 |
| 18 | 2.65 | 78 | 90 |
| 20 | 2.88 | 86 | 98 |
| 25 | 3.46 | 105 | 120 |
| 30 | 4.08 | 124 | 142 |
| 35 | 4.71 | 144 | 164 |
| 40 | 5.35 | 164 | 187 |
| 45 | 5.99 | 184 | 209 |
| 50 | 6.65 | 204 | 232 |
| 60 | 7.92 | 245 | 279 |
| 70 | 9.24 | 285 | 325 |
| 80 | 10.60 | 326 | 371 |
| 90 | 11.9 | 368 | 419 |
| 100 | 13.2 | 406 | 463 |
| 150 | 19.9 | 620 | 700 |
| 200 | 26.8 | 820 | 940 |
| 250 | 33.0 | 1010 | 1160 |
| 300 | 40.0 | 1230 | 1410 |
| 400 | 53.0 | 1640 | 1870 |
| 500 | 66.0 | 2040 | 2320 |
| 600 | 79.0 | 2430 | 2800 |
| 700 | 93.0 | 2820 | 3250 |
| 800 | 105 | 3250 | 3700 |
| 900 | 118 | 3650 | 4200 |
| 1000 | 133 | 4100 | 4750 |
| 1500 | 199 | 6100 | 7000 |
| 2000 | 260 | 8100 | 9200 |
| 2500 | 325 | 10100 | 11600 |
| 3000 | 400 | 12300 | 14000 |
| 4000 | 530 | 16100 | 18500 |
| 5000 | 660 | 20000 | 23000 |

此表可用来近似换算同一温度下的粘度单位。

氏粘度计主要用于欧洲和苏联。这三种射流粘度计都是以实验为依据的，它们用任意的标度，而粘度用流出时间来表示，例如雷氏秒或赛氏秒就是。对于恩氏粘度计，粘度用恩氏度表示，这就是流出时间除以水在同一温度下的流出时间。根据这些量仪测得的粘度可以换算为同一温度下的运动粘度单位，换算表见表 9.1。

### 9.3.2 落体粘度计

最常用的一种落体粘度计是图 9.15 所示的落球粘度计。在这种粘度计中，粘度是根据钢球落入试验流体后的终速度来测定的。当球落入流体后的终速度为 $v$ 时，它将在其重力、浮力和阻力这三个力的作用下处于平衡，即

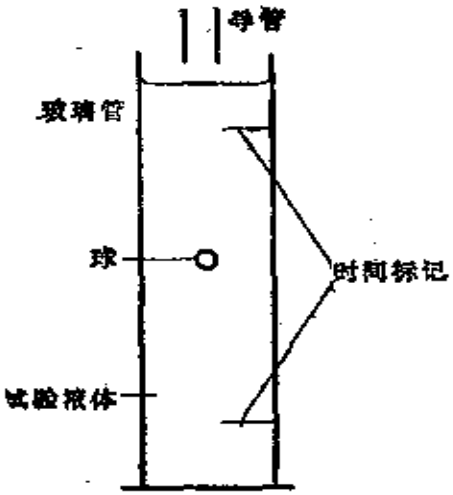


图 9.15 落球粘度计

$$\text{重力} = \text{浮力} + \text{阻力}$$

重力和浮力很易根据球的尺寸和球与液体的密度来确定。当球的半径为 $r$ 而通过无限流体的运动速度为 $v$ 时，Stokes 导出了下列式子：

$$\text{阻力} = 6\pi\eta r v$$

因此，平衡时

$$\frac{4}{3}\pi r^3\rho_s g = \frac{4}{3}\pi r^3\rho g + 6\pi\eta r v$$

或

$$\eta = \frac{2}{9}\frac{r^2(\rho_s-\rho)g}{v} \tag{9.13}$$

式中 $\rho_s$ 和 $\rho$ 分别为球和液体的密度。

Stokes 公式仅适用于球通过无限流体的情况，因而有时为了考虑有限管径，需要将式(9.13)乘以一个修正系数 $F$，即

$$\eta = \frac{2}{9}\frac{r^2(\rho_s-\rho)g}{v} \times F$$

为此，曾提出了许多修正系数，但其中有用的是 Faxen 系数，即

$$F = 1 - 2.104(d/D) + 2.09(d/D)^3 - 0.9(d/D)^5$$

式中 $d$ 为球的直径，而 $D$ 为管子的内径。

通常采用钢球，而终速是根据降落一段已知距离所化的时间来测定的。重要的是，钢球应在管子的中心投下，而且它不得有任何附着的空气泡。BS 188[7] 建议取球与管子的最大直径比为 0.1，而球的速度不得超过 1 cm/s。在推荐的范围内试验时，可测的粘度范围为 10 到 2000 poise(泊)。为了用目计时，试验液体必须足够清晰，以便看得见钢球。否则，就要用电测法计时，这样当然不再需要用玻璃管了。如用金属管和遥控投球法，落球粘度计就可很容易地改为测量大于周围压力时的粘度。

落体粘度计还有其他一些型式。滚球粘度计中的球是沿着灌满试验流体的倾斜管子滚下的。对于这种型式，球的直径稍小于管子直径，而粘度为终速的函数。由于间隙很小，滚球粘度计已经用来测量气体的粘度，而且还可用于高压测量。为了获得可靠的结果，这种粘度计必须加以校准。

落筒粘度计由两个立式同轴圆筒所组成。将外圆筒夹住，而在两圆筒之间的间隙内灌满试验流体。操作时释放内圆筒，使之在重力作用下落下。粘度可用下式计算：

$$\eta=\frac{W}{2\pi l v}\log_e\left(\frac{D_0}{D_i}\right) \tag{9.14}$$

式中 $W$ 为内圆筒加上任何附件的重量，$l$ 为外圆筒的长度，$D_0$ 和 $D_i$ 分别为外圆筒和内圆筒的直径，$v$ 为降落速度。这种粘度计主要用来测量高粘度，并能很方便地改变剪变率，这对非牛顿流体很有用。

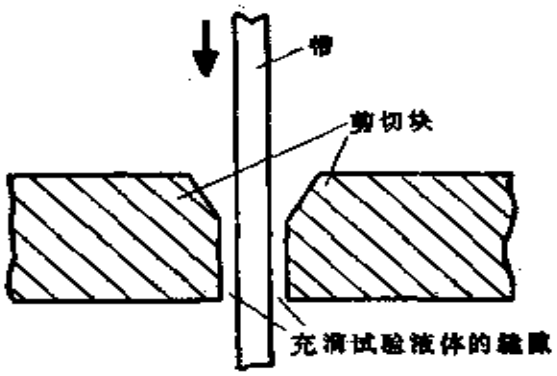


图 9.16　带式粘度计

带式粘度计在操作上和落筒粘度计相同。有一薄带位于两平行剪切块之间的狭缝内，如图 9.16 所示。狭缝中充满试验流体，带一被释放，就在重力作用下降落，其运动与试验流体中所产生的剪应力方向相反。

粘度可根据降落速度用下式确定：

$$\eta=\frac{Wv}{2bhd} \tag{9.15}$$

式中 $W$ 为外加的载荷，$v$ 为降落速度，$b$ 为剪切块的宽度，$d$ 为剪切块沿滑动方向的长度，$h$ 为剪切膜之一的厚度。这种粘度计可用于测量非牛顿流体，而且已用于大范围的粘度，但低粘度流体很难保留在剪切缝隙内。

### 9.3.3 旋转式粘度计

旋转式粘度计主要由两个元件所组成，其中之一固定，而另一个由外界驱动旋转，两元件之间的空间充满试验流体。测量粘度时，可以先加一固定扭矩，再测量旋转速度，或者先驱动旋转元件作等速转动，再测量所需的扭矩或固定元件上的反力矩。

旋转式粘度计有两种主要型式，即众所周知的转筒粘度计和锥板粘度计。

转筒粘度计由两个同心圆筒所组成，其环形间隙内充满试验流体。圆筒之一(一般为内圆筒)被驱动，而另一个则固定，如图 9.17 所示。现在已有许多工业用的转筒粘度计，这些粘度计通常备有不同直径的圆筒，产生不同的径向间隙。这些粘度计能在不同的速度下转动，以适应一系列的粘度和剪变率。主要的剪切发生在环形间隙内，但在某些情况下，旋转圆筒两端的剪力可能很大，因此必须加以考虑，或者用已知液体进行校准来加以考虑。锥板粘度计如图 9.18 所示，由一平面和一锥面所组成，其中一个可以

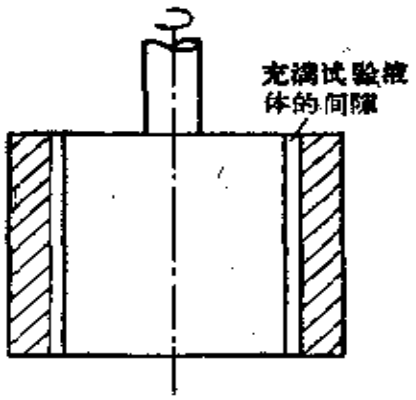



图 9.17 转筒粘度计的基本结构

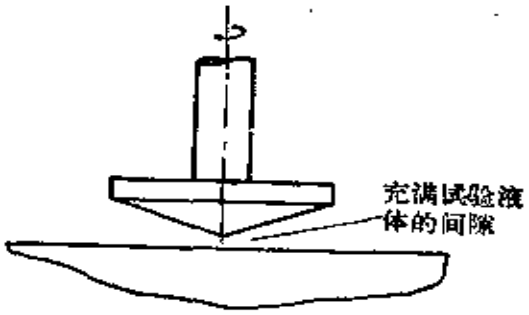



图 9.18 锥板粘度计的基本结构

旋转。其间隙内充满试验流体，锥角一般很大，以保证间隙内的剪变率大体上为常数。

锥板结构已经用于研究粘度以外的性能。例如，Weissenberg流变仪[10]基本上就是一锥板粘度计，它可用来测量粘弹性流体的弹性效应，当粘弹性流体在量仪中受剪切时，产生了正应力，所生的力力图把两表面隔开。这些力是用来衡量流体弹性性能的。

使用旋转式粘度计时，会因剪切时发热而出现问题。剪切时消耗的能量将使试验流体发热，如果温升很大，就会获得不明确的结果。

### 9.3.4 高压粘度计

前几节所作的粘度计概述仅仅涉及常用的几种型式，这决不是对这一题目的全面论述。此外还设计了其他许多量仪，主要是为了研究，这已经超出了本书介绍的范围。在这些量仪中有很多是为了测量极高或极低的粘度而设计的，这些粘度已超出了一般量仪的测量范围。其他一些量仪是专为研究非牛顿现象而设计的，有些量仪用很少量的试验流体操作，是为了适应润滑剂供应受限制的情况而研制的。

选用一种量仪来测量某种流体的粘度多少是凭经验的，但对于牛顿流体，如毛细管、射流或落球粘度计等简单型式的量仪通常是可以胜任的。对于非牛顿流体，最常用的量仪是旋转式粘度计。

对于重载情况，例如齿轮轮齿和滚动轴承中出现的情况，承载区的压力会非常高，这时必须对润滑剂的高压性能要有足够的知识。测量高压下的粘度存在很多问题，这通常作为专家的工作范围。极大多数粘度计是为了用在周围环境压力下而设计的，因此不宜用在高压下。在常用的粘度计中，落球粘度计能够改用于高压，如§9.3.2所述。为了用于高压，需要非常谨慎地设计，以确保安全，但这样通常会使得很难检查。由于需要外部高压密封系统，还会导致这种量仪价格昂贵。

另有一种量仪能为高压测粘术提供很多方便，这就是图9.19

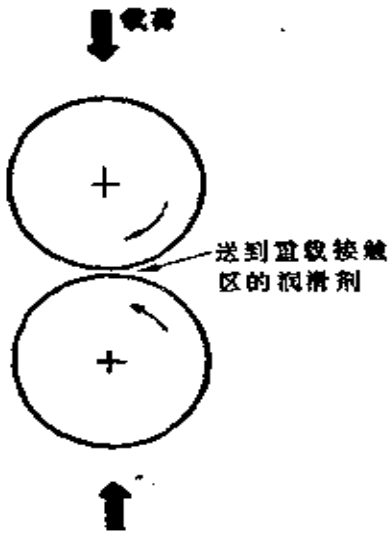



图 9.19 圆盘式试验机的基本结构

所示的圆盘式试验机。这种试验机不需要外部高压密封系统，而高压是在两个作相对运动的表面之间所形成的弹性流体动力润滑膜内部产生的。最简单的圆盘式试验机实质上是由两个独立驱动的圆盘所组成。操作时，开动圆盘，将试验流体引入圆盘之间的最小间隙区，然后将两圆盘相互压紧，因而两圆盘仅被一层很薄的弹性流体动力润滑膜所隔开。以不同的速度驱动圆盘，并测量油膜厚度和圆盘上的粘滞力矩，就能测定粘度。圆盘式试验机需要熟练的测量技术，它用作粘度计还需不断地改善，但它是一种通用量仪，可用于测量非牛顿流体。

## §9.4 润 滑 油

最初，润滑油只是从动物和植物中得来的，但是由于石油的发现，这种情况有了改变，现在绝大多数润滑油来自石油，即矿物油或烃类油。这种改变的原因之一是，动植物油比矿物油容易起化学反应，而且在使用中易于变质。然而，动植物油富有"油性"并具有良好的乳化性能，因而在需要有这些性能的某些场合仍在应用，例如纺织油、压缩机油和金属切削油就是。

矿物油是含有各种各样矿物烃的合成物质，单从化学试验来评定其工作性能是不可能的。因此，对于油必须作许多试验以测定其物理特性。为了比较起见，试验必须得出能复验的数据，因此必须在规定的条件下进行试验。一般而言，所用的试验方法是由英国石油协会[9]或美国材料试验协会[11]制定的。这两种方法通常称为 IP 法和 ASTM 法。所制定的试验涉及各种各样的润滑油性能，其中有变质率、易燃性、可混性和在极端条件下的适用性等特性，下面说明某些主要特性。

### 9.4.1 矿物油的性能

相对密度

物质的相对密度就是该物质的密度除以水在相同的温度和压力下的密度。在石油工业中，油的相对密度是在 60 °F 下测定的，或者可以按标准的表格或公式换算到该温度；大多数矿物油的相对密度在 0.85～0.95 的范围内。计算流速和把运动粘度换算为动力粘度时，需要用流体的密度，油以 $g/cm^3$ 计的密度在数值上非常接近于相对密度。*

比热和导热率

当油作为冷却剂或传热介质时，油的比热和导热率是重要的参数。大多数矿物油的比热在 0.44～0.48 的范围，而导热率约为 $3\times10^{-4}$ cal/cms°C。这些参数对温度变化都不很敏感。

酸性和碱性

即使经过精炼的油也含有微量的弱有机酸，但这些有机酸一般是无害的。较重要的是使用中由于燃烧或氧化而形成的酸和由于污染而产生的酸。矿物油的酸性可用中和数来表示，这就是中和一克油所需的氢氧化钾的毫克重量。

在某些润滑剂中加碱是为了使其具有特殊性能。现代发动机油大多数是碱性的，这样可中和燃料燃烧物。在某些可溶性切屑油中加碱是为了保护黑色金属免受腐蚀和稳定乳化剂。碱性可用一个基数来表示，这就是氢氧化钾毫克数，它相当于一克油中存在的碱。(试验 IP 和 IP139)

氧化稳定性

矿物油并不很易发生化学反应，但是当它在高温下暴露于氧气和空气中时却能氧化，这对油的寿命有很大的影响。氧化率与温度和工作条件有关。氧化物是各种各样的，但它们一般由酸性化合物、油泥和胶膜组成，这会使油变成腐蚀剂、粘度增大和不溶物沉积在工作表面上。(试验 IP48、56、114、148、157)

闪点

闪点可定义为，将油放在一个标准容器内加热时用火焰使发

散的油蒸汽顷刻点燃的最低温度。闪点是用来衡量有没有燃烧危险的，它也可用于测定该油是否已经污染。(试验 IP34、35 和 BS2839)

起泡

润滑油因搅拌而造成的起泡过多，会引起润滑不充分和其他一些问题。这对曲轴箱油和液压油特别重要，因为泵不能有效地处理有泡沫的混合物。

倾点

倾点就是在规定的条件下，油停止作自由流动时的温度。这对油的工作温度规定了一个低限。

反乳化性

纯矿物油和纯水的混合剂会很快分离，但是如果混合剂受到污染，分离时间就要长得多，因而会形成稳定的乳化剂。在许多工业应用中，油与水蒸汽和水相接触，所以必须使油很快地分离出来以便重行循环。最常用的试验是在标准条件下把饱和蒸汽通入已测容积的油中，观察已混合好的乳化剂分离成为油层和水层所需的时间。

某些工业油在配制时有意使它们形成稳定的乳化剂。金属切削中所用的所谓可溶油即为一例。(试验 IP19)

极压性能

有几种试验机可用来评定和比较处于极压状态的润滑剂。这些试验机都需要有滑动或者同时有滑动和滚动的重载区，被测的参数包括摩擦、磨损和咬死载荷。由于试验机各不相同，试验结果的相关性很差，因而润滑剂实际上只能用同一试验机来加以比较。常用的试验机为图 9.20 所示的四球式试验机。

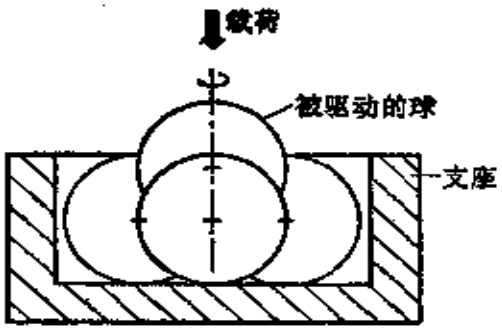



图 9.20 四球式试验机的基本结构

### 9.4.2 添加剂和固体润滑剂

现代的润滑油大多数加有化合物以改善纯矿物油的特性。添加剂有许多用途，下面说明主要的一些添加剂。

粘度指数改进剂

在油中加有这种添加剂是为了降低粘度随温度的变化率，它们通常是高分子量的聚合物。聚合物在承受很高的剪变率时将会解离，这样就使粘度指数和粘度全面降低。有些粘度指数改进剂也起降凝剂的作用。

降凝剂

当矿物油冷却时，似蜡晶体发生沉淀，最后化合而形成刚性结构，这个过程决定了倾点。降凝剂在似蜡晶体上形成覆盖膜，因而推迟了刚性结构的形成。复聚物和其他几种产物都可用作降凝剂。

抗氧化剂

抗氧化剂阻止或者降低氧化物（例如酸性产物和不可溶性化合物）的形成率。不言而喻，抗氧化剂也起防锈剂的作用。抗氧化剂有不同种类，按照它们用于高温还是用于低温来选用。

清净剂或分散剂

这种添加剂主要用于发动机油，以保持机器清洁，这是因为它们使不可溶物质处于悬浮状态并阻止油泥和沉淀物形成。在高温条件下，有机金属盐是常用的添加剂，而在低温条件下，主要用聚合物。

极压添加剂

在极高的压力和温度的条件下，纯矿物油不能在两表面间保持一层润滑膜。这些情况常见于齿轮中，而极压添加剂却能使矿物油良好地工作。最常用的极压添加剂是硫、氯、磷的化合物，这些化合物与金属表面起反应而形成覆盖膜，这样就显示塑性流动并有很低的抗剪能力。

防锈剂

这种添加剂是醇、酯、胺、有机酸或皂，它们被吸附在金属表面

上或与金属表面起反应而形成保护膜。

抗泡添加剂

这种添加剂通常是硅基化合物，它能在因起泡而出现问题的情况下尽量减少泡沫。

乳化剂

这种添加剂用于稳定油水乳状液，对于金属切削油、防火液压油和类似的液体特别有效。典型的乳化剂为石油磺酸盐和金属皂。

固体润滑剂

这种材料生来就是润滑剂，在特殊应用中可用作矿物油中的分散剂。在高温下其优越性在于不会挥发，而且能在基础油消失时产生润滑膜。石墨、二硫化钼和聚四氟乙烯(PTFE)都是固体润滑剂的实例(见第六章)。

## §9.5 润 滑 脂

油脂是液体润滑剂和稠化剂的稳定混合物，它可以含有添加剂以改善或赋与某些性能。在大多数油脂中，液体润滑剂是矿物油，但有时也用合成润滑剂(例如硅酮)，特别是在使用温度范围很广(例如在飞机上应用时)的油脂中。表 9.2 表示各种不同液体基的典型工作温度范围，但是用了添加剂后范围可以扩大。

表 9.2 各种不同油脂的有效温度范围

| 液 体 基 | 有效温度范围 |
|---|---|
| 矿物油 | −30°C～100°C |
| 硅 酮 | −40°C～150°C |
| 双脂和聚脂 | −60°C～90°C |

稠化剂包括金属皂、粘土和硅石。主要的金属皂稠化剂为钙、锂和纤维状钠皂。皂一般没有温度下限，但在高温下会发生结构变化，由于此温度通常低于液体组分的上限，因此它就是油脂的温度上限。对于粘土和硅石稠化剂，看来在其使用中没有实际的下

限或上限，它们无疑能用到摄氏几百度。

油脂的结构是，它们在静态下通常是自承重的，这一性能可使油脂既作为润滑剂又作为防污染的密封。油脂在受剪切时的性状象粘滞流体，但是它是真正的非牛顿流体，其性能在任何时候均和它前期的使用有很大的关系。油脂的许多标准试验是由英国石油协会和美国材料试验协会制定的，下面说明某些主要的试验。

稠度

在这种试验中，可用一标准锥针入保持为 25°C 的样品油脂中。稠度根据 5 秒钟后的针入深度（十分之几毫米）来测定。一般要进行两个试验。第一个试验是对未用过的油脂即直接来自容器的油脂进行的，但这些结果不大可靠，因为当样品离开容器时已在使用了。第二个试验较为可靠，是对已经在标准条件下使用了一段时间的油脂进行的。（试验 IP50, 167, ASTM. D. 217）

美国国家润滑脂协会（NLGI）已把油脂按照其稠度分成很多等级，表 9.3 所示的这些等级已获得了广泛的应用。稠度仅概括地表示工作性能。显然，软油脂（如 1 级）在轴承中所产生的运动阻力比硬油脂（5 级）小，但两种同级的油脂会使轴承具有完全不同的工作性能。

表 9.3　美国国家润滑脂协会（NLGI）所分的油脂等级

| 级　数 | 使用的针入范围 (25°C 下十分之几毫米) | 级　数 | 使用的针入范围 (25°C 下十分之几毫米) |
|---|---|---|---|
| 000 | 445～475 | 3 | 220～250 |
| 00 | 400～430 | 4 | 175～205 |
| 0 | 355～385 | 5 | 130～160 |
| 1 | 310～340 | 6 | 85～115 |
| 2 | 265～295 | | |

氧化稳定性

为评定抗氧化能力，可将几层薄油脂放在加压和加热的氧气罐中进行氧化。氧化程度根据一定时间后的压力降来测定。试验与油脂的贮存寿命有一定的关系，但对预测使用寿命是不可靠的。

(试验 IP142, ASTM. D. 942)

滴点

滴点就是从标准量杯的小孔中滴下时的温度，这表示固态向液态转化。实际上，滴点通常比一般的最高工作温度要高得多。(试验 IP31, 132, ASTM. D. 2265, BS894)

油的离析

油与油脂分离是自然的趋势，这种现象常称"析油"。当油脂贮存在容器内时，经常可以看到表面上或底部有一些离析的油，但是如果离析的油量不多，则油脂的基本结构并未改变。进行油的离析试验时，可把样品油脂放在纱布或滤纸上，使其受重力或离心力的作用，并测量其损失的油量。这种试验表明了油脂的稳定性，但同油脂在轴承中的使用情况似乎关系不大。(试验 IP121, ASTM. D. 1742)

机械稳定性

当油脂受到严重的机械作用时，例如在滚动轴承中，其稠度会大大改变。为了评定这一特性，可以进行长期的针入度试验。

极压性能

在重载工况下，油脂必须具有良好的极压性能，以防轴承表面发生摩擦损伤。油脂的极压性能通常用 Timken 磨损和润滑剂试验机或四球试验机(见图 9.20)来加以评定。(试验 ASTM. D. 2266)

轴承性能试验

上述的简单实验并没有提供有关油脂工作性能的可靠资料，为此需要建立试验台，以使试验轴承在合适条件下运转。主要的滚动轴承制造厂已经各自制定了评定油脂的性能试验，这些试验包括各种各样的试验轴承和条件。此外，还进行了标准形式的轴承台架试验，这已获得了普遍应用。(试验 IP.168)

油脂添加剂

在油脂中常加添加剂，以使其具有特殊的性能。例如防锈剂、抗氧化剂和极压添加剂就是。此外也用石墨或二硫化钼等固体润滑剂来减轻磨损和防止咬死。

# 参 考 文 献


1. Introductory memorandum on the viscosity of liquids. *Engineering Sciences Data* Item No. 65001, Instn mech. Engrs.
2. Approximate data on the viscosity of some common liquids. *Engineering Sciences Data* Item No. 66024, Instn mech. Engrs.
3. A guide to the viscosity of liquid petroleum products. *Engineering Sciences Data* Item No. 67015, Instn mech. Engrs.
4. E. W. Dean and G. H. B. Davis. Viscosity variations of oils with temperature. *Chem. metall. Engng*, **36**, (1929), 618–19.
5. Charts Published by American Society for Testing and Materials.
6. Refutas Chart available from Baird and Tatlock, London.
7. Determination of the viscosity of liquids in CGS units. *BS 188*, (1957), British Standards Institution.
8. E. C. Bingham. *Fluidity and Plasticity*. McGraw-Hill, New York, (1922).
9. *I.P. Standards for Petroleum and its Products.* Institute of Petroleum, London. (Annually).
10. K. Weissenberg. *Principles of Rheological Measurement*. Nelson, London, (1949).
11. *ASTM. Standards on Petroleum Products and Lubricants.* American Society for Testing and Materials. Philadelphia. (Annually).

# 第十章　流体动力润滑

## §10.1　引　　言

在两个作相对运动的零件之间引入一层流体膜，可以解决工程中许许多多的摩擦学问题。在第九章中我们已经知道，润滑剂可以输入高压接触区。但在很多情况下，为了防止发生固体接触，可以依靠流体的粘性及表面的几何形状和相对运动来产生足够的压力，而无需采取任何的外部泵送作用。如果轴承沿着运动方向具有收敛形状，粘附于运动表面的流体就可被带入逐渐缩小的间隙内，从而建立起足以支承载荷的压力。这就是流体动力润滑的原理，这种机理是至为重要的，它能使整个现代工业起有效作用。汽车、机车、机床、各种发动机、家用器具、飞机、船舰和潜艇、齿轮箱、泵和宇宙飞船等等仅仅是主要依靠流体动力膜工作的无数机器和设备中的一小部分。流体动力膜通常是很有利的，但是有时它的存在却是不受欢迎的，甚至是危险的。例如，下雨时必须小心防止在电气机车的导电弓架和导线之间形成一层水膜，汽车轮胎的胎面花纹是用以防止由于轮胎和路面之间形成流体动力膜而引起的"滑行"，这种滑行会导致制动失效。

### 10.1.1　符号

$B$　轴承宽度

$C$　径向轴承的半径间隙

$e$　偏心距

$F$　单位宽度上的摩擦力

$f$　摩擦系数

$H_1$　$h_i/h_0$

$h$　膜厚

$h_i$　进口膜厚

$h_m$ 基准膜厚(对于倾斜滑块为 $h_0$，对于瑞利阶梯为 $h_i-h_0$，对于径向轴承为 $C$)

$h_0$ 滑块的出口膜厚
滚子的最小膜厚

$\bar{h}$ $h/h_m$

$h^*$ 最大压力点的膜厚

$K$ 倾斜滑块的承载能力系数 $=\dfrac{\log_e(1+n)}{n^2}-\dfrac{2}{n(2+n)}$

$L$ 轴承长度

$L_1$、$L_2$ 瑞利阶梯轴承进口和出口部分的长度

$n$ $\dfrac{h_i}{h_0}-1$

$N$ 转速

$p$ 压力(对于液体轴承为压力表值，对于气体轴承为绝对值)

$p_a$ 大气压力

$p_s$ 瑞利轴承阶梯处压力

$\bar{p}$ $p/p_a$

$p'$ $\dfrac{ph^2}{6\eta UL}$

$q$ 折算压力$\left(=\dfrac{1}{\alpha}(1-e^{-\alpha p})\right)$

$R$ 半径

$S$ 索莫菲尔德数$\left(=\dfrac{\eta N}{W}\cdot LD\left(\dfrac{R}{C}\right)^2\right)$

$t_i$ 进口温度

$t_0$ 出口温度

$U$ 表面切向速度

$u$ 流体切向速度

$V$ 表面法向速度

$W$ 载荷

$x$ 沿轴承的坐标

$\bar{x}$ $x/L$

$y$ 轴向坐标

$z$ 沿膜厚的坐标

$\alpha$ 粘压系数

$\alpha_t$ 粘温系数

$e$ 偏心率$\left(=\frac{e}{C}\right)$

$\eta$ 绝对粘度

$\theta$ 角度

$\Lambda$ 轴承数$\left(=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{L}{h_m^2 p_a}\right)$

$\rho$ 密度

$\rho_i$ 进口处密度

$\rho_0$ 出口处密度

$\rho'$ $=\frac{\rho_0}{\rho_i}$

$\tau$ 剪应力

$\phi$ 偏位角

## §10.2 理 论

轴承中润滑剂的压力变化情况可用雷诺方程来描述，雷诺方程的推导和完整式子见附录。求解全方程是非常困难的，但是，我们可以预先作下列假设来加以大大简化。

(1) 流体是不可压缩的。

(2) 流体是牛顿流体(剪应力与剪应变率成正比)。

(3) 流体的性能保持不变；不计温度和压力变化产生的影响。

(4) 不计惯性和紊流的影响。

(5) 固体保持刚性。

(6) 膜厚很小，以致流体压力可以视为沿膜厚(当然不是沿膜长)不变。

(7) 轴承为无限宽。

后面将表明，其中一些假设不能适当地描述某些情况，尽管在很多情况下这些假设所产生的误差可以忽略不计。

**10.2.1** 纵向运动(滑动)

当一个表面在另一个表面上滑动(沿 $x$ 向)而不作法向运动，并且两者之间有一层流体膜时，如果作了上述假设，雷诺方程就可简化成

$$\frac{dp}{dx}=12\eta\left(\frac{U_1+U_2}{2}\right)\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right) \tag{10.1}$$

式中 $h^*$ 为最大压力点即 $dp/dx=0$ 处的膜厚。$U_1$ 和 $U_2$ 各为下表面和上表面的 $x$ 向速度，其位置必须使膜厚 $h$ 不随时间而变化。

现在来研究速度为 $U_a$ 和 $U_b$ 的两块平板，如图 10.1a 所示。如果将此系统分解为两个组成部分 $A$ 和 $B$，我们就能看出，$A$ 表示两个表面作刚体运动，其间流体以等速度 $U_b$ 运动；而 $B$ 表示 $h$ 不随时间而变化的一个系统，对它可以应用方程(10.1)而取 $U_1=U_a-U_b$ 和 $U_2=0$。于是，对于两个滑动表面，雷诺方程成为

$$\frac{dp}{dx}=12\eta\left(\frac{U_a-U_b}{2}\right)\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right) \tag{10.2}$$

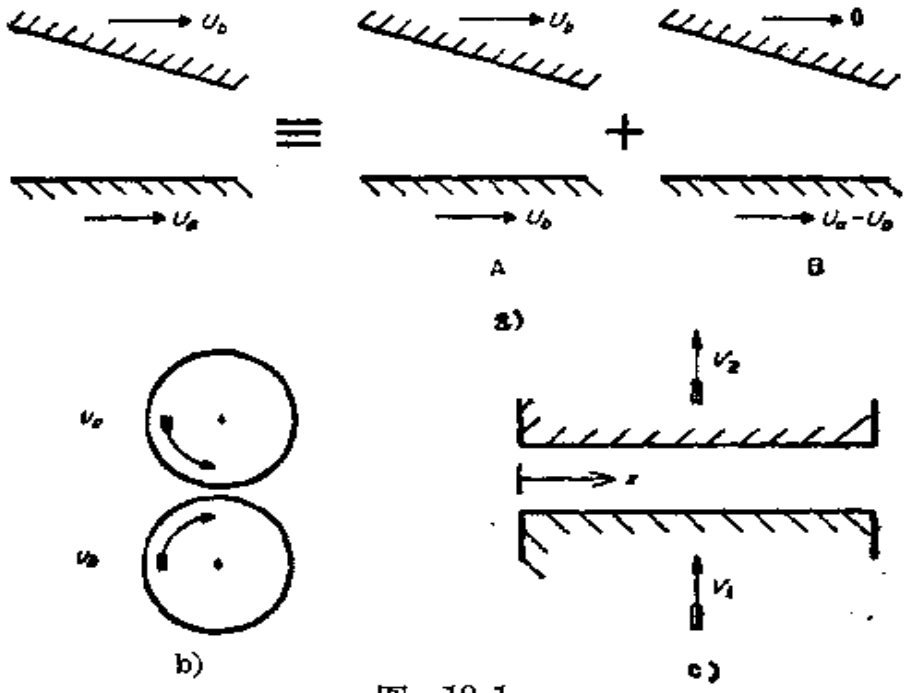



图 10.1

凡是具有纵向速度时，都可以同样处理。例如，装在固定轴上的两个圆盘以圆周速度 $U_a$ 和 $U_b$ 滚动时，如图 10.1b 所示，可得雷诺方程

$$\frac{dp}{dx}=12\eta\left(\frac{U_a+U_b}{2}\right)\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right) \tag{10.3}$$

显然，在这种情况下，$h$ 不随时间而变化，因此可以应用方程 (10.1)。

### 10.2.2 法向运动(挤压)

在这种情况下，两表面不作相对滑动($U_1=U_2=0$)，但是两表面作法向运动。现来研究图 10.1c 中两块平行的平板，其法向速度各为 $V_1$ 和 $V_2$。根据常识知道，如果 $V_1-V_2$ 为正值，则流体中将产生压力，并且流体将从最大压力点向外流出。作了上述的假设以后，雷诺方程就可以证实这一点，即

$$\frac{dp}{dx}=12\eta(V_2-V_1)\left(\frac{x-x^*}{h^3}\right) \tag{10.4}$$

式中 $x^*$ 为最大压力点($dp/dx=0$)的坐标。这种情况常称"挤压膜润滑"。

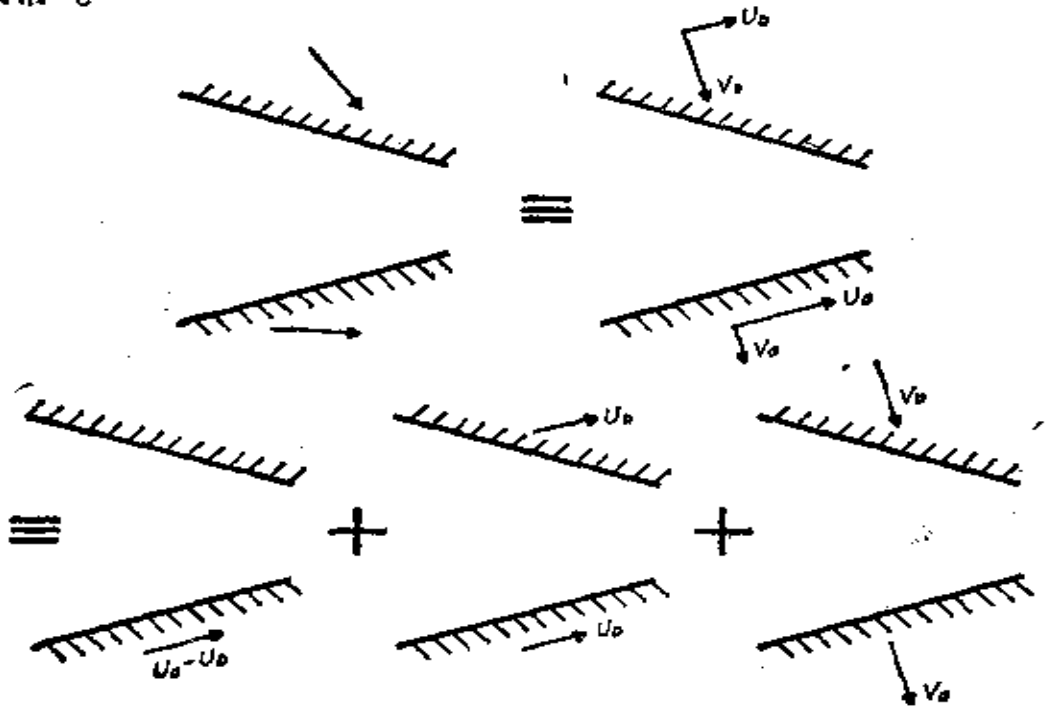



图 10.2

### 10.2.3 纵向和法向组合运动

当轴承中存在两种形式的相对运动时，所产生的压力可以将两种作用简单地相加来求得，于是

$$\frac{dp}{dx}=12\eta\left(\frac{U_1+U_2}{2}\right)\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)+12\eta(V_2-V_1)\left(\frac{x-x^*}{h^3}\right) \quad (10.5)$$

为求实际的压力分布，必须求该方程的积分。这样就出现两个未知量，即积分常数和 $x^*$ 值。这两个未知量要引入两个有关的边界条件来确定。上列方程可以应用于任何一对表面，如图 10.2 所示，只要把相应的速度分量加以分解以求得相应的 $U_1$、$U_2$、$V_1$ 和 $V_2$ 值即可。

## § 10.3 雷诺方程在推力轴承中的应用

我们已根据沿着轴承长度的收敛间隙讨论了流体动压作用，图 10.3 表示使用已奏成效的几种形状。所有这些型式和其他很多型式都已在实践中见到，它们或者原来就制成这种型式，或者由于后来发生磨损或变形而才形成这种型式的。Rayleigh 爵士在分析了 1918 年所发表的许多不同的滑块形状后得出，各种不同型式的轴承，只要进口和出口膜厚相同，就没有什么差别，这对轴承设计人员来说是件好事。图 10.3c 所示的推力轴承通常称为 Rayleigh 阶梯，它实际上产生最大的压力峰值[1]。

### 10.3.1 斜面推力轴承

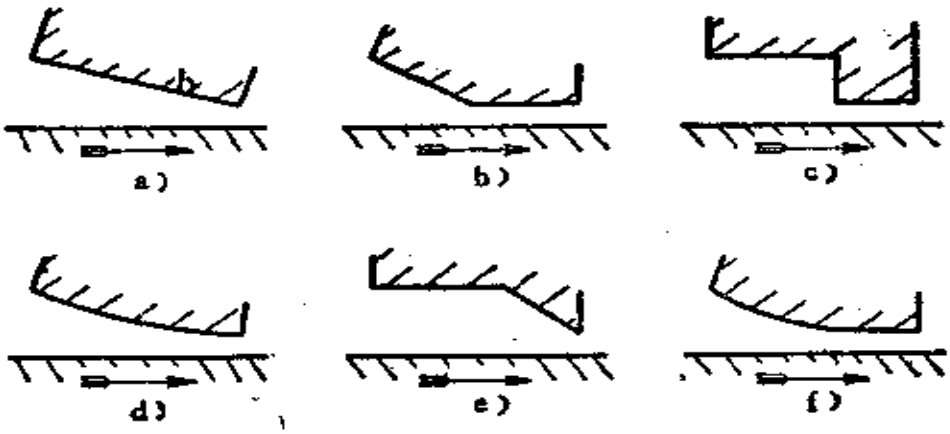



图 10.3 推力轴承形状

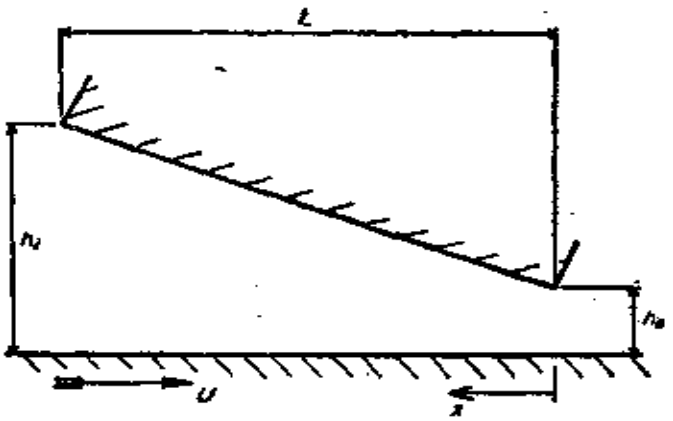



图 10.4　推力轴承符号

润滑的推力轴承的最常用型式是斜面瓦块，如图 10.3a 所示。作为雷诺方程在推力轴承中的应用实例，我们来确定这种结构型式的压力分布和承载能力。图 10.4 中表示这种轴承及其符号。

由于没有法向运动，因此可用方程(10.1)，取 $U_1=-U$ 和 $U_2=0$，得

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=-6\eta U\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)$$

为了得到压力分布，必须求此方程对 $x$ 的积分，得

$$p=-6\eta U\int\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)\mathrm{d}x$$

任意点的膜厚可以表示为

$$h=h_0\left(1+\frac{nx}{L}\right)$$

式中 $n=\dfrac{h_i}{h_0}-1$

$$p=-6\eta U\left[\int\frac{1}{h_0^2\left(1+\frac{nx}{L}\right)^2}\,\mathrm{d}x-\int\frac{h^*}{h_0^3\left(1+\frac{nx}{L}\right)^3}\,\mathrm{d}x\right]$$

$$=-\frac{6\eta U}{h_0^2}\left[-\frac{L/n}{1+\frac{nx}{L}}+\frac{h^*}{2h_0}\cdot\frac{L/n}{\left(1+\frac{nx}{L}\right)^2}+A\right]$$

式中 $A$ 为积分常数。应该指出，$h^*$ 为 $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x=0$ 即最大压力处的 $h$ 值。我们有两个未知量 $h^*$ 和 $A$，求解时必须引入两个边界条件，即 $x=0$ 和 $x=L$ 时 $p=0$。应该指出，压力以表压力来表示，即 $p=0$ 表示周围环境的大气压力。代入这两个条件，得

$$0=-6\eta U\left[-\frac{L}{n}+\frac{h^*}{2h_0}\frac{L}{n}+A\right]$$

和

$$0=-6\eta U\left[-\frac{L/n}{1+n}+\frac{h^*}{2h_0}\frac{L/n}{(1+n)^2}+A\right]$$

解这两个联立方程，得

$$h^*=2h_0\frac{(1+n)}{2+n}$$

和

$$A=\frac{L}{n(2+n)}$$

现将此两值代入压力分布方程，得

$$p=\frac{6\eta UL}{h_0^2}\left[\frac{n\frac{x}{L}\left(1-\frac{x}{L}\right)}{(2+n)\left(1+\frac{nx}{L}\right)^2}\right] \tag{10.6}$$

继续求压力的积分，可得轴承单位宽度上的法向承载能力

$$W=\int_{x=0}^{x=L}p\,dx \tag{10.7}$$

对于斜面推力轴承，承载能力可按下式求得

$$W=\frac{6\eta UL^2}{h_0^2}\left[\frac{\log_e(1+n)}{n^2}-\frac{2}{n(2+n)}\right] \tag{10.8}$$

或

$$W=\frac{6\eta UL^2}{h_0^2}K$$

式中

$$K=\frac{\log_e(1+n)}{n^2}-\frac{2}{n(2+n)}$$

最大承载能力取决于 $K$ 值，而 $K$ 值又取决于进口与出口膜厚之比。我们可设 $dK/dn=0$ 而求得对应于最大承载能力的 $n$ 值。当 $n$ 值大致为 1.2，或进口膜厚为出口膜厚的 2.2 倍时，承载能力达到最大。在此条件下，$K=0.0267$。可是，$n$ 对承载能力的影响很小，$n$ 如果减小到 0.6，$K$ 值只降到 0.0235，而 $n$ 如果增大到 2，$K$ 值只降到 0.0246。

这个最佳比值同样可以应用于其他的推力块形状。如果我们记得在大多数工程应用中最小膜厚为 0.02 mm 到 1 mm 时，就可以知道，把一刚性表面改成一能用的轴承时所需的倾角、曲率、阶

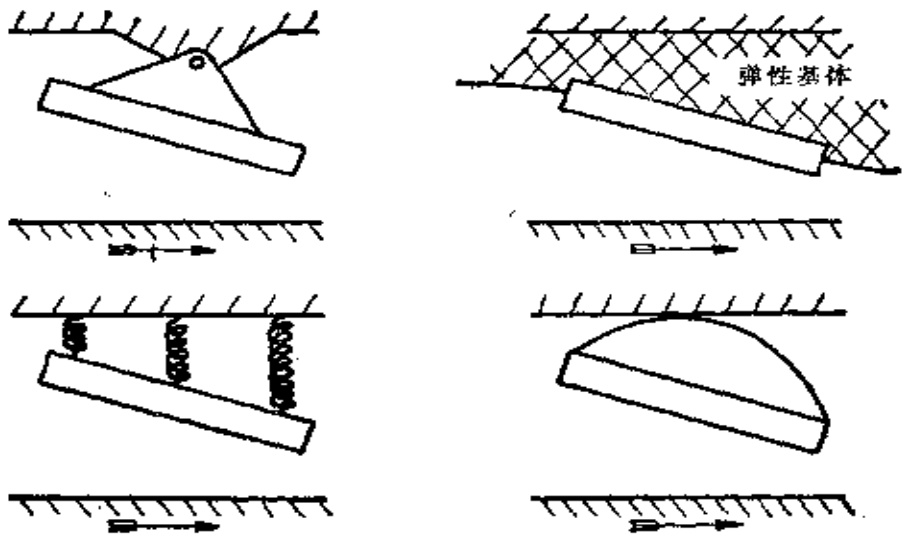



图 10.5　自位推力轴承

梯等都是极小的，因而常常出现制造上问题，这就是广泛采用能自行调整两表面间夹角的可倾瓦块推力轴承的原因。图 10.5 表示这种轴承型式及其某些派生型式。

如果点绘斜面推力轴承的压力分布，就可得如图 10.6 所示的一条曲线。显然，压力中心位于瓦块中心之后。实际上，我们已知

$$h^*=\frac{2h_0(1+n)}{2+n}$$

如果我们以 $h^*=h_0[1+(nx^*/L)]$ 代入，就可得最大压力位置的表达式

$$\frac{x^*}{L}=\frac{1}{2+n}$$

$\frac{x^*}{L}$ 值在 $\frac{1}{2}$（当 $n=0$ 时）与 0（$n\to\infty$ 时）之间变化。换言之，$x^*$ 总是处于瓦块的后半部，为使可倾瓦块获得平衡，压力中心必须与支点位置重合。在给定的一组条件下，能精确地计算支点的正确位置，但是这样做通常是无用的，因为我们还不能完全控制轴承的工作条件。

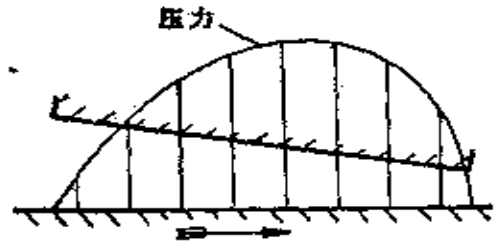



图　10.6

此外，能绕中心作双向旋转的瓦块，其效果是令人满意的，尽管从

理论上讲它不能产生流体膜。其原因是，膜中压力和温度的增加使瓦块形状变成外凸曲线，这样就绕中心支点自行定位。

### 10.3.2 瑞利阶梯轴承

可以用变分法来证明，在各种形式的推力轴承中阶梯轴承的承载能力最大。图 10.7 表示这种轴承及其符号。方程(10.1)可以应用于轴承的各个部分，而依次取 $U_1=-U$, $U_2=0$。积分后，方程成为

$$p=-6\eta U\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)x+A$$

因为对各个部分来说，$(h-h^*)/h^3$ 都是常数。

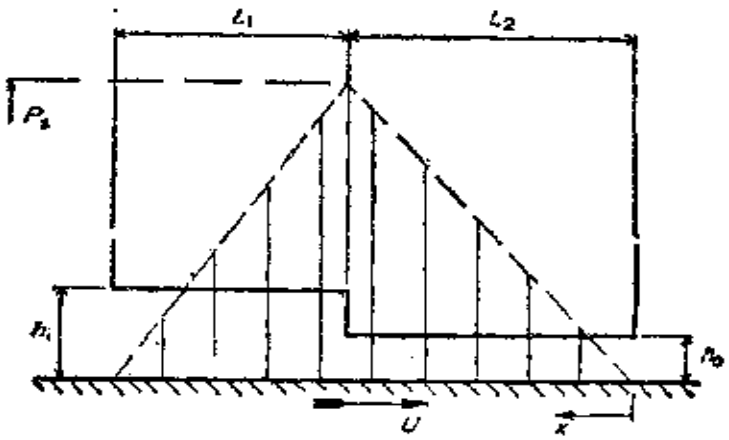



图 10.7　阶梯轴承符号

当阶梯轴承的压力分布图如图 10.7 所示时，我们将看出，压力分布曲线在最大压力处是间断的，因此必须把 $h^*$ 仅仅看作是一无物理意义的积分常数，即 $h^*\neq h_1$, $h^*\neq h_0$。

在这种情况下，边界条件为：对于 $h=h_0$ 的一段，在 $x=0$ 处 $p=0$，在 $x=L_2$ 处 $p=p_s$；对于 $h=h_1$ 的一段，在 $x=L_2$ 处 $p=p_s$，在 $x=L$ 处 $p=0$。产生的压力分布如图 10.7 所示，最大压力在阶梯处。

承载能力可用下式表示：

$$W=p_s\times\frac{L}{2}$$

在 $p$ 的表达式中代入边界条件后可得 $p_s$ 值，再将 $p_s$ 值代入上式，

结果得下列表达式：

$$W=\frac{3\eta UBL_2(L-L_2)(\alpha-1)}{(L_2\alpha^3+L-L_2)h_0^2} \tag{10.9}$$

式中 $\alpha=h_i/h_0$。当 $\alpha=1.866$ 和 $L_1/L_2=2.549$ 时，性能最佳。具有这些最佳参数时

$$W=\frac{6\eta UL^2}{h_0^2}\times 0.0342$$

这是提高斜面推力轴承承载能力的一个措施(0.0342 与 0.0267 相比)。

## §10.4 异形圆盘的接触

很多工程问题可以相当精确地用两个圆柱的接触或一个圆柱与一块平板的接触来表示。我们立刻想到滚子轴承、变形的可倾瓦块和包括运转时同时有滚动和滑动的齿轮轮齿接触在内的其他许多例子。

当其中一个或两个零件都是相互滚动和(或)滑动的异形圆柱(如图 10.8 所示)时，可用作了§10.2 的假设而得到简化的雷诺方程来预测油膜压力。

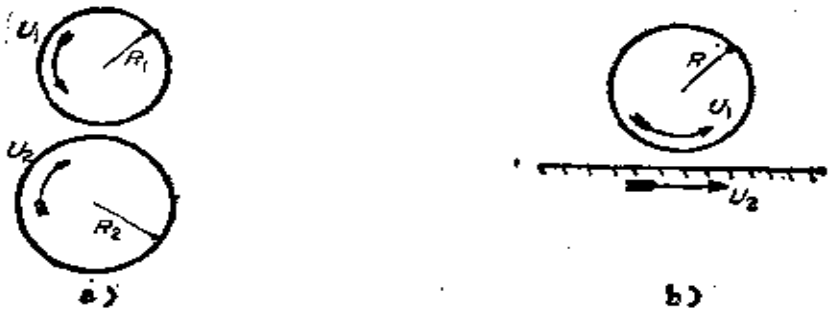



图 10.8 当量圆柱

### 10.4.1 当量圆柱

图 10.8b 中所示的圆柱与平面要比图 10.8a 中所示的两个圆柱的情况更易分析。然而，半径为 $R_1$ 和 $R_2$ 的两个圆柱可以用半径为 $R$ 的一个当量圆柱与一个平面来代表，而

$$R=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}$$

在 a 和 b 两种情况下，两个零件的表面速度和膜厚变化情况完全一样。计算时，这两种情况可以看作相同，但是我们将在本章后面看到，计算水平分压力时应当除外。

### 10.4.2 气穴现象

雷诺方程(10.1)可以用来预测轴承的性能，不过要在方程中代入 $U_1$ 和 $U_2$ 值并用轴承周围距离表示的膜厚

$$h=h_0+R(1-\cos\theta) \quad (10.10)$$

(插图和符号见图 10.9)

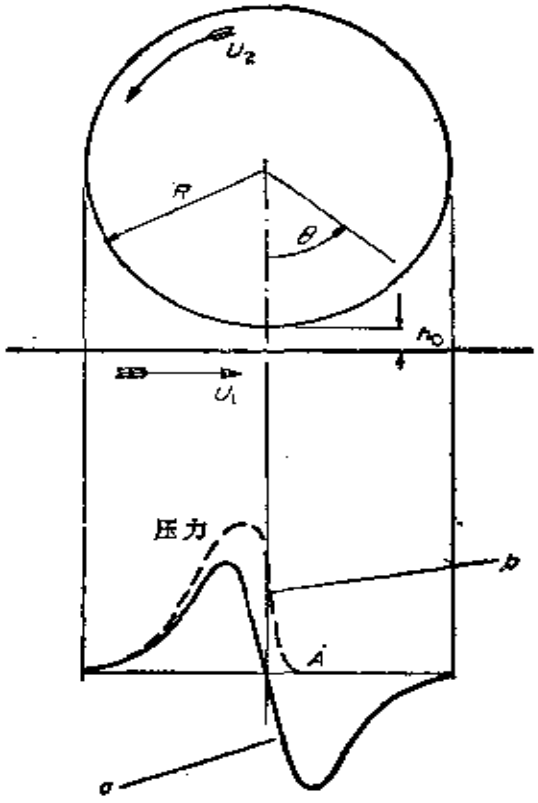



图 10.9

从图和方程(10.10)显而易见，这种情况与前面所讨论的推力轴承不同，在再次达到环境压力之前，轴承的收敛部分之后接着是同等长度的发散部分。如果我们应用推力轴承的边界条件，也就是在 $\theta=-\frac{\pi}{2}$ 和 $+\frac{\pi}{2}$ 处 $p=0$，则所产生的压力分布曲线反对称于水平轴，这表明承载能力为零(图 10.9 中的曲线 $a$)。这就意味着在流体中除了正压力外还存在同样大小的负压力。在绝大多数情况下，流体是不能承受负压力的，因此在这负压区，流体膜将发生破裂，这必然会使溶解于油中的空气形成气泡。这种现象一般称为气穴现象，是使用过轴承的人所熟知的，它使得沿轴承宽度的大部分间隙内夹杂有液体和空气。这种现象特别受到 Floberg[2] 和 Dowson[8] 的重视，对于作流体动力设计的学生来说，它有两个结论。如果压力降到润滑剂的蒸汽压力，因而由于液体汽化而可以形成低压气泡时，则气

泡后来的破裂就能对固体表面产生巨大的局部压力以致造成点蚀(气蚀)破坏。这种气蚀破坏虽已为水力学工程师所熟知，但是在轴承实践中却很少发生。另一个结论是不宜再用简单的边界条件，这就是在流体膜出口处即 $\theta=\frac{\pi}{2}$ 时 $p=0$。实验测量表明，流体压力曲线形状如图 10.9 中的曲线 $b$ 所示，在发散区的某一点 $A$，压力下降到液体饱和压力。由于液体通常是从环境压力源吸入的，因此饱和压力可以视为环境压力($p=0$)。

用分析观点来说明此边界上所发生的情况，曾经是有所讨论和争论的问题。可是现在，基本上已普遍承认了这种形式的边界条件。在 $A$ 点的左边(图 10.9)，流体的容积流量由两部分所组成，一部分是由于表面运动而产生的流量 $[(U_1+U_2)/2]h$，一部分是由于有压力梯度 $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$ 而产生的附加流量。在 $A$ 点的右边，流量仅为 $[(U_1+U_2)/2]h$。因此考虑到 $A$ 点的连续性，在 $A$ 点 $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x=0$。这样，我们就得到雷诺气穴边界条件，它与实验完全一致，这说明压力曲线的终点为流体膜发散部分中压力梯度为零的一点(位置未知)，即

在 $\theta=\theta_2$ 处$\left(0<\theta_2<\frac{\pi}{2}\right)$

$$p=\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=0 \tag{10.11}$$

Dowson[3] 曾经指出，这个边界条件有时却很复杂，这是因为在压力成为环境压力之前的很小一段距离处存在着低于环境压力的很小负压。可是，这个区域的影响很小，可以忽略不计。

### 10.4.3 承载能力

当液体产生气穴时，出口处的边界条件更为复杂，因此即使用简化的雷诺方程来求解圆柱上的分力，也不再象前面分析那样简单了。Martin[4] 和 Purday[5] 曾对抛物形柱体作了分析，其膜厚可按下式求得：

$$h=h_0+\frac{x^2}{2R}$$

这种柱体的流体膜形状，仅在膜厚很大的区域内(对工作性能影响不大)与圆形柱体显著不同。Floberg在1961年提供了圆柱的解，其法向承载能力可按下式求得：

$$W=\alpha(U_1+U_2)\eta\frac{R}{h_0} \tag{10.12}$$

Floberg的计算结果与具有相同的$h_0$和$R$的抛物形柱体的计算结果并无多大差别。$\alpha$值决定于比值$R/h_0$，如表10.1所示。表中还列出了气穴边界位置$\theta_2$值。列出的$\alpha$值是根据作用在平面上的法向力算得的。圆盘的$\alpha$值只是在$R/h_0$值很低时不同，而且相差很小。从表中可以看出，在大多数实际情况下，$\alpha$的近似值可取为2.45。我们还可看出，随着$R/h_0$的增大，气穴边界渐趋于最小膜厚的位置。

表 10.1

| $R/h_0$ | $\alpha$ | $\theta_2$ |
|---|---|---|
| 10 | 1.399 | 11.31 |
| $10^2$ | 2.215 | 3.82 |
| $10^3$ | 2.411 | 1.22 |
| $10^4$ | 2.442 | 0.385 |
| $10^5$ | 2.447 | 0.122 |
| $10^6$ | 2.451 | 0.039 |

## §10.5 径向轴承

我们现在来讨论流体动压轴承中最普遍和最常用的一种型式——径向轴承。有一转轴被支承在轴瓦内，轴瓦完整或部分地包围着轴颈，且有一很小的间隙，如图10.10a所示。如果有一载荷施加在轴颈上，轴颈将从中心移位，于是当轴转动时，就形成收敛的间隙，它有助于建立一层润滑膜以支承该载荷。

一旦形成压力膜，轴颈就围绕轴承运动，一直转到它达到平衡位置为止，如图10.10b所示。可以看出，轴颈和轴瓦的中心连线与载荷作用线并不重合，而偏移一角度$\phi$。两中心之间的距离就

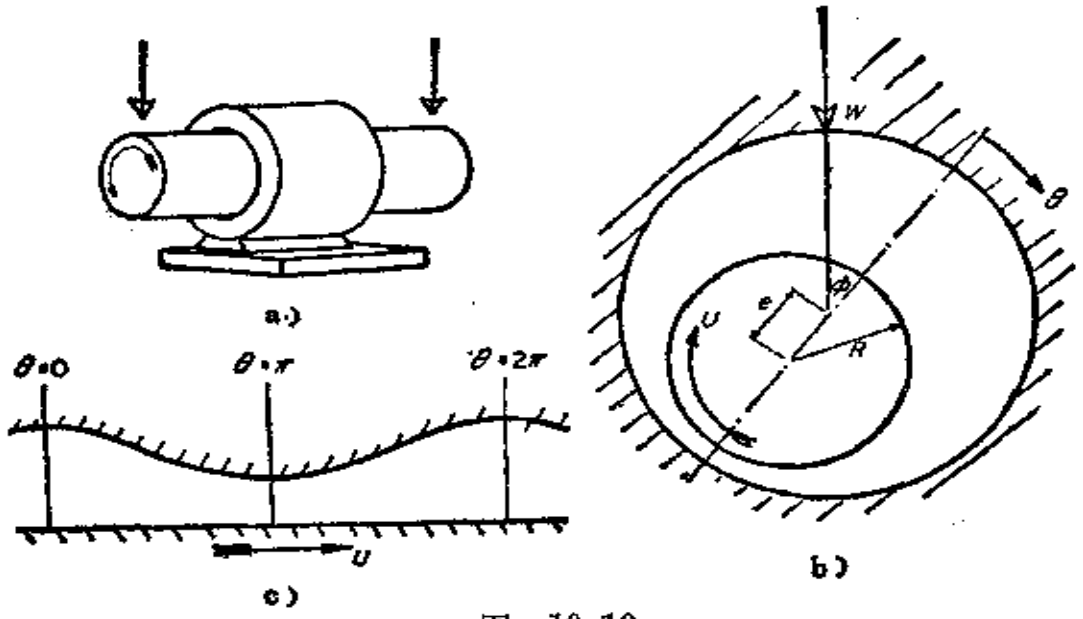



图 10.10

a) 径向轴承 b) 径向轴承符号 c) 径向轴承间隙的展开图

是偏心距 $e$，偏心距 $e$ 除以轴承的半径间隙 $C$ 称为偏心率 $\varepsilon$。显然，$\varepsilon=0$ 表示同心，$\varepsilon=1$ 表示两表面发生接触。如果把轴承展开，就可以清楚地看到间隙的形状如图 10.10c 所示。

如果 $C/R\ll 1$，任意点的膜厚就可以写成

$$h=C(1+\varepsilon\cos\theta) \tag{10.13}$$

典型的 $C/R$ 值总是在 0.0004 与 0.004 之间。把膜厚和 $U_1=U$、$U_2=0$、$x=R\theta$ 一起代入雷诺方程(10.1)后，得

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}=\frac{6\eta UR}{C^2}\left[\frac{1}{(1+\varepsilon\cos\theta)^2}-\frac{h^*}{C(1+\varepsilon\cos\theta)^3}\right] \tag{10.14}$$

这个方程的解首先是由 Sommerfeld[6] 求得的，他利用了索莫菲尔德变换式

$$1+\varepsilon\cos\theta=\frac{1-\varepsilon^2}{1-\varepsilon\cos\gamma}$$

不过，解出的 $p$ 式必然包含着两个未知常数，这就需要代入两个边界条件来求其值。

### 10.5.1 边界条件

对于前面所讨论的推力轴承，大家都已知道，流体膜进口和出口处的压力就是环境压力，径向轴承与推力轴承不同，它是一个循

环装置，沿着其圆周有一层连续的流体膜。在有限长轴承中，润滑剂无疑可以从轴承的两端流出和流进，但是对于即将研究的无限长径向轴承来说，不存在这一情况。因此，它需要满足的条件是

$$p_\theta = p_{\theta+2\pi}$$

这对于轴承的分析没有多大帮助，而我们需要知道某一点的压力。实际上这个基准压力常常是把润滑剂送入轴承间隙的压力。这个压力可以接近于也可以不接近于环境压力，虽然它总是位于轴承的低压区，但是不需要与 $\theta=0$ 的位置相重合。

Sommerfeld 曾假设了在 $\theta=0$ 和 $\theta=2\pi$ 处有一压力 $p_0$。这就得出了所谓"全索莫菲尔德解"，其压力分布曲线(如图 10.11 所示)可用式(10.15)求得，即

$$p-p_0=\frac{6\eta UR\varepsilon\sin\theta(2+\varepsilon\cos\theta)}{C^2(2+\varepsilon^2)(1+\varepsilon\cos\theta)^2} \qquad (10.15)$$

同§10.4.2的圆盘一样，由于存在发散的间隙，因此可根据这些边界条件来预测不可能有的很大负压。在少数情况下，可以利用充分高的 $p_0$ 来消除负压力。但是一般说来，预测的压力分布曲线为图 10.11 中所示的形状，它具有以阴影线表示的负压部分。与圆盘情况不同的是，即使 $p_0=0$，含有负压也不意味着承载能力为零，因为正压区和负压区各占轴承的一半，而且两者都使轴颈向同一方向运动。因为负压能帮助轴承支承载荷，所以全索莫菲尔德解将过高地估计承载能力。

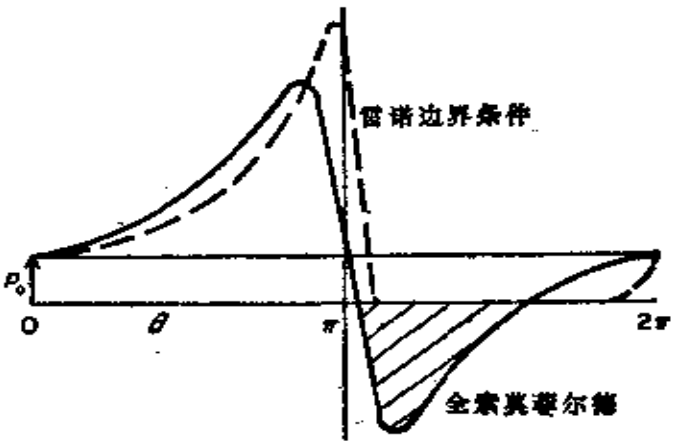


图 10.11

我们在§10.4.2中已经知道，不计这些大的负压，而用雷诺气穴边界条件

$$\text{在 } \theta=\theta_2 \text{ 处}(\pi<\theta<2\pi),\quad p=\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}=0,$$

则更接近于实际情况。加上这一条件后会增加求解雷诺方程(10.14)的困难，在图 10.11 中表示了最后得到的压力分布曲线。

### 10.5.2 非全周径向轴承

由于全周径向轴承几乎有一半间隙是由低压或有气穴的流体所充满，因此在很多情况下，如果载荷方向大致不变，这部分轴承就完全可以去掉。的确，这样做常常是很有利的，这是因为，低压区虽然使承载能力有所提高，但是它却增加了粘滞阻力，这一点我们将在后面看到。结果采用了非全周径向轴承，如图 10.12 所示。

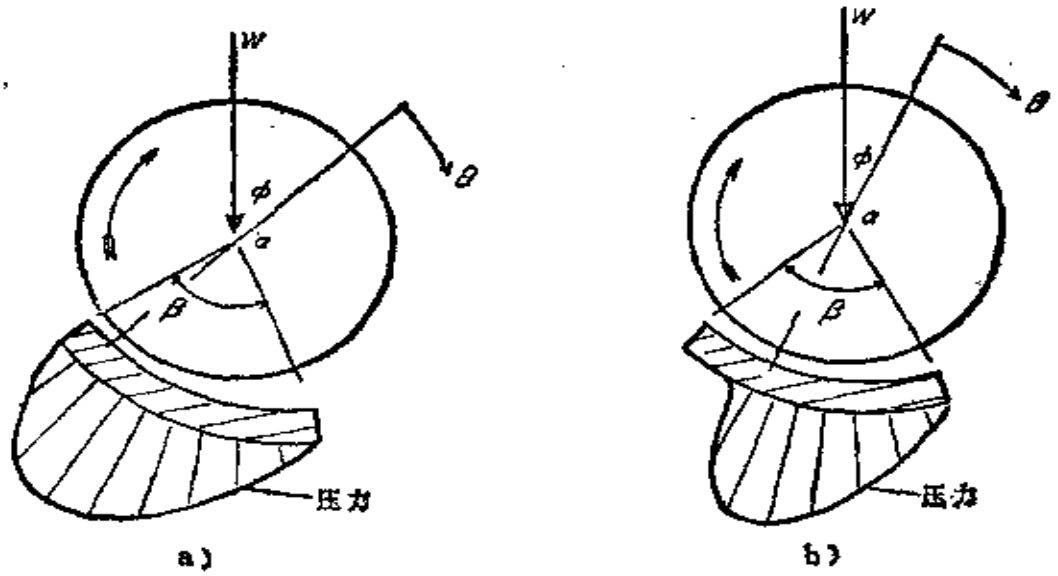



图 10.12 非全周径向轴承

非全周径向轴承的膜厚形状和全周径向轴承相同，因而也可以用雷诺方程(10.14)来进行分析。

不过，非全周轴承的边界条件是不同的。循环形式不再存在，通常认为进口边界条件是：在轴承的边缘上，压力为环境压力(在 $\theta=\alpha$ 处 $p=0$)。至于出口边界条件，可以在圆弧($\theta=\alpha+\beta$)的一端取压力等于环境压力，如图 10.12a 所示，也可以采用雷诺边界条件，如图 10.12b 所示。至于采取哪一种边界条件比较合适，将视工作条件和发散间隙的长度而定。

### 10.5.3 径向轴承的承载能力

随着轴颈上的载荷从零逐渐增大，轴颈在运动中的偏心距就

越来越大，而最小膜厚就越来越小。如果用全索莫菲尔德解法来解雷诺方程，假设没有气穴现象，则理论表明轴颈的运动方向垂直于载荷作用线，如图 10.13 所示。可是，根据经验知，此解与事实不很符合。实际上，轴心轨迹完全不同于用全索莫菲尔德解所预测的，因此必须适当地用雷诺边界条件来说明所发生的情况。

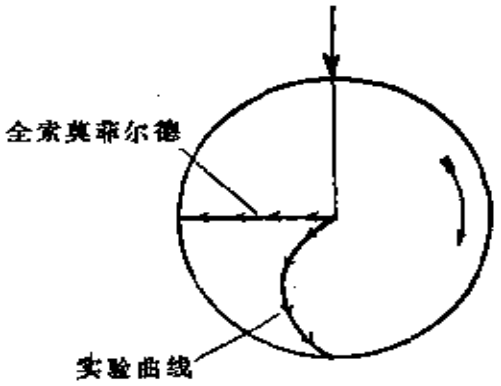


图 10.13　当载荷渐增时间隙圆内的轴心轨迹

用索莫菲尔德数 $S$ 来表示径向轴承的承载能力是常常行之有效的，索莫菲尔德数 $S$ 是一无量纲参数，可以表示如下：

$$S=\frac{\eta N}{W}LD\left(\frac{R}{C}\right)^2 \tag{10.16}$$

它随轴承偏心矩的大小而定，将式(10.16)整理后，得

$$\frac{W}{L}=\left(\frac{1}{S}\right)\eta N D\left(\frac{R}{C}\right)^2 \tag{10.17}$$

这样就得出以索莫菲尔德数、流体和轴承的性能来表示的径向轴

表 10.2

| e | $S$ | $\phi$ | $\frac{F_jR}{WC}$ |
|---|---|---|---|
| 0 | ∞ | 71 | — |
| 0.1 | 0.247 | 69 | — |
| 0.2 | 0.123 | 67 | 2.57 |
| 0.3 | 0.0823 | 64 | 1.90 |
| 0.4 | 0.0628 | 62 | 1.53 |
| 0.5 | 0.0483 | 58 | 1.32 |
| 0.6 | 0.0389 | 54 | 1.20 |
| 0.7 | 0.0297 | 49 | 1.10 |
| 0.8 | 0.0211 | 42 | 0.962 |
| 0.9 | 0.0114 | 32 | 0.721 |
| 0.95 | 0.00605 | 23 | 0.568 |
| 1.0 | 0 | — | — |

承单位宽度上的载荷。Pinkus和Sternlicht[7]曾发表了各种不同偏心率下索莫菲尔德数的数值，这是假设了$\theta=0$处的雷诺边界条件和环境压力而获得的。在表10.2中列出了这些数值.

可以看出，由于中心连线和载荷作用线之间的夹角$\phi$是随轴承工作条件而变化的，即使把轴承设计成在某种情况下是在$\theta=0$处供油，但在其他的载荷、速度和粘度下就不是如此了。我们在实践中发现，进口位置在$\theta=0$的$\pm30°$以内时对轴承工作性能实际上没有影响。确实如此，全周轴承与包角为180°甚至150°的非全周轴承相比，其工作性能并无多大差别。不过，如果进口必须移动很大距离而进入收敛区，则承载能力就会降低。

从表中可以看出，当偏心率趋近于1时，索莫菲尔德数减小，因而承载能力急剧增大。确实如此，当偏心率$\varepsilon$从0.8增大到0.9时，承载能力事实上增大一倍。不过，实际上不能使$\varepsilon$与1靠得太近，因为在这种情况下，膜厚太小，以致表面粗糙度和其他制造误差将对轴承工作性能产生很大的影响。

## §10.6 变粘度——折算压力概念

现在我们可以有效地减少§10.2中所述的一个假设。众所周知，大多数流体的粘度显然与压力有关，而在很多工程实践中，例如在一对轮齿间或滚动体与滚道间的有限接触区，都会产生极高的压力。对于这种情况，在理论上必须考虑粘度的这种变化。特别是对于润滑油，表示压力对粘度影响的一个常用关系式为

$$\eta=\eta_0 e^{\alpha p} \tag{10.18}$$

式中$\eta_0$为某一基准粘度，而$\alpha$称为粘度的压力指数。由于在雷诺方程中压力梯度是粘度的函数，因此瞬时压力也是粘度的函数，而粘度又随压力的增大而增大，于是我们可以看出，这一影响会使压力梯度迅速增大，从而使压力急剧升高到很大的数值。由于粘度现为压力的函数，因此求雷诺方程的积分就不再是一个简单的问题了。所以，我们引用一个称为折算压力的参数$q$，其表达式为

$$q=\frac{1}{\alpha}(1-e^{-\alpha p}) \tag{10.19}$$

必须指出，$q$ 有一极大值 $1/\alpha$，如果把这个关系式中的 $p$ 代入方程(10.5)，就得到

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}x}=12\eta_0\frac{U_1+U_2}{2}\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)$$
$$+12\eta_0(V_2-V_1)\left(\frac{x-x^*}{h^3}\right) \tag{10.20}$$

可见，方程(10.20)的形式与原雷诺方程(10.5)完全一样，只是现在用 $q$ 来代替 $p$ 而已。由于 $\eta_0$ 是一常数，方程(10.20)就很易积分，因此，对于粘度可按式(10.18)来确定的流体，可以采用在常粘度情况下求得的任何一种压力分布曲线，但要作下列的代换：

$$p=-\frac{1}{\alpha}\log_e(1-\alpha q) \tag{10.21}$$

我们可以把两个圆盘在滚动时具有一定程度滑动的情况作为这个解法的一个例子。对于常粘度，可得图 10.14 中所示的压力分布曲线。




图 10.14　适用于变粘度的压力分布曲线

如果流体的粘度与压力成指数关系，求解时就可用式(10.21)来加以变换而求得新的压力分布曲线。必须指出，在后一种情况下，尽管载荷保持为有限值，压力值将趋于无限大，不过，这无疑是不会发生的。实际上发生的情况是，很大的压力导致物体发生变形，从而使压力沿着有限的面积重新分布。这种情况将在下一章"弹性流体动力润滑"中进行讨论。

## § 10.7　流体动力润滑膜中的剪应力和牵引力

虽然润滑的一个作用是减小摩擦力，可是不管润滑膜多厚，仍然具有阻止运动的切向力。产生一层流体膜就可以大大减小摩擦

系数，典型的例子是从 1 减小到 0.001，但是即使有这样小的摩擦力，也会引起能量损耗，从而导致机器效率降低。因此，设计人员的目标通常是把摩擦力减小到最低限度。

为了求图 10.15 中所示的润滑接触固体界面上的阻力，我们运用牛顿粘度定义

$$\tau=\eta\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z} \tag{10.22}$$

式中 $\tau$ 为表面上的剪应力，$\mathrm{d}u/\mathrm{d}z$ 为剪变率。于是，沿轴承长度对剪应力进行积分，可得顶面和底面上单位宽度的阻力为

$$\begin{aligned}F_1&=\int_0^L\eta\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right)_{z=0}\mathrm{d}x\\ F_2&=-\int_0^L\eta\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right)_{z=h}\mathrm{d}x\end{aligned} \tag{10.23}$$

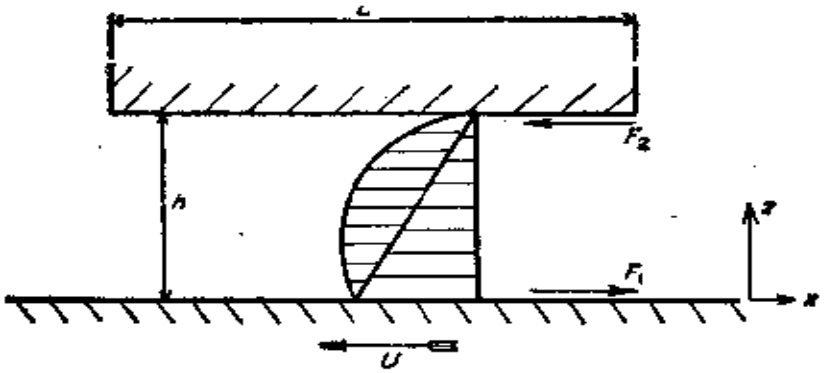



图 10.15

对整个系统进行分析就不难判断摩擦力的方向。$F_1$ 沿着 $x$ 轴的正方向阻止运动，而顶面上的力 $F_2$ 则力图使顶面沿着速度方向即 $x$ 轴的负方向运动。

从图 10.15 中所示的典型速度分布图显而易见，对于各个界面来说，$\mathrm{d}u/\mathrm{d}z$ 不一定相同，因此作用在两个表面上的摩擦阻力也不相同。$\mathrm{d}u/\mathrm{d}z$ 值取决于流体的物理性能及轴承表面的型式、几何形状和速度。在下面几节中将分析某几种型式的轴承。

### 10.7.1 推力轴承的摩擦力

轴承中沿膜厚的速度分布由两部分组成，如图 10.15 所示。由

流体理论知，一部分是由表面的平行速度产生的直线分布，另一部分是由压力梯度产生的抛物线分布。在横向坐标 $z$ 处的流动速度为

$$u=-U\left(1-\frac{z}{h}\right)-\frac{z}{2\eta}(h-z)\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}$$

由于前面已经假设压力沿膜厚不变，因此对 $z$ 求微分可得速度梯度，即

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}=\frac{U}{h}-\frac{1}{2\eta}(h-2z)\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}$$

在下表面上，$z=0$

$$\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right)_{z=0}=\frac{U}{h}-\frac{h}{2\eta}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} \tag{10.24}$$

在上表面上，$z=h$

$$\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right)_{z=h}=\frac{U}{h}+\frac{h}{2\eta}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} \tag{10.25}$$

代入油膜形状和压力分布，可求出这些速度梯度之值。例如，图 10.16 所示的斜面推力轴承的膜厚为

$$h=h_0\left(1+\frac{nx}{L}\right)$$

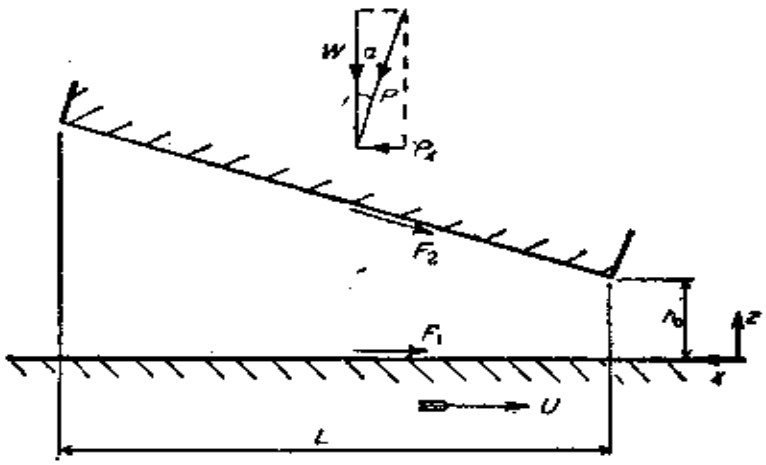



图 10.16

因此，把式(10.24)代入式(10.23)，可得轴承下表面单位宽度上的摩擦力表达式

$$F_1=\int_0^L\left(\frac{\eta U}{h}-\frac{h}{2}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\right)\mathrm{d}x$$

$$=\left[\frac{\eta U\dfrac{L}{n}\log_e\left(1+\dfrac{nx}{L}\right)}{h_0}\right]_0^L-\frac{1}{2}\int_0^L h\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x$$

$$=\frac{\eta UL}{nh_0}\log_e(1+n)-\frac{1}{2}\left[(hp)_0^L-\int_0^L p\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x\right] \quad (10.26)$$

应该指出，由于在 $x=0$ 和 $x=L$ 处 $p=0$，因此

$$(hp)_0^L=0$$

当斜度很小时，$p\,\mathrm{d}h/\mathrm{d}x$ 一项就是作用在斜面上的法向压力所分解的一个平行于另一表面的分力。如果以 $P_s$ 表示沿此方向作用在斜面上的合力，则

$$F_1=\frac{P_s}{2}+\frac{\eta UL}{nh_0}\log_e(1+n) \quad (10.27)$$

同样得

$$F_2=\frac{P_s}{2}-\frac{\eta UL}{nh_0}\log_e(1+n)$$

$P_s$ 值可用 $P$、$W$ 与 $P_s$ 的力三角形求得。因为 $\alpha$ 角很小，所以 $P=W$ 和 $\alpha=P_s/W=nh_0/L$。由于我们已经求得 $W$ 值(式10.8)，因此表面单位宽度上的阻力可用下式求得：

$$F_1=\frac{\eta UL}{h_0}\left[\frac{4\log_e(1+n)}{n}-\frac{6}{2+n}\right]$$

$$F_2=\frac{\eta UL}{h_0}\left[\frac{2\log_e(1+n)}{n}-\frac{6}{2+n}\right] \quad (10.28)$$

对于其他型式的推力轴承可以导出同样的表达式。应该指出，作用在运动中的下表面上的阻力大于上表面上的阻力。因此，通过实验测量摩擦力时必须注意，所测得的应是与下一项工作相关联的值。

### 10.7.2 滚滑圆盘的摩擦力

对于作滚动和滑动的圆盘，如图 10.17 中用一当量圆柱和平面来代表的，可以应用同一方程(10.26)来求平面上的阻力，只要

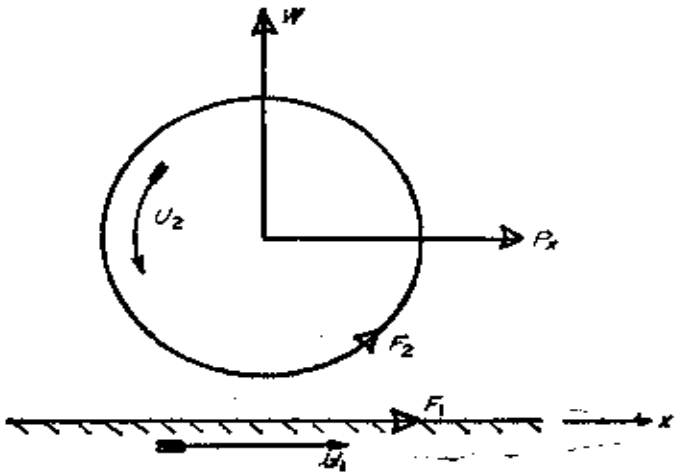



图 10.17

把坐标稍作变换即可，即

$$F_1=\int_{\theta_1}^{\pi/2}\left(\frac{h}{2R}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}-\frac{\eta}{h}(U_1-U_2)\right)R\,\mathrm{d}\theta \qquad (10.29)$$

式中 $\theta_1$ 为进口角度，$\pi/2$ 为出口角度。应该指出，当 $\theta>\theta_2$ 时（气穴边界），

$$p=0 \quad 和 \quad \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}=0$$

$$F_1=\frac{1}{2}[hp]_{\theta_1}^{\theta_2}-\frac{1}{2}\int_{\theta_1}^{\theta_2}p\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}\theta}\,\mathrm{d}\theta$$

$$-\eta\int_0^{\pi/2}\frac{(U_1-U_2)}{h}R\,\mathrm{d}\theta \qquad (10.30)$$

此方程的第一项为零，因为在两个边界位置上压力为零。第二项表示沿 $x$ 方向作用在圆柱上的压力合量 $P_x$，最后一项需要代入流体膜形状，然后进行积分。如果做到这一点，就可求得

$$\begin{aligned}F_1&=-\frac{P_x}{2}-\eta(U_1-U_2)A\\ F_2&=-\frac{P_x}{2}+\eta(U_1-U_2)A\end{aligned} \qquad (10.31)$$

式中 $A$ 为 $R/h_0$ 的函数。

再次指出，作用在这两个零件上的力是不同的，除非是无滑动的纯滚动（$U_1=U_2$）情况，这时每个零件上的滚动摩擦力为 $P_x/2$。

Purday 的分析[5]得出 $A$ 值为 2.84，这时进口边界用 $\theta_1=-\pi/2$，但是忽略了气穴区内流体的粘滞阻力。如果考虑了气穴区可能产生的最大影响，则当 $R/h_0$ 很大时，$A$ 值为 3.48。

当 $R/h_0$ 为常用的大值时，$P_x$ 值可按下式求得：

$$P_x=4.5\eta(U_1+U_2)\left(\frac{R}{h_0}\right)^{1/2} \tag{10.32}$$

对于平面，无疑 $P_x=0$。如果实际情况由两个圆盘所组成，则很明显，每个圆盘上都将作用有一水平力。如果两个圆盘的半径各为 $R_a$ 和 $R_b$，而 $R$ 为当量圆柱的半径，则作用力就可以表示为

$$P_{xa}=\frac{R}{R_a}P_x$$

$$P_{xb}=\frac{R}{R_b}P_x$$

### 10.7.3 径向轴承的摩擦力

作用在径向轴承中的摩擦力矩可以如其他型式轴承用的同样方法求得，即

$$F_jR=-\int_0^{2\pi}\left(\frac{\eta U}{h}+\frac{h}{2R}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}\right)R^2\,\mathrm{d}\theta$$

$$F_bR=\int_0^{2\pi}\left(\frac{\eta U}{h}-\frac{h}{2R}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\theta}\right)R^2\,\mathrm{d}\theta$$

式中 下标 $j$ 和 $b$ 分别表示轴颈和轴瓦。如果采用包括负压在内的全索莫菲尔德条件（见§ 10.5.1），则这些方程就象以前讨论过的承载能力方程一样，较易求解，从而得单位轴向长度上的表面摩擦力矩表达式为

$$\begin{aligned}F_jR&=-\frac{4\eta U\pi R^2}{C}\frac{(1+2\varepsilon^2)}{(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{1/2}}\\F_bR&=\frac{4\eta U\pi R^2}{C}\frac{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}{2+\varepsilon^2}\end{aligned} \tag{10.33}$$

如果采用较为恰当的雷诺边界条件（见§ 10.5.1），就较难求解。采用这种边界条件来求作用在轴颈上的摩擦力之值，是由 Pinkus 和 Sternlicht[7]提出的，其形式为

$$\frac{F_jR}{WC}=-\frac{\varepsilon\sin\phi}{2}-\frac{2\pi^2S}{(1-\varepsilon^2)^{1/2}} \tag{10.34}$$

式中 $S$ 为索莫菲尔德数，而

$$S=\frac{\eta N}{W}LD\left(\frac{R}{C}\right)^2$$

同式(10.16)中一样，表 10.2 中列出的 $F_fR/WC$ 值摘自这本参考文献。由于 $R/C$ 是一常数，因此这个参数之值随着偏心率的增大而减小。$F_f/W$ 可以看作是一种摩擦系数，它也随着偏心距的增大而减小。图 10.18a 表示润滑膜作用在轴承上的力，而图 10.18b 表示与之相反的一些力，即作用在润滑膜上的力。如果我们考虑作用在润滑膜上的力的平衡，则摩擦力矩为 $F_fR$ 和 $F_bR$，其方向如图所示，而假设 $R=R_f\simeq R_b$。由于作用在轴颈和轴瓦上的法向载荷 $W$ 两者相隔一垂直距离 $e\sin\phi$，因此有一附加力偶。平衡条件为

$$F_bR+F_fR+We\sin\phi=0 \qquad (10.35)$$

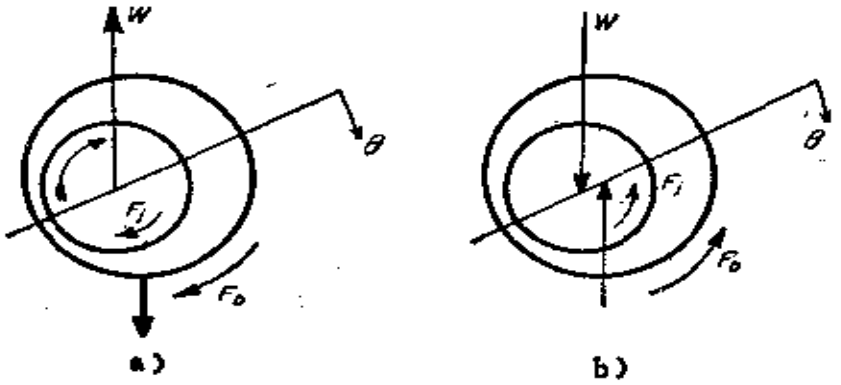



图 10.18

a) 作用在轴承上的摩擦力 b) 作用在润滑膜上的摩擦力

这样就得出一个 $F_b$ 式，如再写出 $F_f$ 式，就可以导出一对目前已为人所周知的表达式(可与式(10.27)和(10.31)相比较)

$$\begin{aligned}F_fR&=-\frac{WC\varepsilon\sin\phi}{2}-\frac{2\pi^2SWC}{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}\\F_bR&=-\frac{WC\varepsilon\sin\phi}{2}+\frac{2\pi^2SWC}{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}\end{aligned} \qquad (10.36)$$

不用说，摩擦力之值是用来计算功率损耗的，应该指出，除了同心的情况外，作用在轴颈上的摩擦力总是大于作用在轴瓦上的

摩擦力。我们必须记住，摩擦力是用常规方法通过实验测得的，例如测量固定轴瓦上的反力矩。

## §10.8 有限宽轴承

在以前的分析中，我们一直把轴承看作是无限宽，而算得的力是这种轴承单位宽度上的力。实际上，润滑剂会流过轴承的整个宽度而从两端流出，这样就使压力分布、承载能力和摩擦力等参数有所改变。这并不是说前面的结论没有价值。而是说，只是在侧流不致使其产生太大误差的情况下才要小心地应用这些结论。此外，有限宽轴承的工作性能常常通过无限宽轴承和侧泄系数来表示。例如，承载能力

$$W_{有限}=(\text{侧泄系数})\times W_{无限}$$

以前所作的分析属于一维范畴，因为雷诺方程只含有一个导数 $dp/dx$，而在 $y$ 方向没有流动和压力梯度。雷诺方程的新形式为

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial y}\right)=12\eta\left(\frac{U_1+U_2}{2}\right)\frac{\partial h}{\partial x} \quad (10.37)$$

求这个方程的积分是一个难题。为了求得解析解和模拟解，曾作了很大的努力，但是在很多情况下，由于高速数字计算机的利用率日益提高，已使数值计算法更加引人注意。幸而我们无需研究力学的解，但是要研究各种型式轴承的计算结果的意义。

### 10.8.1 有限宽推力轴承

如果我们研究图 10.19a 所示的推力轴承，就可以看出运动表面会把润滑剂带入轴承，但是和无限宽的情况不同，一部分润滑剂将从轴承两侧流出，如图 10.19b 和 c 所示，因此在收缩的间隙中产生的压力将会减小。显然，这种影响的大小取决于轴承宽度与其长度之比，轴承越窄，其压力减小越多，反之亦然。

幸而雷诺所得出的推力轴承表面的实际形状不很重要这一结论仍是有效的。所以，如果我们研究了斜面推力轴承的情况，就可以充分了解其他形状的轴承所发生的情况。

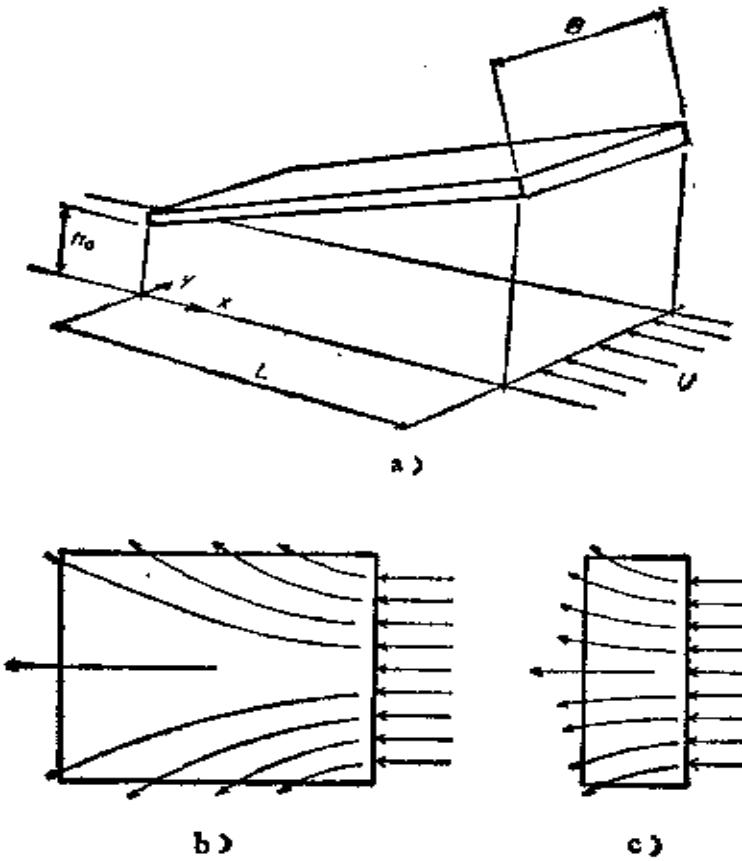



图 10.19　推力轴承的侧泄

图 10.19a 表示轴承及其符号。和以前一样

$$h=h_0\left(1+\frac{nx}{L}\right)$$

而雷诺方程为

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial y}\right)=6\eta U\frac{\partial h}{\partial x} \qquad (10.38)$$

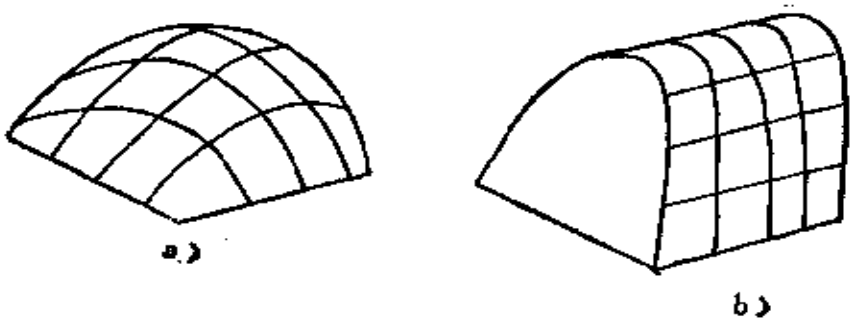



图 10.20　有限宽和无限宽推力轴承的压力分布

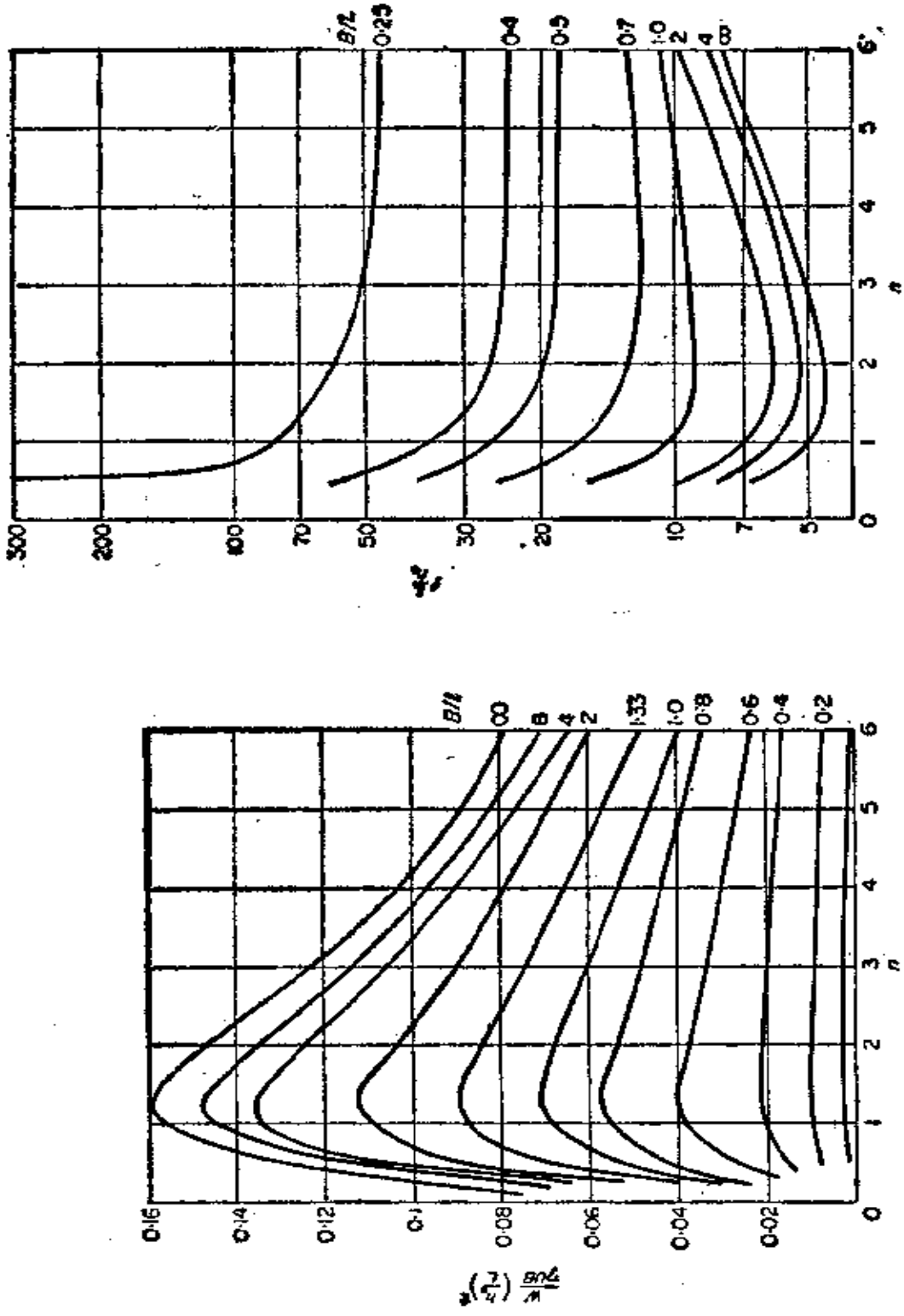



图 10.21

a) 有限宽推力轴承的承载能力[7] b) 有限宽推力轴承的摩擦系数

求解方程(10.38)而得到的压力分布是 $x$ 和 $y$ 的函数，其形式如图 10.20a 所示，这可与图 10.20b 相比较，图 10.20b 为一维形式。在轴承边缘上，$y=0$ 和 $y=b$，压力当然是环境压力。

侧泄必定会使轴承的承载能力降低。其降低程度可以从图 10.21a 中看出，图 10.21a 是根据 Jakobsson 和 Floberg[8]、Hays[9] 及 Muskat 等人[10]用数值解法求得的结果制成的。对于 $B\simeq L$ 的普通尺寸瓦块，承载能力仅为无限宽推力轴承的一半左右，除非把宽度做成长度的 5 倍或 5 倍以上，否则一维解就显然不能适用。

当我们研究摩擦力时，必须记住，由于承载能力有所减小，为了支承同样载荷，两表面必须相互靠近，因此摩擦系数可能增大。这实际上就是图 10.21b 中曲线所示的情况。

### 10.8.2 有限宽滚动和滑动圆盘

有限宽的大小会影响圆盘的工作性能，其情况和推力轴承相同。更加复杂的是，气穴边界不再位于定常的坐标 $\theta_2$ 上，而变成

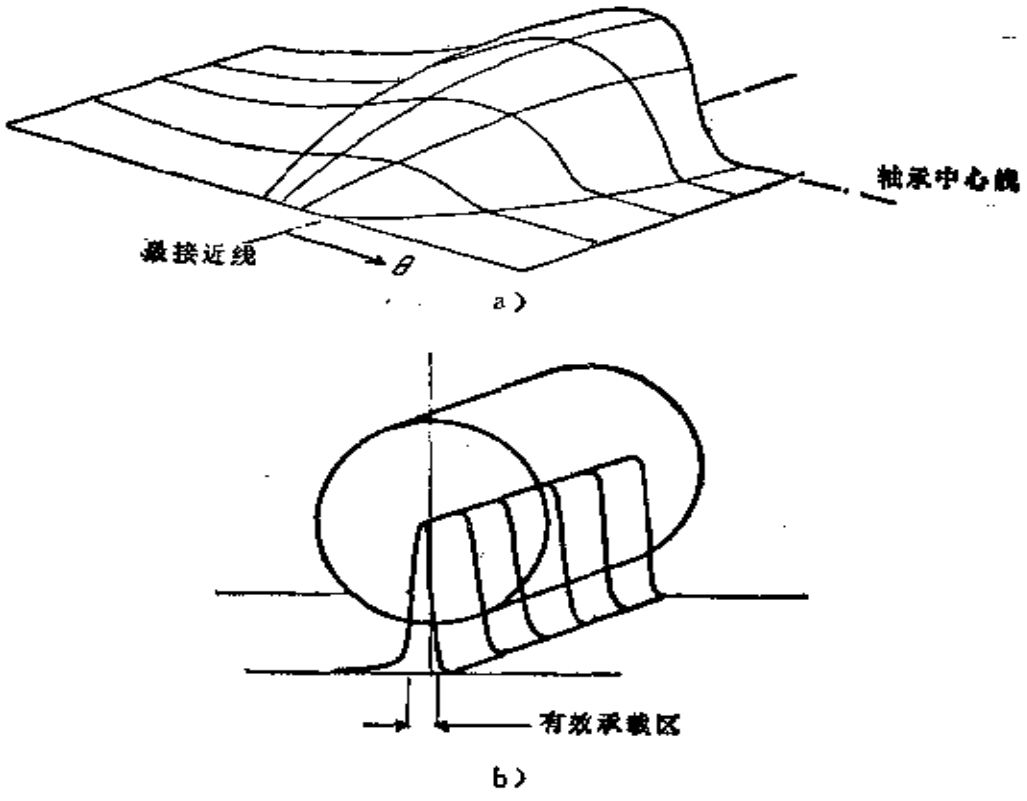
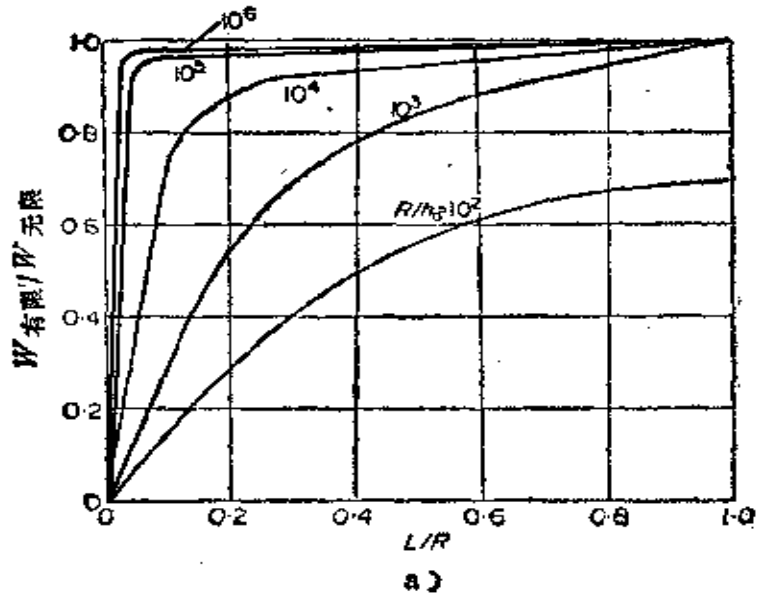


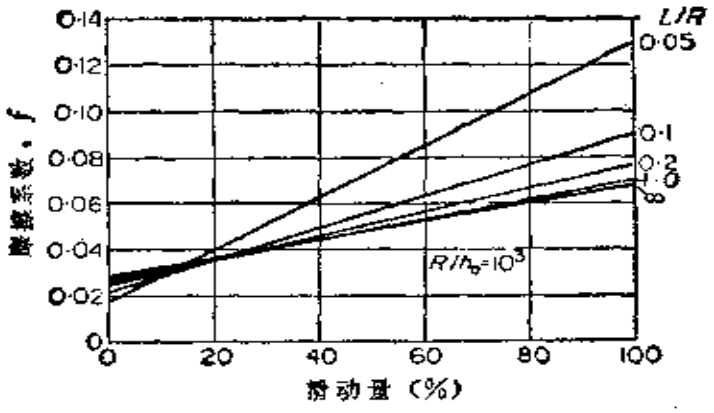

图 10.22 有限宽圆柱与平面之间的压力分布

曲线。这可以从图 10.22a 中看出，该图表示有限宽圆柱和平面之间的典型压力分布，这是由 Dowson 和 Whomes[11] 算得的。气穴边界处的 $\theta$ 值随着远离中心线而逐渐减小，直到边缘上它与最小膜厚位置相重合 ($\theta=0$) 为止。

承载能力又随着轴承宽度的减小而降低。不过，在全轴承上产生压力是很慢的，而且有效承载区是靠近最小膜厚位置的一条狭长带形面积，如图 10.22b 所示。因此除了非常窄的圆盘和非常低的 $R/h_0$ 值之外，任何圆盘的承载能力都不受侧泄太大的影响。




a)




b)

图 10.23　有限宽圆柱和平面的承载能力和摩擦系数[11]

事实上，这好象轴承的工作性能决定于承载区的面积一样。在图 10.23a 中表示 Dowson 和 Whomes 算得的影响承载能力的侧泄系数。对于最常见的实际情况即 $R/h_0>10^4$，只有当圆盘的宽径比小于 0.2 时，承载能力才降低 10% 或更多。

由于摩擦系数取决于滚动和滑动的相对值，因此它的变化情况较为复杂。在图 10.23b 中表示 $R/h_0=10^3$ 时的一组典型曲线，以说明摩擦系数如何受几何尺寸的影响。可见，滚动摩擦随圆盘宽度的减小而略为减小，而当滑动值很大时，则摩擦系数随圆盘宽度的减小而增大。

### 10.8.3 有限宽径向轴承

无限宽径向轴承实际上是指一种连续使用同一润滑剂的封闭系统。有限宽径向轴承当然不同，这是因为润滑剂从两端漏出，必须供应润滑剂来加以补充。有时轴承完全浸没在流体中，因此流体会从轴承边缘流入低压区。不过，较常用的是在低压区的某一位置上设一独立供应口，流体可通过多种途径（一个孔、几个孔、一条槽）进入轴承，每种途径对于轴承工作性能的影响则稍有不同。

由于流体可向两侧流动，因此大家知道这种轴承的承载能力比无限宽径向轴承有所降低，当然，宽径比愈大，承载能力就愈大。此外，随着偏心距的增大，其承载能力逐渐接近于无限宽轴承的承载能力。图 10.24a 表示根据 Fuller[12] 的数据绘成的典型曲线。由于难以制造和对中，径向轴承很少做成宽径比大于 1。从曲线中可以看出，除了偏心率很大的情况外，实际轴承的承载能力将降低很多。对于有限宽轴承来说，由于承载能力降低，因而油膜厚度较小，所以摩擦系数要大得多，特别是偏心率很小时。图 10.24b 表示摩擦系数随宽径比和偏心率而变化的情况。

窄轴承理论

我们已经知道，对于有限宽轴颈很难用解析法解雷诺方程 (10.39)。

$$\frac{\partial}{R^2\partial\theta}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial\theta}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial y}\right)=\frac{6\eta U}{R}\frac{\partial h}{\partial\theta} \qquad (10.39)$$

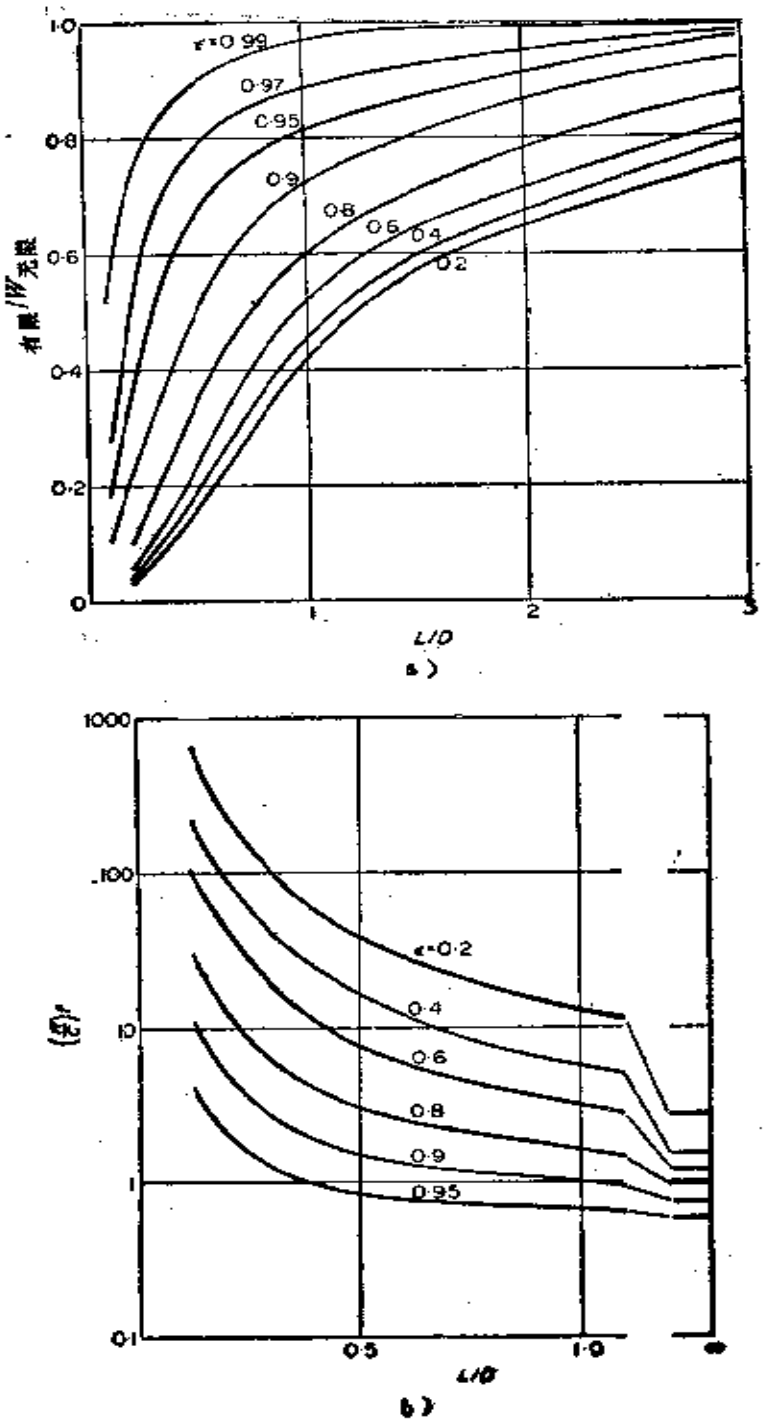



图 10.24

a) 有限宽径向轴承的承载能力[12] b) 有限宽径向轴承的摩擦系数

为了想克服这些困难，Oovirk 和 Dubois[13] 假设轴承沿圆周方向的压力梯度与沿宽度方向的压力梯度相比很小，这样就把方程(10.39)简化成

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial y}\right)=\frac{6\eta U}{R}\frac{\partial h}{\partial \theta} \tag{10.40}$$

正象我们起初讨论无限宽轴承一样，这表示一无限窄轴承。其结果只适用于沿运动方向的压力梯度不大的情况。例如，窄轴承理论最不宜用来说明压力梯度很大的圆盘的工作性能，对于大多数推力轴承也不推荐采用。可是，对于运转时偏心距很小的窄径向轴承，可以很简单地得到非常有用的结果。

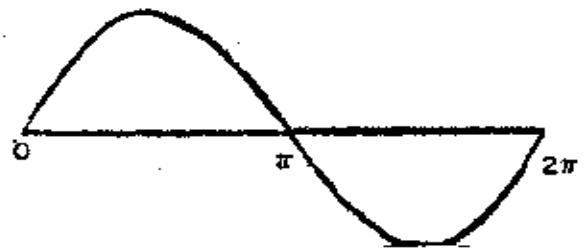
将方程(10.40)对 $y$ 积分二次，得

$$p=\frac{6\eta U}{R}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}\theta}\frac{y^2}{2h^3}+\frac{Ay}{h^3}+B$$

边界条件为：在 $y=\pm\frac{L}{2}$ 处 $p=0$，而 $y$ 量自轴承中心线，于是得

$$p=\frac{3\eta U}{Rh^3}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}\theta}\left(\frac{4y^2-L^2}{4}\right)$$

不用说，这个方程表示 $y$ 为任意值时的周向压力分布，周向压力与 $\mathrm{d}h/\mathrm{d}\theta$ 成正比，而其中半个圆周的 $\mathrm{d}h/\mathrm{d}\theta$ 为负值，如图 10.25 所示。为了实际应



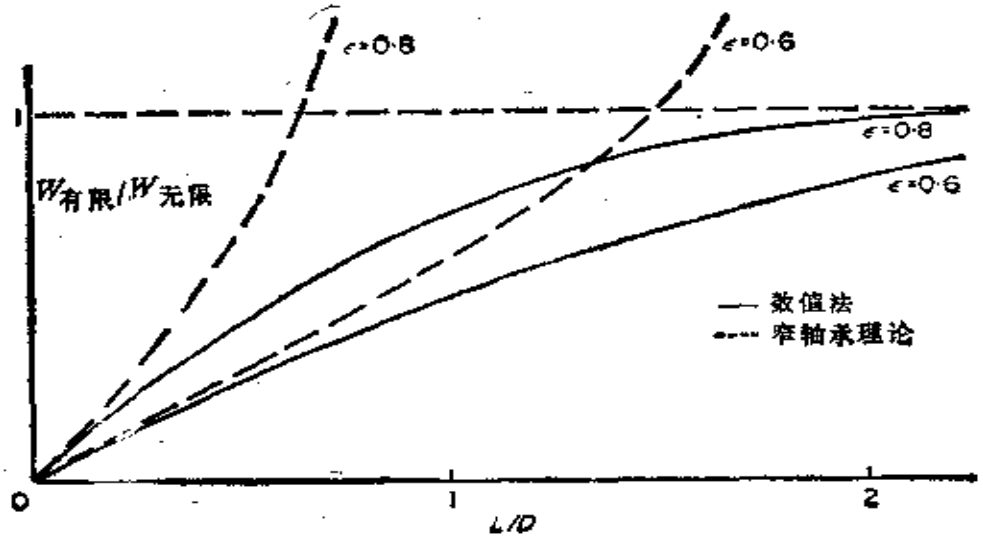



图 10.26　窄轴承理论的应用

## §10.9　热　效　应

我们在讨论流体动力润滑时，所用的论点都基于这一原理，即压力是由被带入收缩间隙内的润滑剂产生的。因此，一发现这样的情况就感到意外：两个作纵向相对运动的平行平面，如图 10.27 中所示，尽管没有任何收敛，也会在流体膜内产生压力。这就是说称为平行面轴承的这样一种装置是能够支承载荷的。为什么这种装置能支承载荷呢？如果我们观察一下通常用于这种瓦块的雷诺方程，就会清楚。

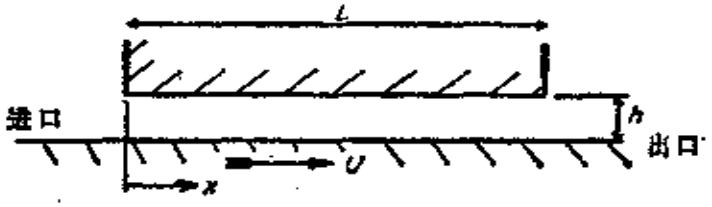



图 10.27　平行面轴承

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=6\eta U\left(\frac{h-h^*}{h^3}\right)$$

由于 $h$ 值处处相同，因此

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=0$$

这样就不能产生压力。理论与实践的不符来自两个不再适用的初始假设，即流体是不可压缩的和流体性能保持不变。

当润滑剂被运动表面带入轴承时，由于沿膜厚有速度梯度，它

将承受剪切。剪切时所消耗的能量将表现为热，当它通过间隙时使温度越来越高。这时有两种效应。第一种效应是降低流体的粘度，在第九章中曾示出了典型的粘度—温度曲线。第二种效应是试图增大流体的容积——后者产生压力——也受到阻制——流体于

式中 $\rho_0$ 为出口处密度。

我们发现，粘度变化的影响要比密度变化小得多。这原因一部分是由于温度升高时粘度的减量或多或少为压力升高时粘度的增量所补偿。因此在近似分析中，我们把粘度当作不变。

如果设 $\rho'=\rho_0/\rho_i$，则式(10.44)成为

$$p=\frac{6\eta Ux}{h^2}+\frac{12A\eta}{\rho_i h^3}\int\frac{\mathrm{d}x}{\left[1+\frac{x}{L}(\rho'-1)\right]}+B$$

$$=\frac{6\eta Ux}{h^2}+\frac{12A\eta L}{\rho_i h^3(\rho'-1)}\log_e\left[1+\frac{x}{L}(\rho'-1)\right]+B$$

边界条件为：在进口和出口处 $p=0$，所以

$$p=\frac{6\eta UL}{h^2}\left[\frac{x}{L}-\frac{\log_e\left[1+\frac{x}{L}(\rho'-1)\right]}{\log_e\rho'}\right] \qquad (10.45)$$

式中

$$\rho'=1+\frac{\alpha_t}{\rho_i}(t_0-t_i)$$

我们可以选择一些典型值，以便能够判断这些效应的大小。

对于矿物油 $\alpha_t\approx-0.00065/°\mathrm{C}$

$\rho_i\approx0.9\,\mathrm{g/cm^3}$

$\rho'$ 值将取决于进口处与出口处的温度差，如图 10.28a 所示。由于很多润滑剂的沸点为 100°C 左右，因此可能出现的最大温度差大致上为同一值。如果我们用 $t_0-t_i=100$，压力分布的形式就如图 10.28b 所示，图中 $p'$ 为无量纲压力，$p'$ 的最大值约为 0.011。对于斜面推力轴承，$p'_{max}\approx0.042$。

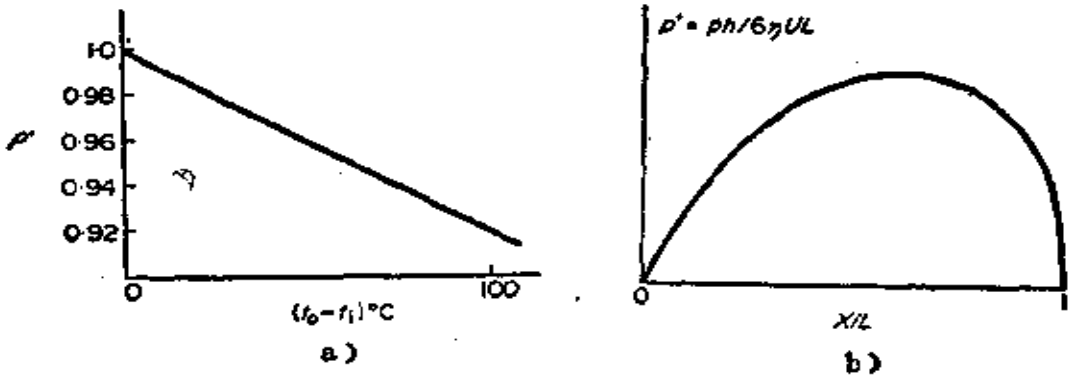



图 10.28 平行面轴承的热效应

由于两种情况下的压力分布曲线形状非常相似，相对承载能力就可以根据最大压力值来估计。因此，我们可以看出，平行面轴承的承载能力约为相应的斜面推力轴承的 1/3.5。轴承的温升达 100°C 无疑是非常罕见的。对于最实用的轴承来说，当承载能力较低时大多数为 2～20°C。因此，当轴承中消耗在粘滞摩擦力上的功率只能使润滑剂温度升高几度时，忽略热效应是合理的。

## § 10.10 气体润滑轴承

在流体动力润滑这一章中，我们引用了"润滑剂"和"流体"二词而未指明其性质，虽然我们大概会自然而然地想到水、油、油脂和类似的物质，但是没有理由把空气之类的气体排除在流体之外。我们可用手指触觉来判断油的粘度，但是对于空气就得不到同样的效果，这不是由于空气没有粘性，而是由于我们的手指感觉不出低于 5 cP（厘泊）的粘度所致。

Hirn[14] 早在 1854 年就提出，以空气作为轴承的润滑剂有很大优点，但是直到 1897 年 Kingsbury[15] 才证实了这一建议是可行的。目前，气体轴承在英国工业生产中用得很多，它已有效地用于机床主轴、测量仪器、透平机械、陀螺仪、牙钻和其他许多更加专门化的应用中。

流体动压气体轴承的工作原理与液体轴承完全相同，也是把流体带入收敛间隙内，从而产生压力。不过，如果我们观察一下前已导出的关于流体动压轴承中压力分布的任何一个方程，就可以发现压力与润滑剂的粘度成正比，至少在初步近似计算中是如此。由于气体的粘度要比液体的粘度低得多，因此气体轴承的压力和承载能力要比液体轴承小得多。摩擦阻力大致按同一比例减小，所以气体轴承的摩擦力是很小的。不过，其摩擦系数却与液体润滑轴承的摩擦系数差不多，事实上常比后者还稍大一些。

对修整学家来说"流体动压"和"气体"是有矛盾的，因此自

优点是：

(1) 摩擦力很小。

(2) 如果使用空气，润滑剂就极易获得，而且可以免费供应。

(3) 润滑剂不会污染轴承表面。

(4) 不象液体那样，在温升不太高时会沸腾而在低温下会凝固，因此气体在温度很高和很低的情况下都能应用。

缺点是：

(1) 承载能力低。自作用气体轴承的典型压力为 $10^5\ \mathrm{N/m^2}$，而液体轴承为 $10^7\ \mathrm{N/m^2}$。

(2) 容易丧失稳定性。所有流体轴承在一定条件下都会发生自激振动而丧失稳定性，而气体轴承更易发生。不过现在已经有了克服这种困难的设计方法。流体动压不稳定性将在§ 10.11 中作详细讨论。

(3) 轴承零件的表面光洁度和加工精度必须比液体轴承更高。这是因为润滑气膜和间隙一般比液体润滑轴承所用的要薄，但是不一定都是如此。

除上述特有的优缺点以外，我们必须记住润滑剂由液体改为气体时所产生的其他差别。

由于摩擦力所消耗的能量很少，因此轴承的温升也很少。在大多数情况下，我们可以把过程看作是等温过程而不致有很大的误差。如果产生的压力很高，可压缩性的影响就变得重要。

气体轴承不会产生气穴现象。凡是气膜都是连续的，即使压力降到环境压力以下，也是如此。

### 10.10.1 气体轴承理论

为了说明情况，我们采用下列形式的雷诺方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\rho\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3\rho\frac{\partial p}{\partial y}\right)=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{\partial}{\partial x}(\rho h) \tag{10.46}$$

应该指出，密度 $\rho$ 必须保持为变量，压力与密度的关系一般为多次

曲线，即

$$\frac{p}{\rho^n}=\text{常数} \tag{10.47}$$

研究气体轴承时，要用

$$p\equiv\text{绝对压力}$$

这是因为，如果把 $p=0$ 看作是环境压力，这时，式(10.47)就含有零密度的意思，这显然是不正确的。把式(10.47)中的 $\rho$ 代入方程(10.46)，并消去常数后，得

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3p^{1/n}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h^3p^{1/n}\frac{\partial p}{\partial y}\right)=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{\partial}{\partial x}(p^{1/n}h) \tag{10.48}$$

如果我们考虑无限宽轴承的情况，即 $y$ 向无变化，并假设等温条件成立，也就是 $n=1$，则方程(10.48)就可简化为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(ph^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\right)=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(ph)$$

积分后成为

$$ph^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}ph+C$$

或

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\left[\frac{ph+C}{ph^3}\right]$$

如果我们仍以 $x^*$ 表示压力最大($dp/dx=0$)点的坐标，则

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\left[\frac{ph-(ph)^*}{ph^3}\right]$$

在等温条件下，即 $p/\rho=$常数时，上式可以写成

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\left[\frac{h-(\rho^*/\rho)h^*}{h^3}\right] \tag{10.49}$$

此方程除含有密度比以外，与不可压缩流体的方程(10.3)相同。因此我们可以得出，当轴承中所生的压力不高，因而气体几乎没有受到压缩($\rho\approx\rho^*$)时，轴承的性状与液体轴承完全一样，其压力和承载能力与粘度成正比，即

$$\frac{W_g}{W_l}=\frac{\eta_g}{\eta_l}\approx\frac{1}{1000}$$

因此，对于不会产生很大压力的气体轴承，我们可以采用对不可压

缩润滑求得的解。

分析气体轴承时，通常考虑用无量纲变量表示的方程，设

$$\bar{p}=\frac{p}{p_a} \quad \bar{x}=\frac{x}{L} \quad \bar{h}=\frac{h}{h_m}$$

式中 $p_a$ 为环境压力，$h_m$ 为某一基准气膜厚度。这样就把方程(10.49)变换成

$$\frac{\mathrm{d}\bar{p}}{\mathrm{d}\bar{x}}=12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{L}{h_m^2 p_a}\left[\frac{\bar{h}-(\rho^*/\rho)\bar{h}^*}{\bar{h}^3}\right] \tag{10.50}$$

常把

$$12\eta\frac{(U_1+U_2)}{2}\frac{L}{h_m^2 p_a}$$

一项称为轴承数或压缩系数，用 $\Lambda$ 表示。这是一个非常重要的参数，在后面研究各种型式的气体轴承时将多次用到它。

### 10.10.2 气体润滑推力轴承

斜面推力轴承

如果我们研究图 10.29a 中所示的斜面推力轴承，则对方程(10.50)进行积分并代入进口和出口处 $\bar{p}=1(p=p_a)$ 这一边界条件后，就可以求得其解。图 10.29b 表示所产生的压力分布图。可见，气体轴承中产生最大压力处的膜厚要比不可压缩润滑剂的膜厚小，因此压力中心总是靠向轴承后端。

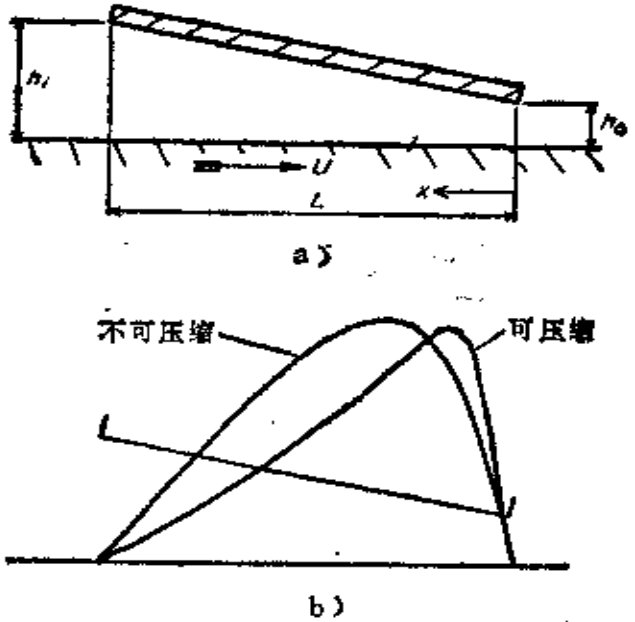
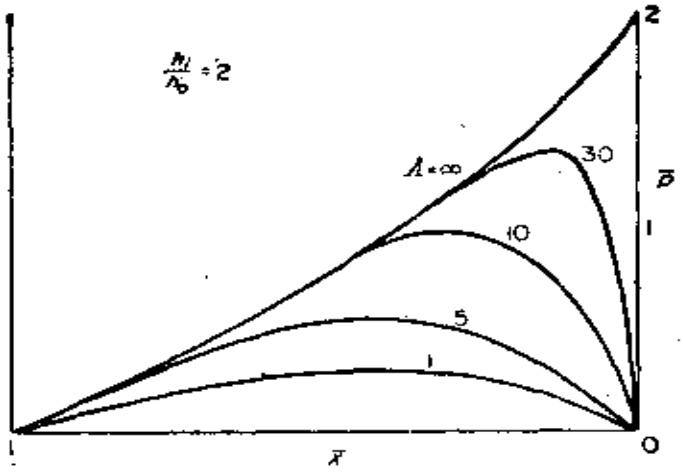
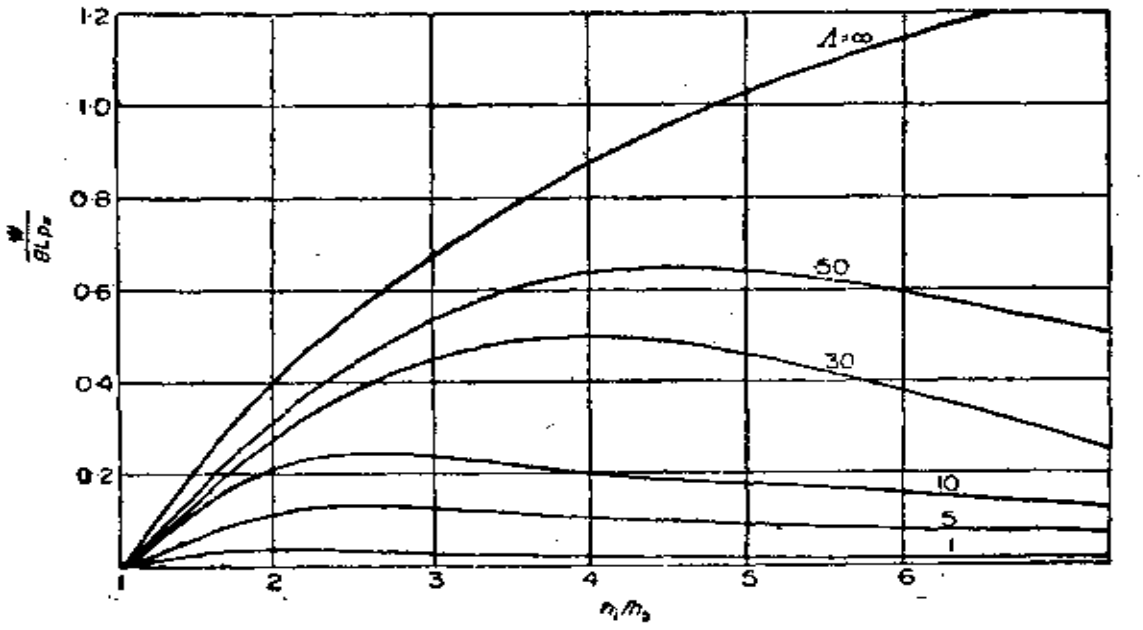



图 10.29

如果我们研究轴承数对压力分布图的影响，就可以得到如 Gross[16] 所求得的一族曲线，如图 10.30a 所示。应该指出，当 $\Lambda\to 0$ 时，压力分布曲线接近于不可压缩流体的曲线。当 $\Lambda\equiv\infty$ 时，在轴承的一端具有压力峰值，在这种情况下




a)




b)

图 10.30

a) 用可压缩流体润滑的推力轴承的压力分布[16]
b) 气体润滑推力轴承的承载能力[16]

$$\frac{p_{max}}{p_a}=\frac{h_1}{h_0}$$

图 10.30b 表示轴承承载能力的变化曲线。当轴承数很低时，可以看出，在 $h_1/h_0$ 介于 2 和 3 之间时具有最大承载能力，而当轴承数较高时，最佳比值增大。

对于斜面推力轴承，在 $\Lambda\to 0$ 和 $\Lambda\to\infty$ 的极端情况下，可以列

出承载能力的代数表达式，但是还没有一个通式可以适用于所有的轴承数。承载能力的大小可以查阅图 10.30b 或者参考表 10.3。

**表 10.3　气体润滑斜面推力轴承的承载能力**

（忽略侧泄）（按照 Gross[16]）

| $\Lambda$ \ $H_1$ | 1.5 | 2.0 | 3.0 | 4.0 | 6.0 |
|---|---|---|---|---|---|
| 0.5 | 0.01091 | 0.01323 | 0.01232 | 0.01034 | 0.007241 |
| 1.0 | 0.020172 | 0.02640 | 0.02063 | 0.02063 | 0.01448 |
| 5.0 | 0.0957 | 0.1234 | 0.1201 | 0.1023 | 0.07243 |
| 10.0 | 0.1486 | 0.2124 | 0.2252 | 0.1980 | 0.1435 |
| 50.0 | 0.1942 | 0.3367 | 0.5618 | 0.6424 | 0.5943 |

任何一个零件上的摩擦力都可按下式求得：

$$2F\frac{h_m}{\eta BL(U_1+U_2)}=\frac{\log_e \bar{h}_i}{\bar{h}_i-1}\pm\frac{3(\bar{h}_i-1)}{\Lambda}\frac{W}{LBp_a}$$

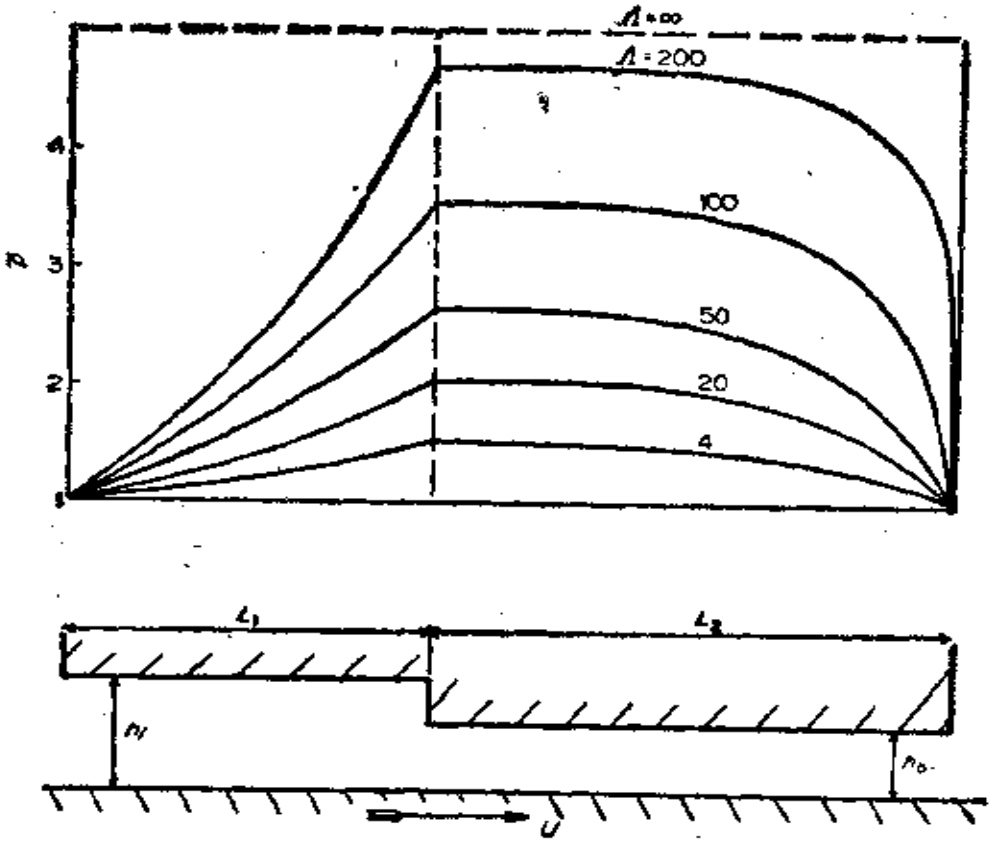



图 10.31　气体润滑阶梯轴承[16]

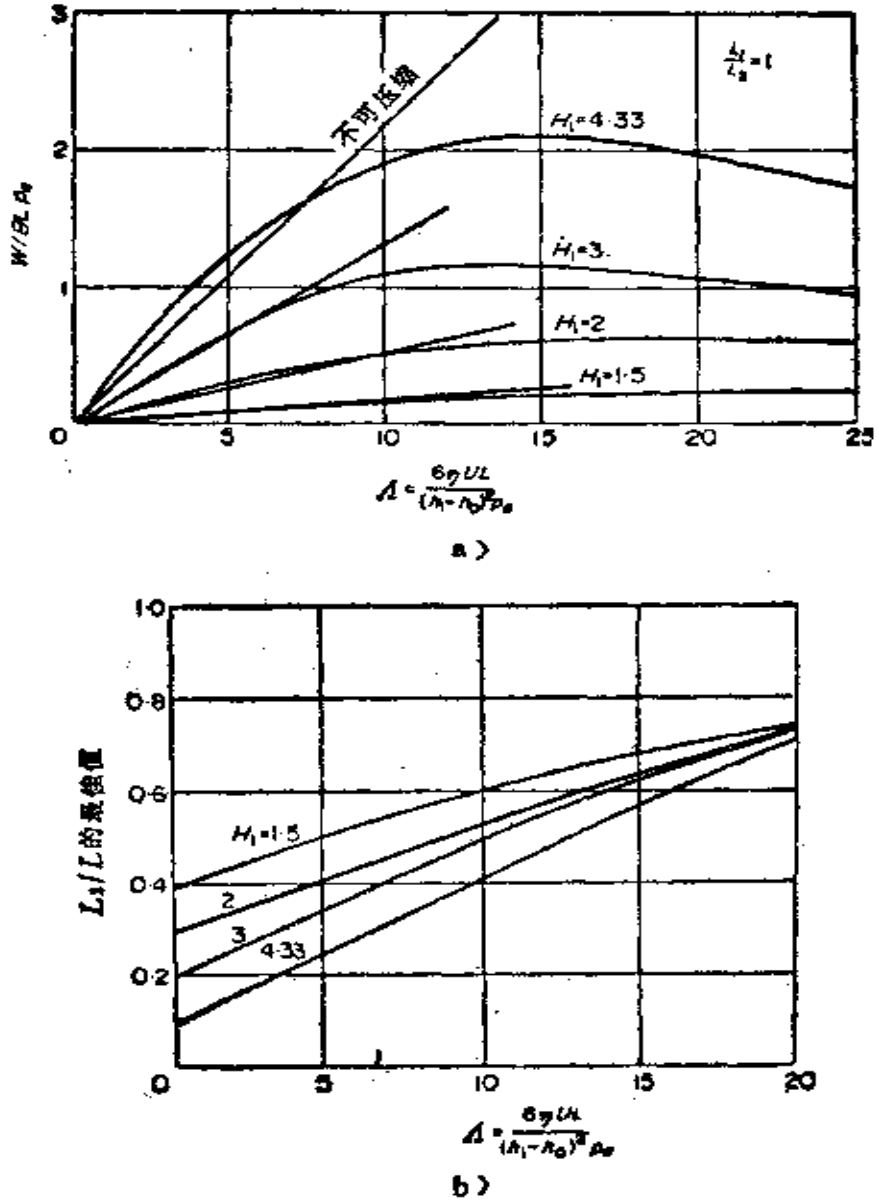



图 10.32　气体润滑阶梯轴承[16]

式中加号用于速度较大的运动表面。

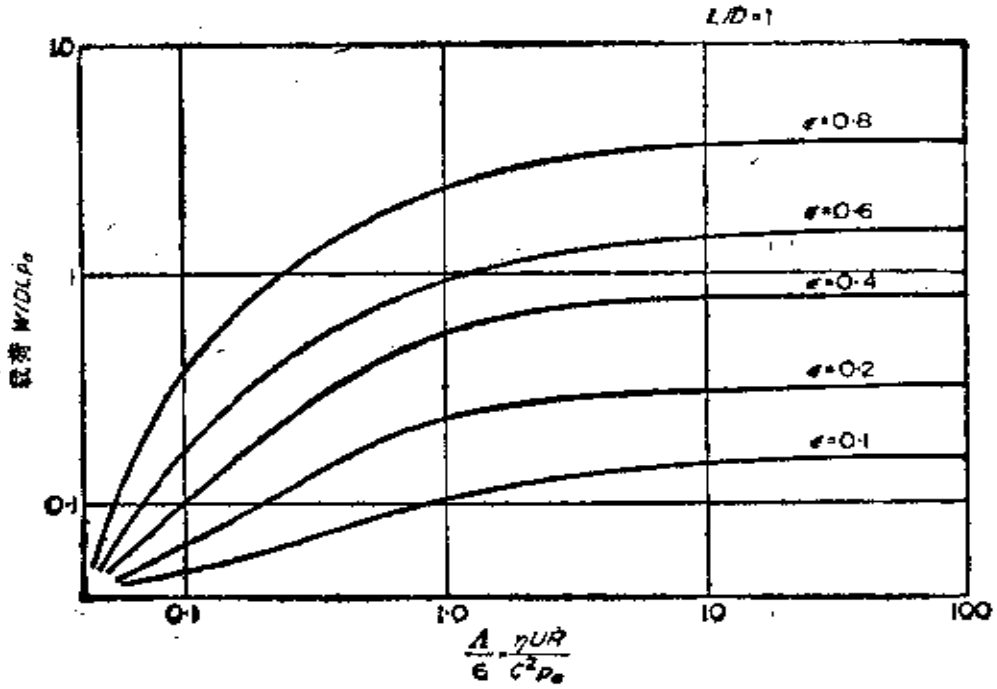
阶梯推力轴承

我们已经知道，对于不可压缩流体来说，阶梯推力轴承在理论上具有最有效的几何形状。因此，应该研究一下这种轴承用气体润滑时的工作性能。其分析方法与液体润滑轴承完全相同，也就是运用雷诺方程求算轴承各部分的压力，而设间隙改变处的压力

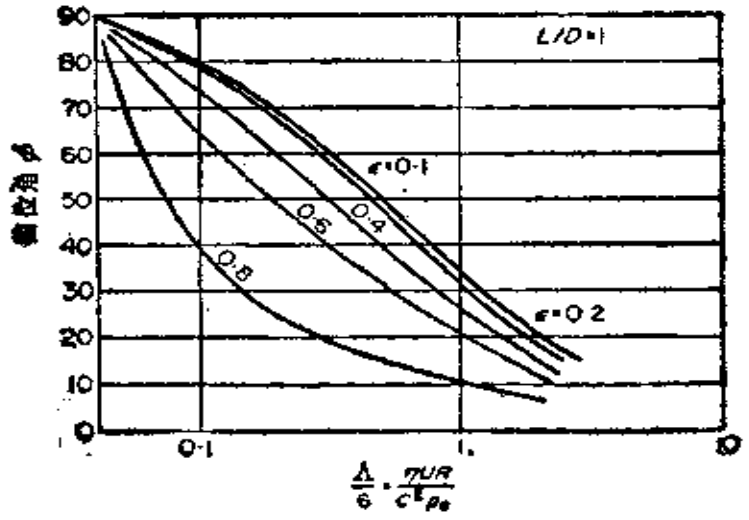
为 $p_{st}$。于是，可使各截面的质量流量相等，以求得 $p_{st}$ 值。所产生的压力分布曲线的典型形式如图 10.31 所示。可见，当轴承数很低时，压力分布图几乎是三角形，接近于不可压缩情况(见图 10.7)。当 $\Lambda$ 增大时，与三角形压力分布图相比较，进口区的压力升高得慢，而出口区的压力则降低得更慢。最后结果是使曲线下面的面积增大，因而能支承较大的载荷。轴承的承载能力可以算出，典型的计算结果见图 10.32a。

阶梯高度和比值 $L_1/L_2$ 的最佳值可以根据图 10.32b 所示的曲线推断而得。

### 10.10.3 气体润滑径向轴承




a)




b)

图 10.34　气体润滑径向轴承

a) 承载能力　b) 偏位角

面的最大贡献，他用松弛法求得了各种宽径比下的几组载荷-轴承数和偏位角-轴承数曲线。图 10.34a 和 10.34b 为其中的一些典型曲线，图中表示全周径向轴承在宽径比为 1 时的载荷和偏位角，而偏位角就是载荷与轴和轴瓦中心连线之间的夹角。

非全周径向轴承

在液体润滑中，我们已经知道，应用了非全周径向轴承能够减小轴上的摩擦力矩而不致太大地影响承载能力。可是在气体轴承中，如果圆周上的低压部分去除，承载能力就会大大降低，因为低于环境压力时所产生的吸力能提高承载能力。摩擦力也会减小。应用非全周气体径向轴承最普遍的原因是抑制半速涡动。这将在 § 10.11 中进行讨论。

### 10.10.4 其他型式的气体轴承

我们已讨论了气体推力轴承和径向轴承，可是工业上也常用其他许多型式的气体轴承，下面来介绍其中较重要的几种。

可倾瓦块径向轴承

图 10.35a 表示可倾瓦块径向轴承。把任意几块瓦块安装在枢轴上，以使瓦块能自选与轴表面的夹角。虽然，制造和安装显然比较复杂，承载能力有所降低，而且设计数据也不那么容易得到，但是它较之 360° 全周径向轴承具有显著的优点。它几乎可以完全避免半速涡动。因此可以用于高速，而在高速下，由于有这种不稳定性，不能使用全周径向轴承。如果瓦块按例能绕枢轴作周向和轴向回转，就能够吸收轴的偏斜。任何异物或磨屑可以从轴承间隙中通过瓦块之间的通道排出。

这种型式的轴承已很成功地用于旋转式透平机械中。

可倾瓦块轴承的一种派生型式是图 10.35b 所示的“窗形瓦块”轴承或“胡桃钳”轴承，它兼有全周径向轴承的承载能力与由可倾瓦块产生的抗涡动能力。

螺旋槽轴承

这种型式的轴承是由 Whipple[18,19] 首先研制的，可用作推力轴承，也可用作径向轴承。图 10.35c 表示它用作推力盘。在圆

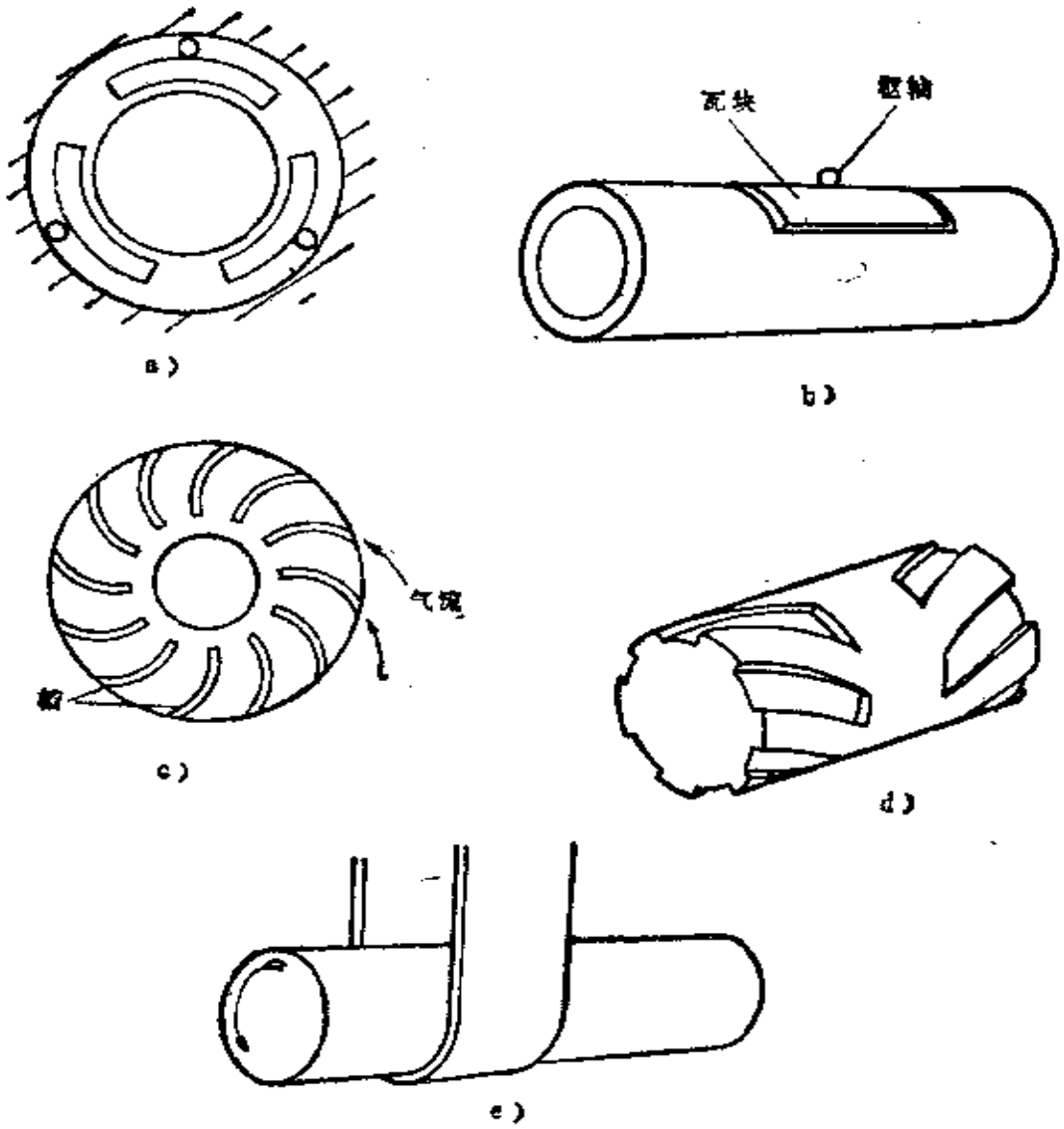



图 10.35

a) 可倾瓦块径向轴承 b) 自位扇形轴承 c) 螺旋槽推力轴承
d) 螺旋槽径向轴承 e) 箔轴承

盘表面上切出深约 0.01～0.05 mm 的许多螺旋槽。当圆盘或其相配表面按正确方向旋转时，气体将沿螺旋槽被带入轴承而到达槽的一端，由于其出路受到限制，因而会产生压力以支承载荷。

相应的径向轴承有时称为人字槽轴承，如图 10.35d 所示。在这种情况下，气体是从轴承的两端被螺旋槽抽吸到轴承中心的。

绕轴承

在这种型式的轴承中有一挠性带把轴的一部分包住，如图10.35e所示。如果带固定而轴旋转，这就是径向轴承的型式，在某些情况下却是轴可以固定而带运动，例如在磁带录音机中将磁带卷在录音头上。这两种情况都有收敛的间隙，足以在两个零件之间产生气膜。

## §10.11 流体动力不稳定性

在前面的讨论中，把轴承看作是在稳定地运转着的，而轴心位置、膜厚、偏位角和其他因素不随时间而变化。实际上不一定如此，因为流体动压轴承会产生不稳定现象。

一般说来，我们可以区分两种形式的不稳定性。第一种形式常称同步涡动，发生在径向轴承中，这是由轴承外部的周期扰动所引起，从而激起轴承系统的共振。由于润滑膜可以看作是一个弹性系统，因此即使其刚度可变，它也能承受这样的共振。例如，径向轴承中的转轴速度逐渐增加，到一定阶段有一不平衡或类似的周期作用力，就会使轴承发生共振。继续增加速度就可以通过共振频率。推力轴承和径向轴承都会发生不稳定问题，但是我们只讨论径向轴承，因为径向轴承的不稳定问题最为常见和最为麻烦。

另一种形式的不稳定性是在润滑膜中自行发生的，称为"半速涡动"。其发生原因是，在载荷作用下的轴心位移不是沿载荷作用方向(见图10.10)。如果如图10.36所示，轴心从$O$移到$P$，则由润滑膜压力所产生的恢复力不沿$OP$方向，但是有一个分力$W\sin\phi$会使轴作周向运动，从而发生涡动；也就是在同一时间内，当轴绕轴心$P$旋转时，轴心又绕轴承中心$O$旋转。如果涡动发生在轴的一半转速下，这就与润滑层的平均转速相一致，因为润滑层的圆周速度从轴瓦上的零变到轴的转速。由于这

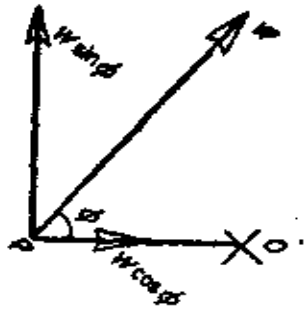


图 10.36

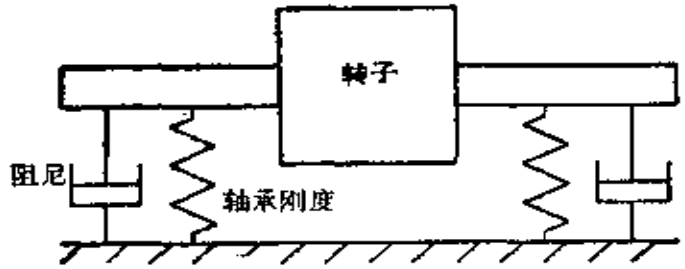
时润滑膜的形状和流体没有相对圆周运动，因此不会产生流体动力膜，于是润滑失效，这常常带来严重后果。这种现象在所有全周径向轴承中都会产生，而在气体轴承中尤其普遍，这是因为其阻尼能力低，偏位角 $\phi$ 一般大于相仿的液体轴承，而且它们常常用于高速场合之故。

### 10.11.1 不稳定性的预测和抑制

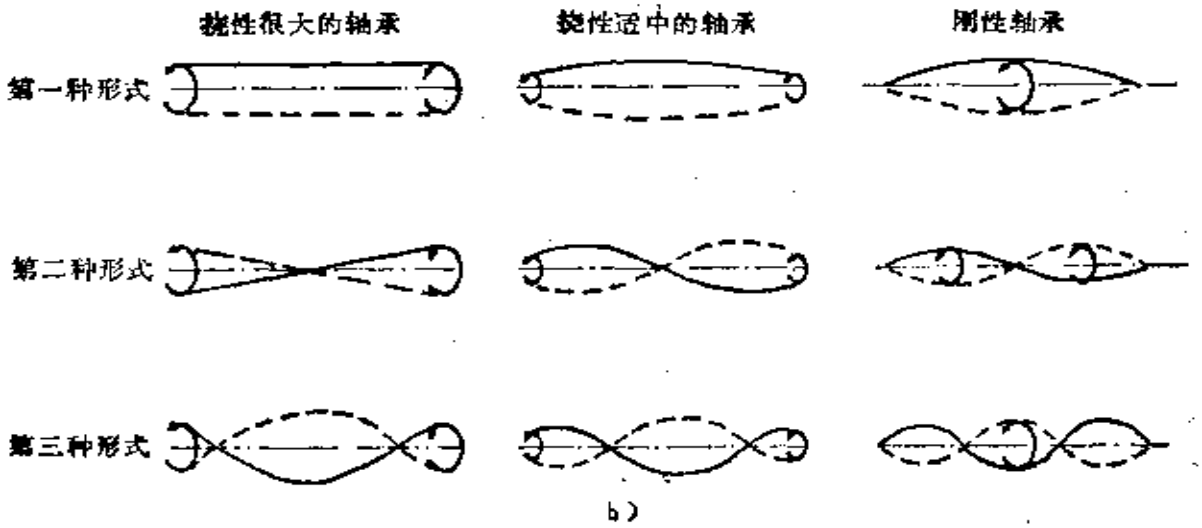
同步涡动

为了研究任何转子-轴承系统的同步不稳定性，需要计算该系统的特性，即轴的惯性和挠性、轴承膜的刚性和阻尼性能等等。图 10.37a 表示这样一个系统的模型。由于轴承性能随着转速和涡动速度而改变，分析时就发生了问题。

如果旋转部分没有完全获得平衡，轴心轨迹就成为一个圆或




a)




b)

图 10.37 （根据 MTI/Rensselaer 工学院气体轴承设计手册）

另一个绕稳定平衡位置的封闭轨迹。轴心轨迹的尺寸取决于轴承与转子的相对刚度，如图 10.37b 所示。如果在连续旋转时，涡动轨迹保持不变，涡动就是稳定的。这就是系统未达到"临界"转速时的情况。在临界点上，不平衡转子的旋转频率与系统的固有频率合拍，这时发生共振，涡动轨迹增大。如果转速一直接近该值，涡动轨迹就增大到受阻尼能力限制的振幅很大的稳定状态为止，或者轨迹增大到发生破坏为止。然而，如果迅速通过这些临界转速，涡动轨迹就来不及增大到引起破坏的程度。图 10.38 表示一种典型情况。

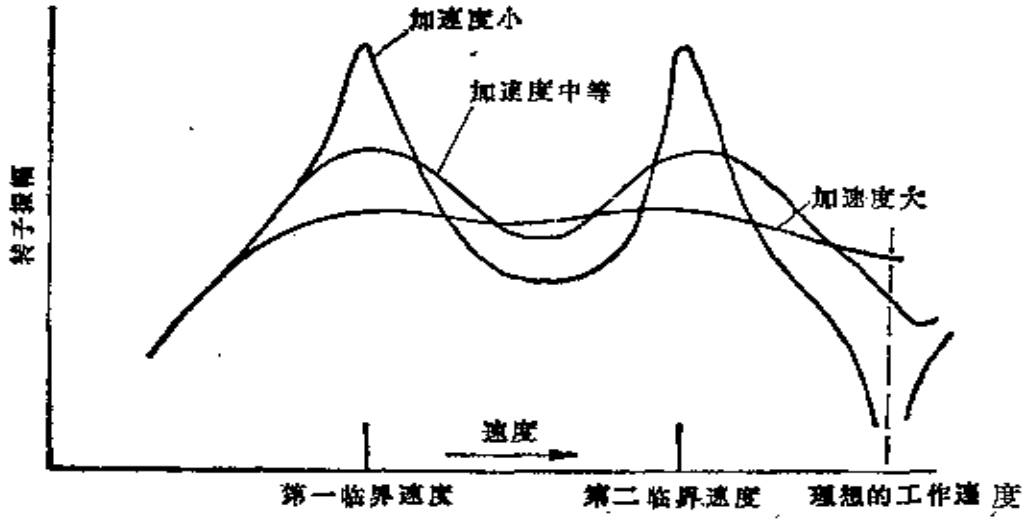



图 10.38 （根据 MTI/Rensselaer 工学院气体轴承设计手册）

因此，设计轴承系统时通常使临界转速不要与最常用的转速一致。为此，可以增大轴承刚度以提高临界转速，或者减小刚度以便迅速通过临界转速而在振荡大大衰减的状态下作正常运转。刚度可以通过减小轴承间隙来加以增大，但是这样常会提出过严的制造和装配条件。

抑制或容许涡动的另一种方法是在系统中引入附加阻尼。为此，常把轴承座挠性地安装在"O"形橡胶圈或金属膜片内。这样就在分析中引入了另外的元件，分析时要考虑如图 10.39 所示的情况。

在上面的讨论中显而易见，流体动压轴承所支承的旋转零件

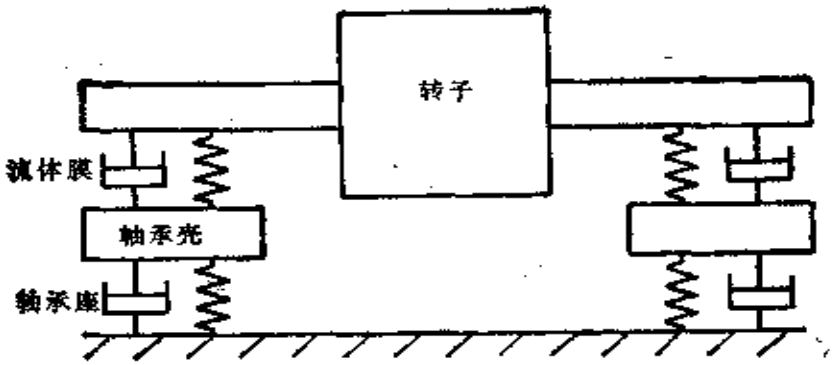



图 10.39

应该尽可能仔细地加以平衡，以便消除或至少是最大限度地减小同步不稳定性。

半速涡动

这种形式的不稳定性是在流体动力润滑膜中自行引起的，它与转子平衡情况无关。它是流体动压轴承中常见的，但是其振幅只是在一定的临界旋转频率下才达到很大。系统并不随转速的继续增大而通过这一危险区，转速增大反而会加速破坏。

Marsh[20] 曾研究了临界转速的大小。流体静压轴承也会发生这种形式的不稳定性，因为转速很高时流体动压效应就增大。转速仍为最低临界涡动转速的 1.5 到 2 倍，对于液体轴承，实际涡动转速为转速之半；对于气体轴承，实际涡动转速为转速的 0.25 到 0.45 倍。这时，它称为分数频率涡动。

防止或尽量减小半速涡动的最重要方法是引用阻尼或把轴承做成周向不对称。

如果在系统中引入附加阻尼，则涡动产生的能量就可以由阻尼介质消耗一部分。如前面所述，把轴承装在挠性座上常可做到这一点。

曾经采取很多措施来破坏全周径向轴承的对称性，但是这样常要付出降低承载能力的代价，特别是对于气体轴承。图 10.40 表示其中一些方法。采用的方法是各种各样的，从开一简单的轴向槽(图 10.40a)、切去轴承的低压部分到布置可倾瓦块(图

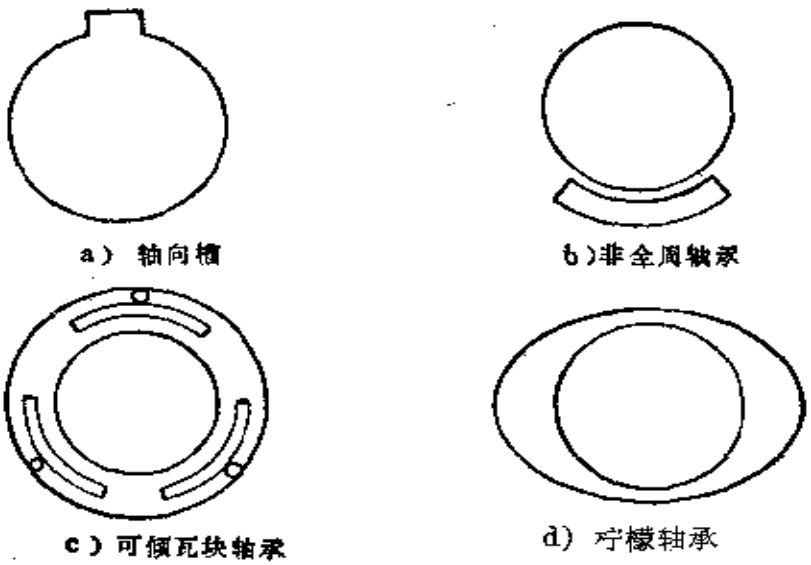



图 10.40 防止失稳的方法

10.40c)。"柠檬"轴承的轴孔故意制成椭圆形。轴承可以具有二叶、三叶、四叶或任意叶数，偶然的失圆确能延迟发生涡动。图 10.40b 的非全周轴承和图 10.40c 的可倾瓦块轴承实际上能防止半速涡动，其他型式的轴承能提高临界转速，可望使其超出运转范围。

轴承所受的载荷愈大，则临界转速也愈高，这是因为偏心距愈大，偏位角愈接近于零(见图 10.13)之故。因此，对于载荷常可忽略不计的立轴，问题比较严重。

## 参 考 文 献


1. Lord Rayleigh. Notes on the theory of lubrication. *Phil. Mag.*, 35, No. 205, (Jan. 1918), 1–12.
2. L. Floberg. Lubrication of two cylindrical surfaces considering cavitation. Trans. Chalmers University of Technology, No. 234, Institute of Machine Elements, (1961).
3. D. Dowson. Investigation of cavitation in lubricating films supporting small loads. Proc. Conf. on Lubrication and Wear, Paper 49, *Inst. mech. Engrs*, (1957).
4. H. M. Martin. Lubrication of gear teeth. *Engineering*, 102, (1916), 199.
5. H. F. P. Purday. *Streamline Flow*. Constable, London, (1949).
6. A. Sommerfeld. Zur hydrodynamischen theorie der schmiermittelreibung. *Z. angew. Math. Phys.*, 50, (1904), 97–155.
7. O. Pinkus and B. Sternlicht. *Theory of Hydrodynamic Lubrication*. McGraw-Hill, New York, (1961).
8. B. Jakobsson and L. Floberg. The rectangular plane pad bearing. Trans. Chalmers University of Technology, No. 203, Institute of Machine Elements, (1958).
9. D. I. Hays. Plane sliders of finite width. *Trans. Am. Soc. Lubric. Engrs*, 1, No. 2,

(1958).
10. M. Muskat, F. Morgan, and M. W. Meres. The Lubrication of plane sliders. *J. appl. Phys.*, **11**, (March, 1940).
11. D. Dowson and T. L. Whomes. Side leakage factors for a rigid cylinder lubricated by an isoviscous fluid. *Proc. Instn mech. Engrs*, **181**, 30, (1967), 165–70.
12. D. D. Fuller. *Theory and Practice of Lubrication for Engineers*. Wiley, New York, (1966).
13. G. B. Dubois and F. W. Ocvirk. Analytical derivation and experimental evaluation of short-bearing approximation for full journal bearings. NACA Rep. 1157, (1953).
14. G. Hirn. 'Sur les principaux phénomènes qui présentent les frottements médiats'. *Bull. Soc. Ind. Mulhouse*, **26**, (1854), 188–277.
15. A. Kingsbury. Experiments with an air-lubricated journal. *J. Am. Soc. nav. Engrs*, **9**, (1897), 267–92.
16. W. A. Gross. *Gas Film Lubrication*. Wiley, New York, (1962).
17. A. A. Raimondi. A numerical solution for the gas-lubricated journal bearing of finite length. *Trans. Am. Soc. Lubric. Engrs*, **4**, (1961), 131–55.
18. R. T. P. Whipple. Theory of the spiral grooved thrust bearing with liquid or gas lubricant. Atomic Energy Research Est., Harwell, Berks., T/R 622, (1951).
19. R. T. P. Whipple. Herringbone pattern thrust bearing. Atomic Energy Research Est., Harwell, Berks., T/M 29, (1951).
20. H. Marsh. The stability of aerodynamic gas bearings. Ministry of Aviation Report, (1964).

# 第十一章　弹性流体动力润滑

## §11.1　重载接触情况

在前一章中，我们讨论了支承法向载荷的流体动力润滑膜的形成原理，但没有研究载荷大小的影响，或较确切地说，没有研究单位面积上载荷值的影响。现在，我们来较仔细地观察“重载”接触区，这里载荷作用在微小的接触面积上。这种接触情况可以在所谓“线接触”（齿轮轮齿和滚子轴承）和“点接触”（球轴承）中看到。在“点接触”情况下，接触面积的典型值仅为径向轴承的千分之一左右，因此平均压力将大一千倍左右。我们可以知道，这样高

虽然在上一章中得知，轴承的温升(热楔)会提高承载能力，但也要记住，这种影响很小，它无论如何不能说明发生矛盾的原因。

### 11.1.1 符号

$b$ 赫兹接触宽度之半

$E$ 弹性模量

$E'$ 由 $\frac{1}{E'}=\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}$ 得出

$F_R$ 单位宽度上的滚动摩擦力

$F_S$ 单位宽度上的滑动摩擦力

$h$ 膜厚

$h_m$ 马丁分析中的最小膜厚

$\bar{h}$ $h/h_m$

$K$ 导热率

$L$ 圆柱长度之半

$p$ 压力

$p_0$ 最大赫兹压力 $=\sqrt{\frac{WE'}{\pi R}}$

$q$ 折算压力

$q_m$ 马丁分析中的最大压力 $=\frac{0.2W^{8/3}}{(\eta U)^{1/2}R}$

$q_\alpha$ 使粘度增大到 $e$(2.718) 倍的压力 $=1/\alpha$

$R$ 半径

$U$ 滚动速度 $=\frac{U_1+U_2}{2}$

$U_1$, $U_2$ 表面速度

[illegible] 单位宽度上的摩擦

电解质，情况甚至更复杂。含有间隔很大的可电离基团对的共聚物的滴定常常显示出明显的突变，它可以用相继的特征离解常数来识别。

## 与聚电解质结合的离子

聚电解质的有效电荷密度比根据电离的官能团的化学计量浓度计算的电荷密度低得多。这是由于电荷为所结合的反离子中和的结果。反离子的分布与聚电解质效应及描述它的理论密切有关（参见 8.3 节）。保持"自由"状态的反离子的分数可以根据活度系数的测量来估计（Ise, 1971; Katchalsky, 1971）。聚离子（阳离子或阴离子）及它们的反离子（阴离子或阳离子）的化学势 $\mu$ 由下式给出

$$\mu_c - \mu_c^\circ = RT\ln a_c = RT\ln(\gamma_c m_c) \tag{8.5}$$

$$\mu_a - \mu_a^\circ = RT\ln a_a = RT\ln(\gamma_a m_a) \tag{8.6}$$

式中 $\mu^\circ$ 是各自参考态[1]的化学势，$a$ 是单个离子的活度，$\gamma$ 是单个离子的活度系数，$m$ 是离子的浓度，下标 $c$ 和 $a$ 分别表示阳离子和阴离子。平均活度 $a_\pm$ 和平均活度系数 $\gamma_\pm$ 用

$$a = a_c^{\nu_c} \cdot a_a^{\nu_a} = a_\pm^\nu \tag{8.7}$$

$$\gamma_\pm^\nu = \gamma_c^{\nu_c} \cdot \gamma_a^{\nu_a} \tag{8.8}$$

表示，式中 $\nu_c$ 和 $\nu_a$ 是阳离子和阴离子的总数[2]（$\nu = \nu_c + \nu_a$）。当然，单个离子的活度系数不能测定。原则上，平均活度系数可以通过测量(1)浓差电池的电动势（emf），(2)等压蒸气压，(3) 渗透压，(4)沸点升高或冰点降低，(5)溶解度，(6)沉降和扩散及 (7) 在两不相混溶的溶剂之间的分配来测定。实际上，电动势、等压蒸气压及渗透系数测量对于测定聚电解质的平均活度系数是最经常使用的方法。

Ise 和 Okubo（1965）使用钠玻璃电极测量了

---

1) 参考态是指活度系数为 1 的状态，标准态是指活度和活度系数都为 1 的状态。故在此处 $\mu^\circ$ 应是标准态的化学势。——译者注。

2) 指一个分子内所包含的阳离子和阴离子总数。——译者注。

缩量可达平行油膜厚度的25%。

图11.2还示出了压力分布图。图上曲线表示低速状态，这时压力十分接近于赫兹的"干"分布。在平行区之前压力略有升高，在靠近出口处可以看到压力峰以及气穴边界。在理论上可证明压力峰确实存在，但因其极为狭窄，故很难通过实验证明其存在。压力峰的存在是很重要的，因为表面下的应力可能很高。不言而喻，压力曲线下的面积必定和赫兹半椭圆下的面积相等。

如果速度增大，则压力分布图将越来越不符合赫兹分布图，如图11.3所示。

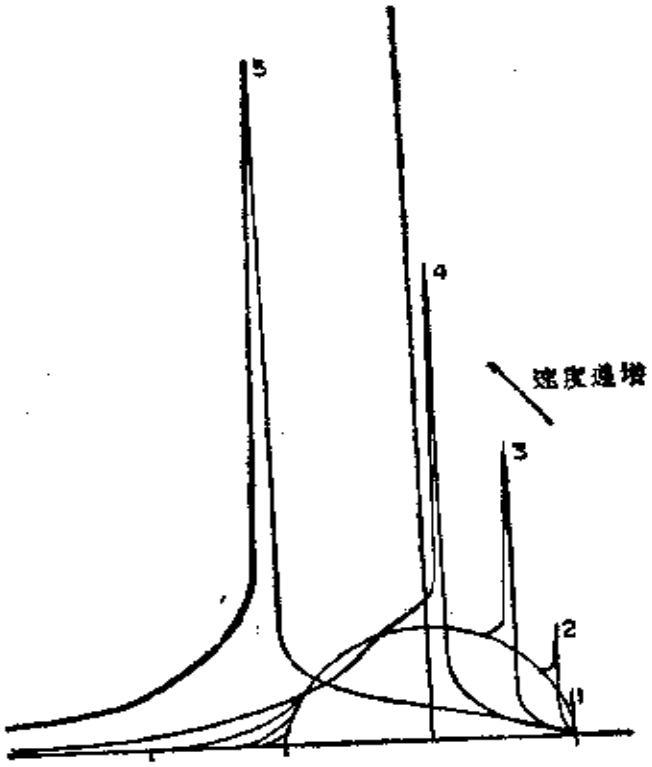



图11.3 速度对压力分布的影响[8]

膜厚

最小膜厚的大小是决定接触区的润滑是否奏效的最重要判据。所以弹性流体动力分析的目的通常是导出一个以工作条件表示最小膜厚的公式。其结果必然以数值形式表示，但根据Dowson和Higginson的结果，可得一用幂指数律表示的经验公式：

$$h_0 = 2.65\eta_0^{0.7}U^{0.7}\alpha^{0.54} R^{0.43}W^{-0.13}E'^{-0.03} \tag{11.1}$$

式中

$$\frac{1}{E'} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$$

此方程有两点出人意料：载荷或弹性的变化对膜厚的影响并不很大。如果我们看到压力升高出现在收敛的入口区，就可以解释这一点。增大载荷或减小弹性模量都会产生较大的变形和较长的平行区，因而产生较大的承载面积，而膜厚却大致相同。

如果将前面齿轮实例中的数值代入式(11.1)，就可求得最小膜厚为 0.5 $\mu$m，考虑了表面粗糙度和制造误差后，这实际上是一层相当厚的润滑膜。

### 11.2.2 无量纲群

用无量纲群来表示膜厚方程，往往是方便的，但表示的方式很多，而每种方式都有其首创者，读者很难找到有两种刊物采用同一形式。描述任何一种状态只需三个这样的无量纲群，但在 Dowson 和 Whitaker 的原著中却用了四个，本书采用的体系是根据 Greenwood 和 Johnson[16] 的著作的，因为它有助于理解每个无量纲群的物理意义。我们可用三个无量纲群按幂指数律来表示各参数之间的关系，即：

$$\frac{Wh}{\eta UR}=A\left[\frac{(\eta U)^{1/2}R}{\alpha W^{3/2}}\right]^{a}\left[\frac{(\eta URE')^{1/2}}{W}\right]^{b} \tag{11.2}$$

式中数值 $A$ 及指数 $a$ 和 $b$ 对任何一种工作面积均为常数。为醒目起见，可将上式改写成

$$h\Big/\frac{4.9\eta UR}{W}=B\left[\frac{1}{\alpha}\Big/\frac{0.2W^{3/2}}{(\eta U)^{1/2}R}\right]^{a}\left[\left(\frac{WE'}{\pi R}\right)^{1/2}\Big/\frac{0.2W^{3/2}}{(\eta U)^{1/2}R}\right]^{b} \tag{11.3}$$

式中将数值常数作了适当的调整。

如果我们来研究每一项，就可很易判别出下面四个量：

(1) 适合于等粘度润滑剂和刚性固体的最小膜厚 (§ 10.4.3 的 Martin 解)

$$h_m=4.9\frac{\eta UR}{W}$$

(2) Martin 分析中的最大润滑剂压力

$$q_m=\frac{0.2W^{3/2}}{(\eta U)^{1/2}R}$$

(3) 使粘度增大到 2.718($e$) 倍的压力

$$q_a=1/\alpha$$

(4) 赫兹干接触部位的最大压力

$$p_0=\left(\frac{WE'}{\pi R}\right)^{1/2}$$

这时式(11.3)可写成

$$\frac{\text{弹性流体动力润滑膜厚度}}{\text{刚体等粘度润滑膜厚度}}=B\times\left(\frac{\text{使粘度增大到 }e\text{ 倍的压力}}{\text{最大刚体等粘度压力}}\right)^{a}\times\left(\frac{\text{最大赫兹压力}}{\text{最大刚体等粘度压力}}\right)^{b}$$

或用符号表示为

$$\frac{h}{h_m}=B\left(\frac{q_a}{q_m}\right)^{a}\left(\frac{p_0}{q_m}\right)^{b} \tag{11.4}$$

压力比 $q_a/q_m$ 可用来表示粘度对膜厚的影响，而压力比 $p_0/q_m$

弹性变形和压力粘度影响均很大

对于这一区域，宜用写成方程(11.1)的 Dowson 和 Higginson 的结果。将方程(11.1)重新整理，得

$$a=-0.54 \quad b=-0.06 \quad B=1.35$$

因此膜厚方程成为

$$\frac{h}{h_m}=1.35\left(\frac{q_m}{q_a}\right)^{0.54}\left(\frac{q_m}{p_0}\right)^{0.06} \tag{11.7}$$

显然，必须判别工作条件处于哪一领域，以便采用相应的公

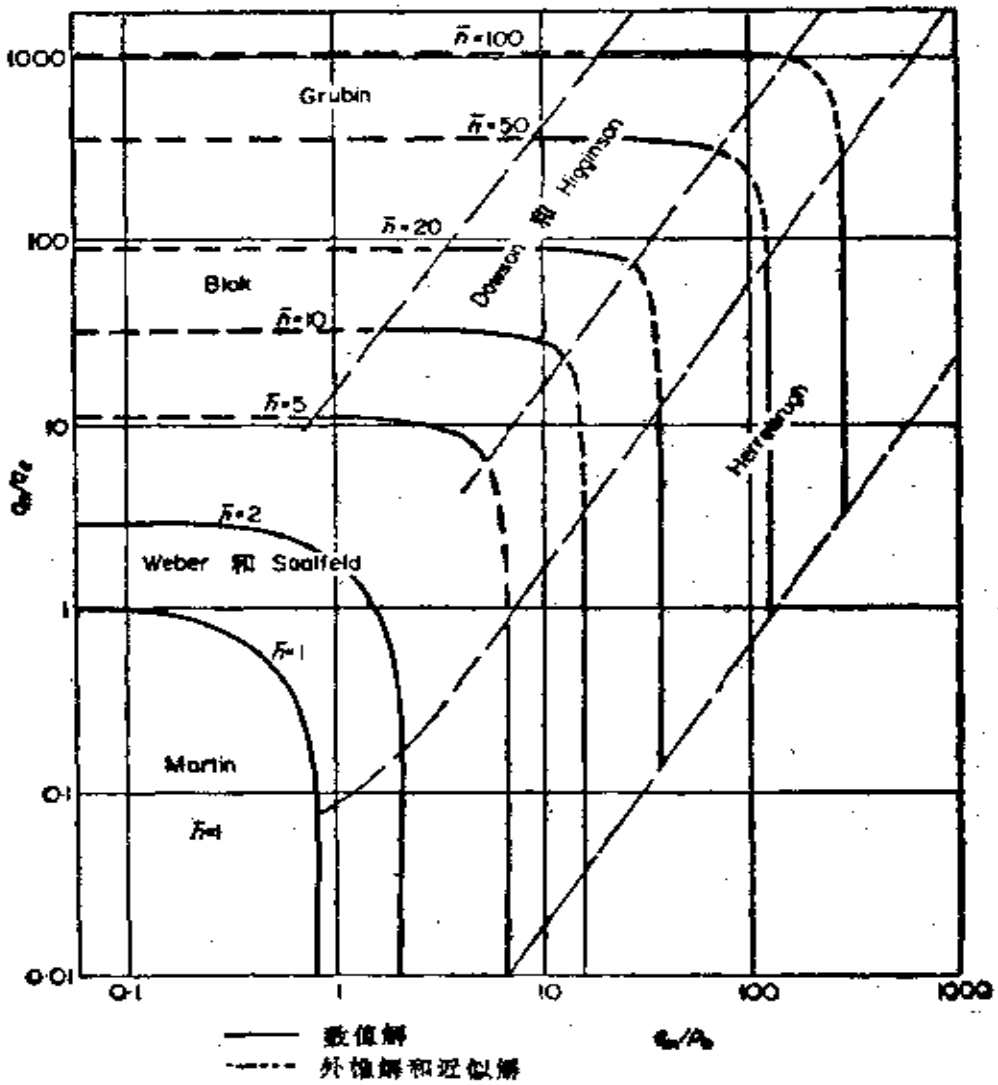



图 11.4　弹性流体动力润滑的领域[16]

式。为此，最好利用图 11.4 所示的"Johnson 图"[16]，图中以 $q_m/q_a$ 为纵轴而 $q_m/p_0$ 为横轴点绘了膜厚等值线。利用上述四个区域内的各种结果结合巧妙的插值法，即可绘成弹性流体动力状态图。图中表明各区域之间太致的界线。可见，在某些地方为水平线，这表示膜厚只与 $q_m/q_a$ 有关，在其他一些地方为垂直线，这表示膜厚只与 $q_m/p_0$ 有关，而在这两个区域之间则属完全弹性流体动力解法，$q_m/q_a$ 和 $q_m/p_0$ 都对膜厚有影响。

因此，在想要分析弹性流体动力润滑问题之前，必须算出 $q_m/q_a$ 和 $q_m/p_0$，以确定该系统所处的领域。然后才能判别上列哪个公式能求得最满意的解。

## § 11.3 理论与实验的比较

同重视弹性流体动力润滑的膜厚计算一样，也曾作了很大的努力想通过直接测量膜厚来验证理论，这是很自然的。实验不是在实际的齿轮或轴承接触部位进行的，而通常是在几何形状比较简单和运转条件比较平稳的圆盘试验机上进行的。

圆盘试验机通常由两个(偶然也用四个)相互压紧的圆盘组成，其中至少有一个是从动的(见图 11.5)。即使在这样简单的结构中，测定膜厚也不是一件简单的事情，因为其典型值为 1 $\mu$m 或更小。曾经使用过许多方法，其中最有成效的是测量润滑膜电容法和 X 射线透射法。

测量电容法是在 Lewicki[18] 的著作中首先提出的，后来由 Crook[19] 作了改进，他引用了一个形状较精确的变形圆柱，Dyson、Naylor 和 Wilson[20] 于 1965 年也用了这一方法而达到很高的精度。

Sibley 和 Orcutt[21] 于 1961 年曾用 X 射线透射法获得了极重要的结果。

理论和实验结果总的说来是相当符合的。图 11.6 表示 Crook 和 Dyson 等人用同样的油获得的实验结果，这些结果和 Dowson 及 Higginson 的理论计算值非常符合。

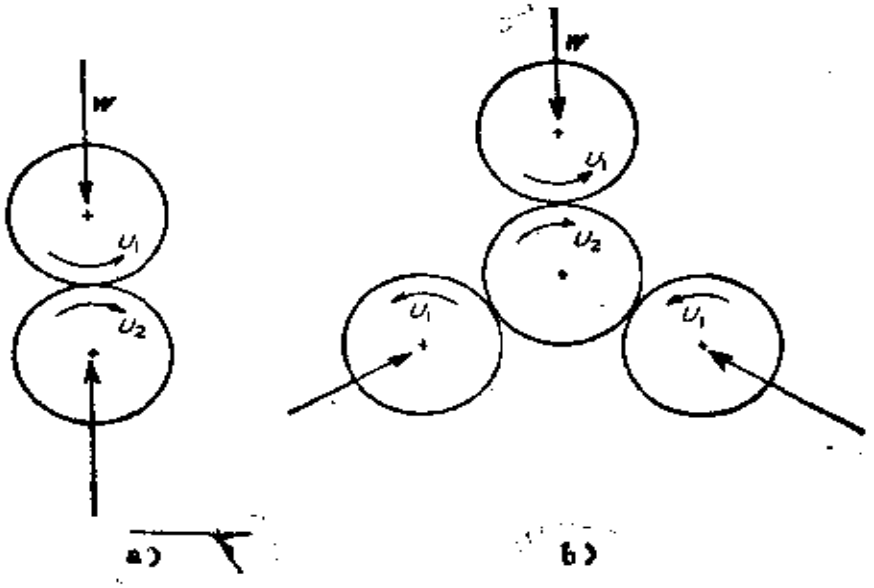



图 11.5

a) 两盘式试验机 b) 四盘式试验机

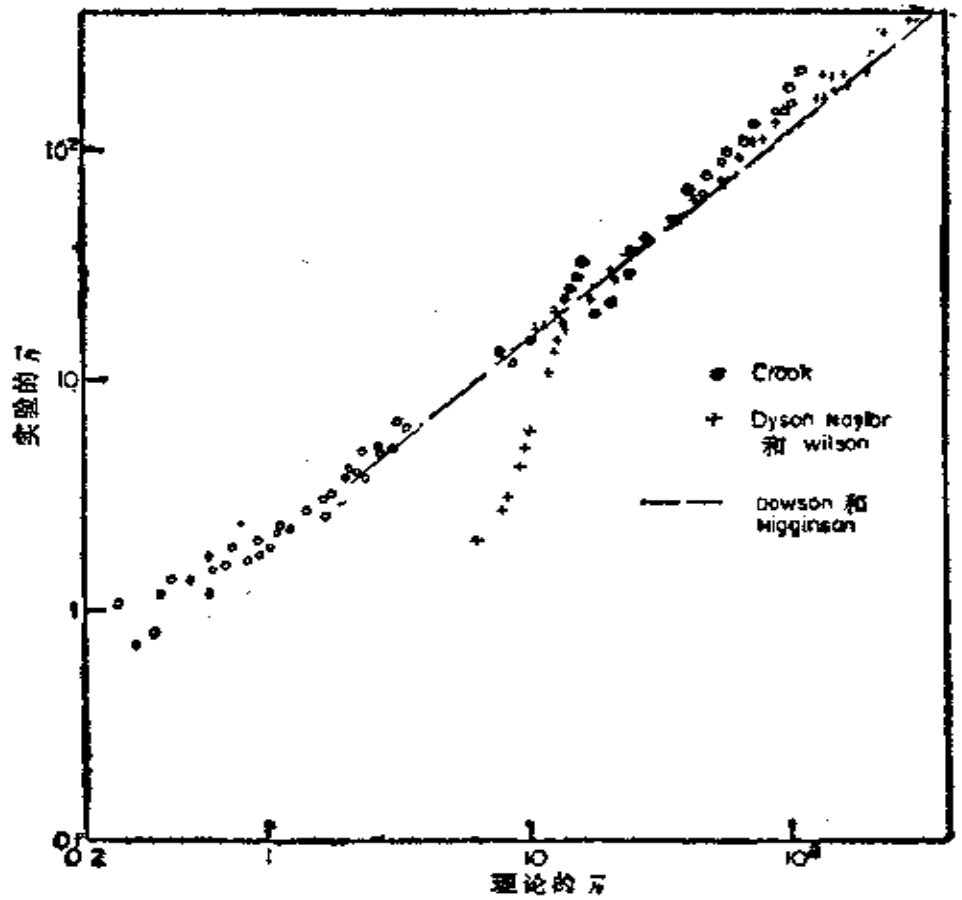



图 11.6 膜厚实验值和理论计算值的比较[22]

我们期望膜厚的下限为 $\bar{h}=1.0$(Martin 解),但从图中可以看到低于 $\bar{h}=1.0$ 的数值。这或许是由于入口边界条件不恰当所致,该条件假设 Martin 理论中在中心线之前距离 $R$ 处 $p=0$ (参看第十章的参考文献)。

在图 11.7 的"Johnson"图中可以更清楚地看出总的情况,图中选择了某些膜厚值并用坐标 $q_m/q_a$ 和 $q_m/p_0$ 点绘了这些数值。这些结果的数量级是正确的,但各点的竖向分散似乎表明 $h$ 是 $q_m/p_0$ 的函数而不是 $q_m/q_a$ 或者 $q_m/q_a$ 和 $q_m/p_0$ 的函数。确实如此,Greenwood[22] 指出近似值可按下式求得:

$$\frac{h}{h_m}=2.81\left(\frac{q_m}{p_0}\right)^{0.8}$$

上式除数值常数不同外,和 Herrebrugh 的计算式(方程 11.5) 完全一致。毫无疑问,如果我们按照 $q_m/p_0$ 点绘膜厚曲线,则其相关

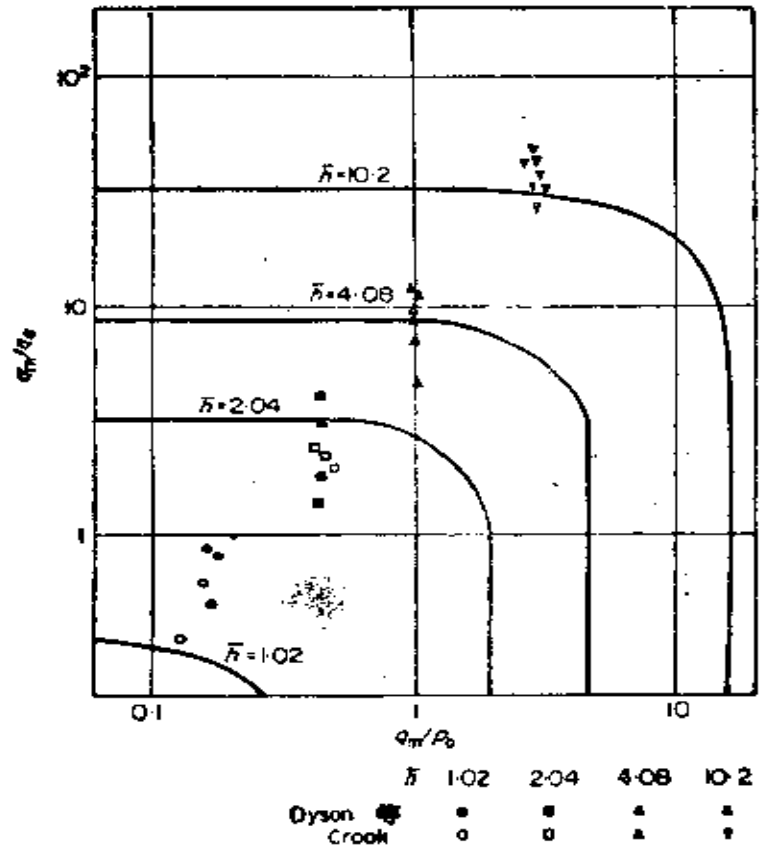



图 11.7 Johnson 图上膜厚实验值和理论值的比较[22]

性不会比按 $q_m/q_a$ 点绘的曲线差。但是，如果我们写出三个用实际数值表示的膜厚方程 (11.5)、(11.6) 和 (11.7)，就可以解释这一点。

$$h=2.32(\eta U)^{0.6}R^{0.6}W^{-0.2}E'^{-0.4}\alpha^{0}$$

(方程 11.5 经重新整理后)

$$h=1.66(\eta U)^{2/3}R^{1/3}W^{0}E'^{0}\alpha^{2/3}$$

(方程 11.6 经重新整理后)

$$h=2.65(\eta U)^{0.7}R^{0.43}W^{-0.18}E'^{-0.09}\alpha^{0.54}$$

(方程 11.7 经重新整理后)

可见，上述方程之间最明显的区别在于 $E'$ 和 $\alpha$ 的指数不同。大多数实验工作者使用了常用的钢和油后并没有改变这些性能，因此毫不奇怪，在这些范围内各个方程都得出同样的结果来。

Crook[19] 曾在四盘式试验机上用电容法研究了润滑膜的形状。试验机的中央圆盘用玻璃制成，将一薄的铬电极蒸发在玻璃上。当电极通过接触点时测出电势，从而得到如图 11.8 所示的扫迹。该图清楚地表示出根据理论预测的那些重要特征。

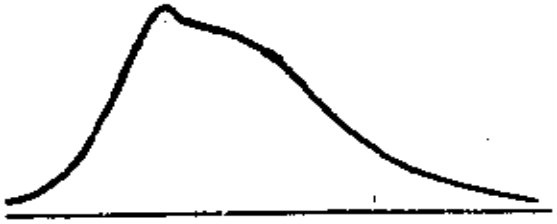


图 11.8　阴极射线示波器的扫迹[19]

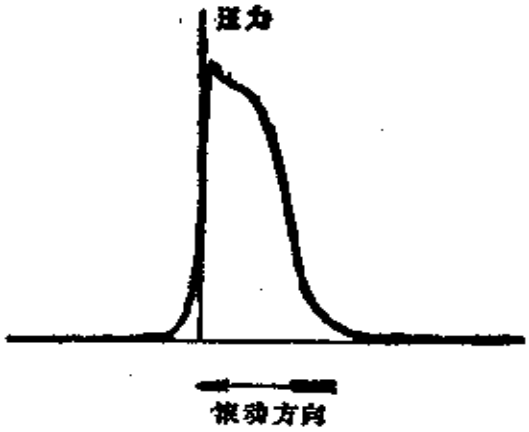



图　11.9

压力分布是最难测量的。Karnel[23] 在圆盘表面上镀上一层带状锰铜薄层，当它通过承载区时录下图 11.9 所示的曲线。压力曲线刚好在出口处急剧下降之前出现局部峰值，这证明有压力峰存在。即使在此实验中，压力传感器的宽度也为压力峰理论宽度的几倍。

## §11.4 牵 引 力

同所有的润滑机理一样，弹性流体动力润滑中也存在着表面牵引力。如果两个表面以相同的速度运动(两个圆柱作纯滚动)，则当润滑剂进入接触区时就需要能量把它压入，其唯一可能的能源就是表面的运动。因此在每个表面上将产生一减速力，我们称之为滚动摩擦力 $F_R$。

如果两个表面以不同的速度运动，则慢速表面必然力使快速表面减速，而快速表面将对慢速表面施加一相等的力使之加速。我们称此力为滑动摩擦力 $F_S$。因此各个表面上的减速力可写成：

对慢速表面　　$F_R-F_S$

对快速表面　　$F_R+F_S$

### 11.4.1 摩擦力的计算

同任何的润滑接触部位一样，牵引力是由其所作用的表面上的速度梯度产生的。图 11.10a 和 b 表示典型的速度图。

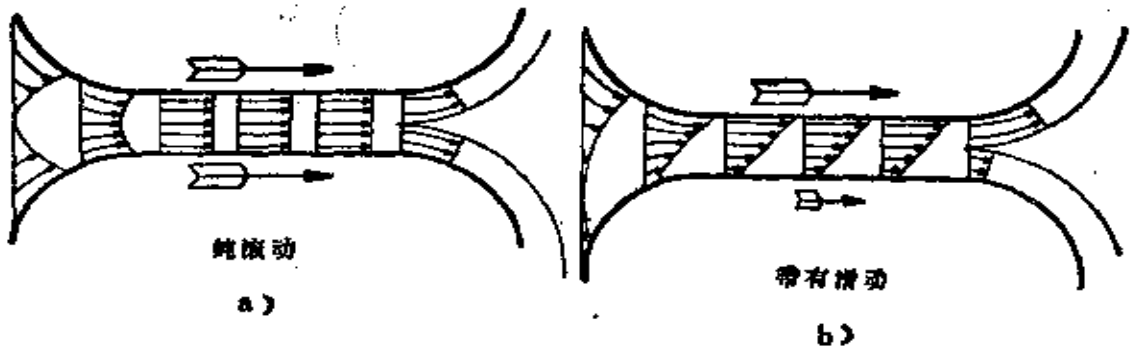



图 11.10　弹性流体动力润滑膜中的速度分布图

在纯滚动中，平行区的速度梯度为非零值，但很小，在图上看不出来，因此凡是在实用中都可忽略不计，这表明滚动摩擦力作用主要来自收敛的入口区。

表面上的摩擦力为

$$F_1=\int\left(\eta\frac{du}{dy}\right)_{y=0}dx$$

$$F_2=-\int\left(\eta\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}\right)_{y=h}\mathrm{d}x$$

式中所取的积分限包括主要摩擦力的区域。在等温条件下，上列方程成为

$$F_1=\int\frac{h}{2}\frac{\partial p}{\partial x}\,\mathrm{d}x+(U_2-U_1)\int\frac{\eta}{h}\,\mathrm{d}x$$

$$F_2=\int\frac{h}{2}\frac{\partial p}{\partial x}\,\mathrm{d}x-(U_2-U_1)\int\frac{\eta}{h}\,\mathrm{d}x$$

上列两式中的第一项可作为滚动摩擦力，因为当 $U_1=U_2$ 时它仍然存在。

上列方程中的第二项为滑动摩擦力。由于此积分值和 $h$ 成反比，入口区的作用比平行区小，因此如果将积分式改写成

$$F_S=\frac{(U_2-U_1)}{h_p}\int\eta\mathrm{d}x$$

式中沿平行区进行积分，而 $h_p$ 为平行膜厚，则精度降低不多。上式可进一步简化成

$$F_S=\frac{(U_2-U_1)}{h_p}\bar{\eta}$$

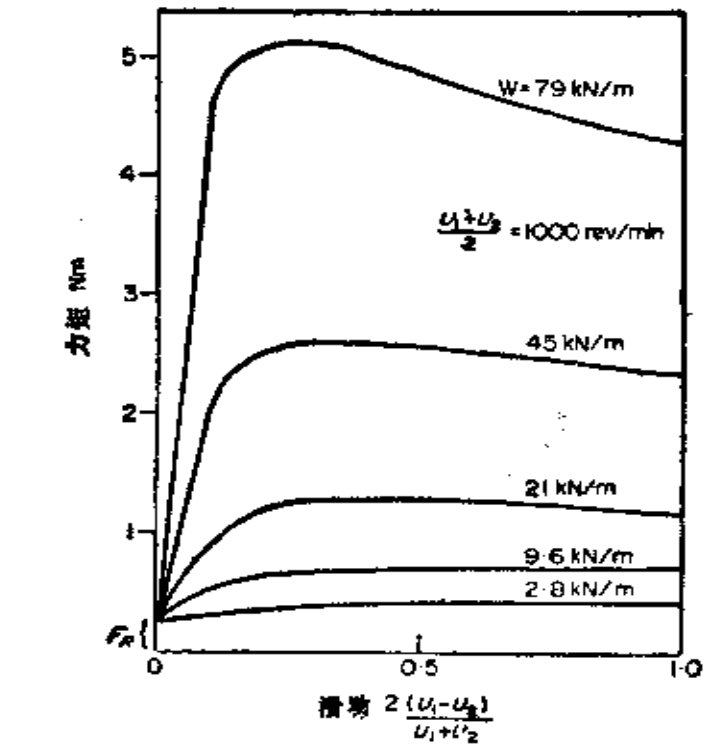
式中 $\bar{\eta}$ 为有效平均粘度。引用有效粘度是必不可少的，因为任何位置的实际粘度均随压力和温度而改变。

图 11.11 表示典型的快速表面摩擦力-滑动速度曲线图。图 11.11a 表示滚动速度不变而载荷不同时的曲线，图 11.11b 表示载荷不变而滚动速度不同时的曲线。从这些线图上我们应该指出如下几点：

(1) 当滚动速度不变时，$F_R$ 实际上不受载荷的影响，但随着滚动速度的增大而增大。这就证实了 $F_R$ 和 $h_p$ 的相互关系，因为 $h_p$ 取决于 $W^{0.18}$ 和 $U^{0.48}$。

(2) 当滑动速度很低时，$F_S$ 与滑动速度成正比，这表明少量滑动并不影响 $\bar{\eta}$。

(3) 当滚动速度不变时，$F_S$ 随载荷的增大而增大。这很少是因为 $h_p$ 随载荷而减小的缘故，而主要是因为 $\bar{\eta}$ 随压力而增大的



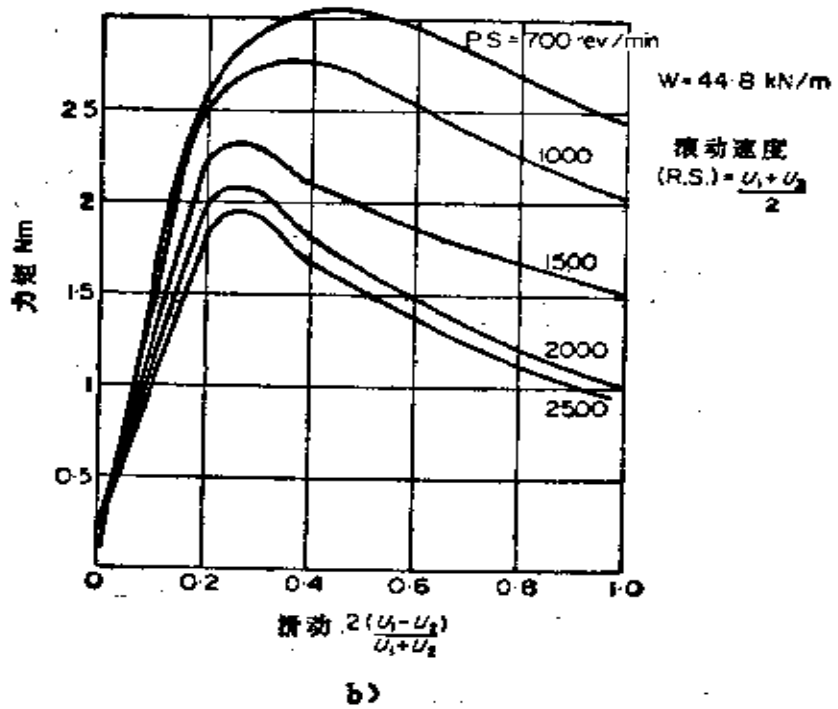




图 11.11　滚动接触中载荷和速度对牵引力的影响[83]

缘故。

(4) 当载荷不变时，$F_S$ 随滚动速度的增大而减小，这是因为 $h_0$ 随 $U$ 的增大而增大的缘故。

(5) 随着滑动的增加，牵引力增大到最大值，当滑动速度继续增加时，则牵引力急剧减小。这主要是由于润滑剂受到粘滞剪切时膜内温升造成 $\bar{\eta}$ 降低所致。也许可以期望粘度降低将促使膜厚减小，从而造成 $F_S$ 增大以补偿上述作用，但必须记住膜厚不是决定于接触区内的实际粘度而是决定于入口处的粘度的。

有效粘度

接触时产生的热量与剪应力和应变率之乘积成正比。热量通过两种途径传出，即表面传导和运动着的润滑剂的对流。Crook 曾经指出，至少对金属零件来说，传导作用是主要的[24]。

Dowson[25] 假设压力为赫兹分布而传导为唯一传热方式，并且只考虑平行区，从而导出了 $\bar{\eta}$ 的表达式如下：

$$\bar{\eta}=\frac{4K}{b\gamma(U_2-U_1)^2}\left[\frac{\alpha W}{2}+2b\log_e(U_2-U_1)+b\log_e\left(\frac{\eta_e\gamma}{2K}\right)\right]$$

式中 $\gamma$ 为粘度的温度系数，$K$ 为导热率，$\alpha$ 为粘度的压力系数，$\eta_e$ 为润滑剂在环境压力和表面温度下的粘度。

此近似式适用于

$$\eta_e\gamma\frac{(U_2-U_1)^2}{8K}\gg 1$$

的情况，式中 $\eta_x$ 为润滑剂在表面温度和对应于 $x$ 值的压力下的粘度。

非牛顿效应

由于已经知道当滑动率很大时热效应并不完全是因牵引力减小而引起的，所以必须寻求另外的流变因素。实际上，润滑剂大多数是非牛顿的，它们除了粘性外，还具有剪变弹性。当通过接触区的时间很短时，弹性变形就比粘滞变形重要了。这时，表观粘度将比原先算得的粘度大。当通过时间接近润滑剂的“松弛时间”时，这一效应是很重要的。“松弛时间”就是突加的剪应变所产生的应

力降到其原值的 $1/e$ 时所化的时间，它可定义为 $\eta/G$，而 $G$ 为剪变弹性模量。对于油，其数量级为 $10^{-4}$s (秒)[24]。

## §11.5 三 维 解

### 11.5.1 侧泄

至此，我们只研究二维弹性流体动力润滑问题。我们在分析中，把滚子作为无限长圆柱的一部分，容许其轴向无流动或无压力变化。实际上我们发现，对圆柱和平面情况来说，这不致产生很大误差。有效承载区沿运动方向大致具有赫兹椭圆的宽度，因此即使名义的长径比很小，轴向长度与有效宽度之比仍很大。这种情况影响侧泄的程度已在第十章中作了说明(参看图 10.19a 和图 10.22b)。

### 11.5.2 点接触

在名义点接触处，例如在球和平面的接触点上，不仅膜厚沿着滚动轴的平行方向改变，而且有效承载区也为圆形。因此在这种情况下，需要有一个新解来考虑沿滚动轴平行方向的流动和参数变化。

对这种情况还没有完整解，但 Archard 和 Cowking[26] 提出了一个近似解如下：

$$\frac{h}{R}=1.4\left(\frac{\eta UR}{W}\right)^{0.74}\left(\frac{\alpha W}{R^2}\right)^{0.74}\left(\frac{ER^2}{W}\right)^{0.074}$$

式中 $W$ 为球上的总载荷。

此公式的实验验证不能完全使人确信。Archard 和 Kirk[27] 的实验得出

$$\frac{h}{R}\propto(\alpha\eta)^{0.57}\dot{w}^{0.55}R^{-0.38}$$

而 Gohar[28] 则用光干涉法测量膜厚，从而得出下列经验公式：

$$\frac{h}{R}=1.28\left(\frac{\eta UR}{W}\right)^{0.7}\left(\frac{\alpha W}{R^2}\right)^{0.49}\left(\frac{ER^2}{W}\right)^{0.1}$$

干涉法提供了一个引人兴趣的润滑膜形状图。图 11.12 取自 Gohar 和 Cameron 的著作[29]，该图示出众所周知的平行区，它大

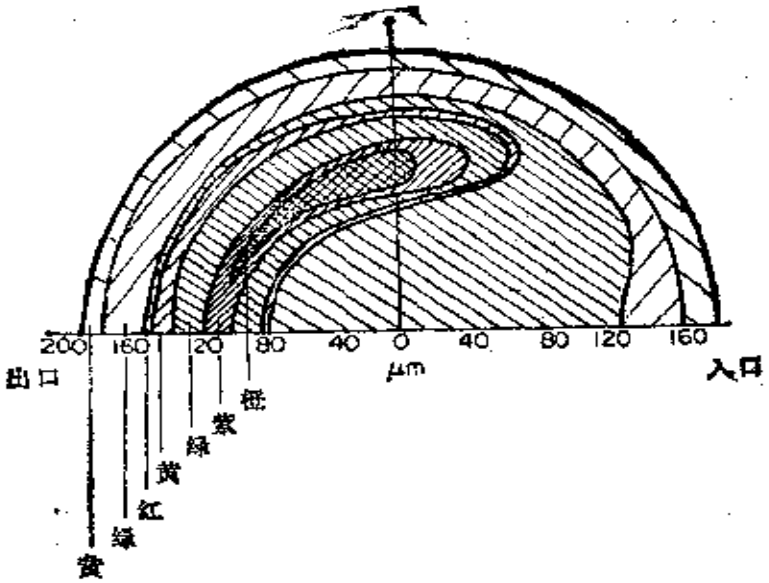



图 11.12　弹性流体动力润滑点接触的干涉图

致为圆形，还示出出口收缩，即沿着接触区出口边的半圆圆周向出口处逐渐缩小。

以上研究的是球和平面。对于其他的点接触情况，例如球在半径不同的槽内滚动，上述方程就不适用了。新的模型将为平面和沿两主方向具有不同曲率半径 $R_x$ 和 $R_y$ 的球，其接触面积为椭圆。

Archard 和 Cowking 把椭圆率参数定义为

$$\phi=\left(1+\frac{2R_x}{3R_y}\right)^{-1}$$

式中　$R_x$ 为沿运动方向的曲率半径，$R_y$ 为沿滚动轴平行方向测得的曲率半径。这样就可把点接触和线接触两者的压力关系表示为

$$q\,(\text{点接触})=\phi q\,(\text{线接触})$$

式中　线接触处的有效半径等于 $R_x$，并采用相同的单位长载荷。理论表明，$h\propto\phi^{2/3}$，而在交叉圆柱式试验机上所得的实验结果则表明 $h\propto\phi^{0.93}$。对于球和平面的情况，$R_x=R_y$ 和 $\phi=0.6$。

## §11.6　疲劳破坏

很多年前已经发现，承受重载的润滑金属表面作滚动接触时，

破坏是由称为点蚀的特有疲劳过程所造成的。裂纹产生在表面上或表面附近，然后沿着和运动方向成锐角的方向向内蔓延，最后使金属微粒剥落下来，在表面上留下特有的麻点。

虽然对于裂纹的形成至今仍未搞清，但是一般认为裂纹的蔓延可用 Wag 于 1935 年提出的机理[30] 来加以解释。裂纹一旦形成，就为润滑剂所充满。当裂纹通过接触区时，裂纹内的液体获得很高的压力，从而产生应力使裂纹蔓延。Dowson[31] 曾在这方面作过最重要的研究。他发现，增大膜厚可延长疲劳寿命，而对同样的膜厚来说，降低表面粗糙度可延长寿命。该项研究表明了提高表面光洁度对抑制疲劳的重要意义，并强调了必须保持连续不断的润滑膜。

## 参 考 文 献


1. J. C. Bell. Lubrication of rolling surfaces by a Ree–Eyring fluid. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **5**, 160.
2. H. Blok. Discussion. Gear Lubrication Symposium. Part I, The Lubrication of Gears. *J. Inst. Petrol.*, **38**, (1952), 673.
3. A. N. Grubin and I. E. Vinogradova. Central Scientific Research Institute for Technology and Mechanical Engineering, Book No. 30, Moscow. (D.S.I.R. Translation No. 337), (1949).
4. A. I. Petrusevich. Fundamental conclusions from the contact-hydrodynamic theory of lubrication. *Izo. Akad.* Nunk SSSR (OTN) **2**, (1951), 209.
5. C. Weber and K. Saalfeld. Schmierfilm bei walzen mit verformung. *Z. angew. Math. Mech.*, **34**, Nos. (1–2). (1954), 54.
6. D. Dowson and G. R. Higginson. A numerical solution to the elastohydrodynamic problem. *J. mech. Engng Sci.*, **1**, No. 1, (1959), 6.
7. D. Dowson and G. R. Higginson. The effect of material properties on the lubrication of elastic rollers. *J. mech. Engng Sci.*, **2**, No. 3, (1960), 188.
8. D. Dowson and G. R. Higginson. New roller bearing lubrication formula. *Engineering*, **192**, (1961), 158.
9. G. D. Archard, F. C. Gair and W. Hirst. The elastohydrodynamic lubrication of rollers. *Proc. R. Soc.*, **262A**, (1961), 51.
10. K. Herrebrugh. Solving the incompressible and isothermal problem in elastohydrodynamic lubrication through an integral equation. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **90**, Series F; (1968), 262.
11. B. Sternlicht, P. Lewis and P. Flynn. Theory of lubrication and failure of rolling contact. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **83**, Series D, No. 2, (1961), 213.
12. H. S. Cheng and B. Sternlicht. A numerical solution for the pressure, temperature and film thickness between two infinitely long, lubricated rolling and sliding cylinders, under heavy loads. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, **87**, Series D, (1965), 695.
13. D. Dowson and A. V. Whitaker, A numerical procedure for the solution of the elastohydrodynamic problem of rolling and sliding contacts lubricated by a

newtonian fluid. *Proc. Instn mech. Engrs*, **180**, Pt. 3B, (1965–66), 57.
14. J. Greenwood and J. J. Kaurzlarich. Inlet shear heating in elastohydrodynamic lubrication. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, Paper 72-Lub-21, (1972).
15. J. Greenwood. Presentation of elastohydrodynamic film thickness results. *J. mech. Engng Sci.*, **11**, No. 2, (1969), 128.
16. K. L. Johnson. Regimes of elastohydrodynamic lubrication. *J. mech. Engng Sci.*, **12**, No. 1, (1970), 9.
17. H. Blok. Discussion of paper by E. McEwen. *J. Inst. Petrol.*, **38**, (1952), 673.
18. W. Lewicki. Some physical aspects of lubrication in rolling bearings and gears. *Engineer*, **200** (176), (1955), 212.
19. A. W. Crook. Elastohydrodynamic lubrication of rollers. *Nature*, **190**, (1961) 1182.
20. A Dyson, H. Naylor and A. R. Wilson. The measurement of oil-film thickness in elastohydrodynamic contacts. *Proc. Instn mech. Engrs*, **180**, Pt. 3B, (1965–66), 119.
21. L. B. Sibley and F. K. Orcutt, Elastohydrodynamic lubrication of rolling contact surfaces. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs*, A, No. 2, (1961), 234.
22. J. A. Greenwood, A re-examination of elastohydrodynamic film thickness measurements. *Wear*, **15**, (1970), 281.
23. J. W. Kannel. Measurement of pressure in rolling contact. *Proc. Instn mech. Engrs*, **180**, Pt. 3B (1965–66), 135.
24. A. W. Crook. The lubrication of rollers. IV. Measurements of friction and effective viscosity. *Phil. Trans. R. Soc.*, **255A**, (1963), 281.
25. D. Dowson and G. R. Higginson. *Elastohydrodynamic Lubrication*. Pergamon, London, (1966).
26. J. F. Archard and E. W. Cowking. Elastohydrodynamic lubrication at point contacts. *Proc. Instn mech. Engrs*, **180**, Pt. 3B, (1965–66), 47.
27. J. F. Archard and M. T. Kirk. Lubrication at point contacts. *Proc. R. Soc.*, **261A**, (1961), 532.
28. R. Gohar. Oil film thickness and rolling friction in elastohydrodynamic point contact. *Trans. Am. Soc. mech. Engrs, J. Lub. Tech.*, 371, (July, 1971).
29. R. Gohar and A. Cameron. The mapping of elastohydrodynamic contacts. ASME/ASLE Lubrication Conf., Minneapolis, Preprint No. 66, LC21, (1966).
30. S. Way. Pitting due to rolling contact. *J. appl. Mech.*, 2, (1935), 49.
31. P. Dawson. The pitting of lubricated gear teeth and rollers. *Power Transmission*, **30**, No. 351, 208.
32. D. Dowson and T. L. Whomes. Effect of surface quality upon the traction characteristics of lubricated cylindrical surfaces. *Proc. Instn mech. Engrs*, **182**, Pt. 1, No. 14, (1967–68).

# 第十二章　流体静力润滑

## §12.1　外压式轴承

在第十章中我们已经知道，流体动压轴承或自作用轴承，只有在构造上具有下面两个特征时，才能有效地工作：

(a) 膜厚择优改变；

(b) 轴承两元件间有相对的切向运动。

外压式轴承或流体静压轴承最初引起人们的注意，就是因为它在完全不具备这两个前提时也能工作，即它能在膜厚均匀和无相对切向运动时工作。因此，对于流体静压轴承，可在附录 A1 的雷诺方程中取$\partial h/\partial x$、$\partial h/\partial z$和$U$、$V$等于零，从而简化成下列形式：

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}=0 \tag{12.1}$$

这是二维拉普拉斯方程，对于所要研究的某种几何形状的轴承，方程必能求解。这一方程显然要比原先的完整型雷诺方程简单得多。对于许多简单形状的轴承，如长矩形、圆形、圆锥形和球形等轴承[1]，很易求得闭型解，因为它们可以用一个坐标来描述。较复杂的形状可用级数解法或复变数解法来处理，但对于实际上常用的任何形状轴承，都可用目前广泛使用的数字计算机来求数值解。求得的解完全可靠，这一点也很重要，因为流体静压轴承的边界条件通常可以正确规定；例如气穴问题很少发生。

然而，在开头时必须指出，只有使轴承中至少有一个边界上的压力高于其他边界上的压力时，才能求得拉普拉斯方程的实际可用解。这就是说，润滑剂必须从外部以较高的压力供给流体静压轴承，而流体动压轴承只要求供油压力仅足以保证油液留在轴承中即可。

虽然问题将在后面几节中详细讨论，但是显而易见，在外压式

轴承中，压力通常应随轴承上载荷的增大而增大。在绝大多数情况下，压力的增大带来了轴承膜厚的减小，因而显示出有限的刚度。这表明通常需要在轴承与高压润滑油源之间安置一控制器或补偿器，以保证产生良好的效果。显然，这意味着具有一定形状的流体静压轴承的工作性能取决于所用的控制元件的特性，也取决于其内部的具体构造。

## §12.2 流体静压轴承概述

图 12.1 表示典型的流体静压推力轴承的剖面图。轴承的下部有两个不同的区域，其一是依靠一层较薄的润滑膜同轴承上部分离的几个支承面或基面，其二是深度比支承面上的膜厚大得多的油腔或凹槽。由于油液是在高压下供给油腔的，显而易见在轴承的整个面积上分布着压力，而这种压力分布的总和必定等于作用在轴承上的载荷。

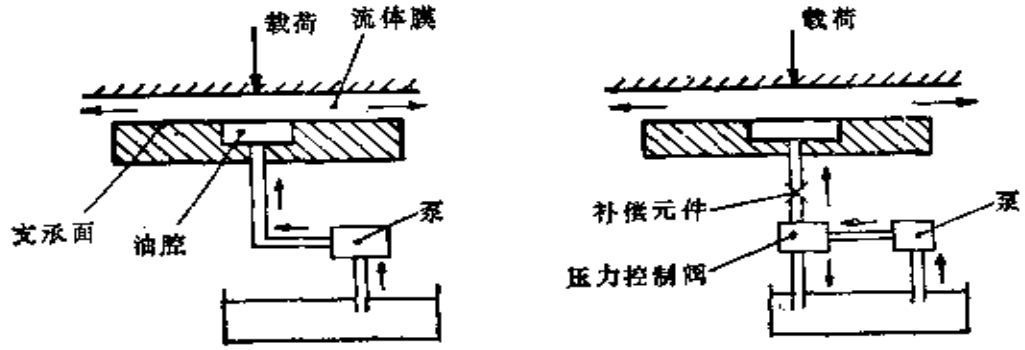



图 12.1 流体静压轴承系统的典型布置图

显然，只有当供给油腔的油液流量等于经过轴承支承面漏出的油液流量时，才能保持这种压力分布。向流体静压轴承的油腔供油的最简单办法是用图 12.1a 所示的“恒流”系统。在这种装置中，假想用一高压泵将油池中的油液以恒定的流量供给油腔，而不管油腔中的压力有多大。这种系统的一般特性将在§12.4 中作详细讨论，但实际上较常用的流体静压轴承是按“恒压”系统工作

的，如图 12.1b 所示。

要有效地应用恒压系统，必须具备两个附件，即压力控制阀和补偿元件。各种补偿元件的用途和特性将在§ 12.5 和§ 12.6 中分别介绍；可以说，补偿元件仅仅是为了产生流动阻力。在这种系统中，压力控制阀能保证油液以恒压供给补偿元件，而不管油液流过它的流量有多大。

## § 12.3 流过矩形通道和圆形毛细管的粘滞流动

在§ 12.1 中已经指出，工作时膜厚均匀而无相对运动的流体静压轴承，其压力分布形状可通过解拉普拉斯方程(12.1)而求得。然而，为了完成任何一种轴承的分析，必须表明实际轴承中油液的压力分布与下面两者之一的关系：

(a) 对恒流系统来说是油泵所供给的油液流量；

(b) 对恒压系统来说是补偿元件的特性。

根据轴承的尺寸来推断油液通过轴承的流量，并根据粘滞流动的基本理论来求轴承中的压力分布，就可以做到这一点。

参照图 12.2，现来研究具有均匀厚度 $h$ 和恒定动力粘度 $\eta$ 的油膜，它遍布在用坐标 $x$ 和 $z$ 表示的面积上。假定这块面积上的压力分布已经确定，因而在用 $z_0$ 表示的截面内，沿 $x$ 方向的压力分布图如图所示。再来研究 $(x_0, z_0)$ 点上的情况。在这一点上，沿 $x$ 方向的压力分布曲线的梯度为 $(\partial p/\partial x)_{x_0, z_0}$。根据粘滞流动理论[2]，在 $(x_0, z_0)$ 位置上，油液沿 $x$ 方向流过高为 $h$、宽为 $\delta z$ 的阴影面积的容积流量 $(q_x)_{x_0, z_0}$ 为

$$(q_x)_{x_0, z_0} = -\frac{h^3 \delta z}{12\eta}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{x_0, z_0} \tag{12.2}$$

出现负号是因为油液总是沿压力减小的方向流动，至少对于固定式轴承是如此。根据同样道理，在 $(x_0, z_0)$ 点上，油液沿 $z$ 方向的容积流量 $(q_z)_{x_0, z_0}$ 为

$$(q_z)_{x_0, z_0} = -\frac{h^3 \delta x}{12\eta}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{x_0, z_0}$$

虽然油膜中每一点上沿 $x$ 方向和 $z$ 方向的压力梯度相互间的关系可用拉普拉斯方程来表示，但应指出，处于粘滞状态的油液沿 $x$ 方向的流量决定于 $x$ 方向的压力梯度，而与 $z$ 方向的压力梯度无关。

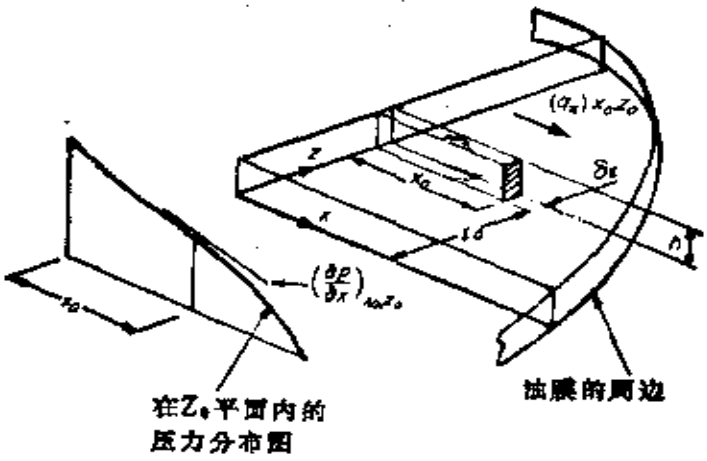



图 12.2　薄油膜内由压力梯度引起的粘滞流动

在这一节中应该介绍最常用的一种补偿元件的性能，因为粘滞流动理论[2]还得出了关于油液流过直管或圆截面毛细管的容积流量的简单表达式。可以直观地推断，压力沿管长的降低率是均匀的。当动力粘度为 $\eta$ 的油液流过直径为 $d$、长度为 $l_t$ 的管子，而沿管子全长的压力差 $p_2-p_1$ 保持不变时，其容积流量 $q_v$ 可按下式求得：

$$q_v=\frac{\pi d^4}{128\eta}\left(\frac{p_2-p_1}{l_t}\right) \tag{12.3}$$

方程(12.2)的负号这里从略，因为沿管子流动的方向是很明显的。

这些式子将在下面几节中用到，以分析和讨论流体静压轴承的特性。

## §12.4　恒流系统中的长矩形推力轴承

为了导出恒定流量流体静压轴承系统的重要特性和评价其特点，本节将研究图 12.3a 所示的很简单的布置图；不言而喻，在此

简图中已省略了该轴承的上部平面。有两个特点可使此系统很易加以分析，这就是没有补偿元件和轴承形状可使拉普拉斯方程获得非常简单的解(只要膜厚保持均匀)。

首先假设，轴承长度远大于支承面沿 $x$ 方向的宽度，即 $L \gg l$。这样就可加以简化：泵供给轴承的油液，大部分从油腔沿 $x$ 方向经过支承面流出，而小部分沿 $z$ 方向经过油腔两端流出。所以我们忽略轴承中超过油腔长度以外的那几部分。这相当于假设在油腔两端沿 $z$ 方向的流动阻力为无限大。

研究流体静压轴承时，还通常假设油液压力在油腔整个面积上均匀分布。下述的实际情况证实了这样假设是正确的：当流体静压轴承的油腔深度约为支承面上的平均油膜厚度的一百倍时，油液在油腔内的流动阻力远比支承面上的流动阻力为小。

为了把拉普拉斯方程应用于这种几何形状，现设油腔内的压力 $p_r$ 大于环境压力，并作如图所示的 $x$-$z$ 轴。按照上面的介绍显而易见，支承面上的压力沿 $z$ 轴方向不变，因而方程(12.1)可简化成

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=0$$

上式经积分后成为

$$p=Ax+B$$

式中 $A$ 和 $B$ 均为常数。此式的边界条件为：在 $x=0$ 处，$p=p_r$；在 $x=l$ 处，$p=0$。代入上式后得：

$$A=-\frac{p_r}{l} \quad 和 \quad B=p_r$$

因而两支承面上的压力分布可表示为

$$p=p_r\left(1-\frac{x}{l}\right)$$

这可立刻看出，压力梯度是线性的或均匀的，因而

$$\frac{\partial p}{\partial x}=-\frac{p_r}{l}$$

现在可用方程(12.2)来确定从轴承中流出的油液流量。因此取

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{x=x_0,z=z_0}=-\frac{p_r}{l}$$

由于它不随 $x$ 而改变，因而求得通过宽度为 $\delta z$ 的槽元的容积流量为

$$q_z=\left\{\frac{-h^3}{12\eta}\left(-\frac{p_r}{l}\right)\right\}\delta z$$

由于括号内的式子不是 $z$ 的函数，我们可以从 $z=0$ 到 $L$ 求流量 $q_z$ 的积分，从而求得从油腔一边流出的油液总流量为

$$\frac{h^3p_r}{12\eta l}L$$

现在来说明连续性的要点：此量的二倍必定等于从泵流入轴承的油液总流量，即

$$Q=2\,\frac{h^3Lp_r}{12\eta l}$$

或

$$p_r=6\,\frac{Q\eta l}{Lh^3} \tag{12.4}$$

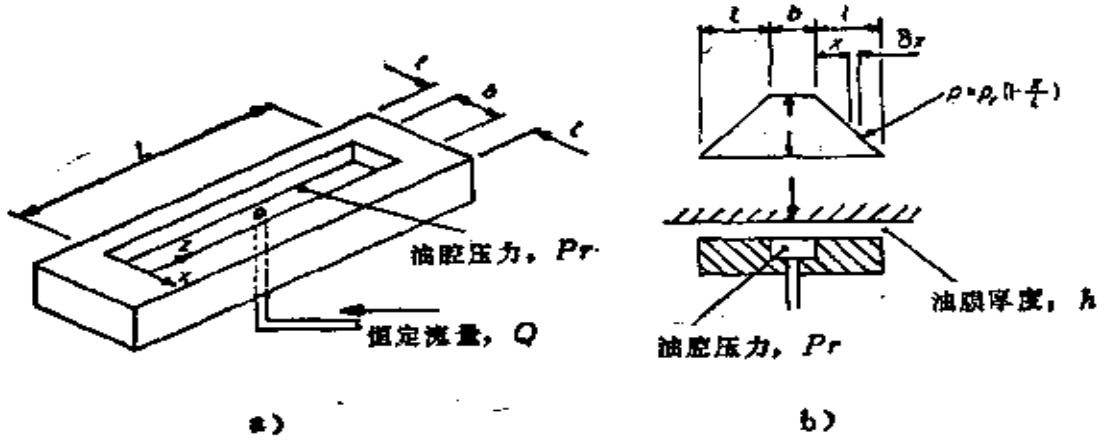



图 12.3　长矩形推力轴承

这是一个重要的式子，因为它表示了油腔压力与轴承其他参数间的关系。由于现在已知轴承中的压力分布形状如图 12.3b 所示，因此可以很易通过积分求出轴承所支承的总载荷 $W$。支承面的长度增量 $\delta x$ 所支承的载荷就是 $pL\delta x$，因而整个轴承所支承的载荷为

$$p_r bL+2\int_0^l p_r\left(1-\frac{x}{l}\right)L\,dx$$

上式中第一项代表油腔中的均布压力所支承的载荷，而第二项则代表支承面所支承的载荷。积分后得，轴承的承载能力为

$$W=p_r L(b+l)$$

借助于式(12.4)消去此式中的 $p_r$，得

$$W=\frac{6\eta l}{h^3}\left(\frac{Q}{L}\right)[L(b+l)] \tag{12.5}$$

这些关系式的物理意义为：因为供给轴承的流量是恒定的，因此油腔的压力必须升高以克服增大的流动阻力，而流动阻力之所以增大是由于油膜厚度减小所致。

承载能力随油膜厚度的变化率称为轴承的刚度，它是一个重要参数，可将式(12.5)对 $h$ 进行微分而求得为

$$\frac{\partial W}{\partial h}=-\frac{18\eta l}{h^4}\left(\frac{Q}{L}\right)[L(b+l)] \tag{12.6}$$

负号表示承载能力随膜厚的减小而增大，而刚度则随膜厚的减小而急剧增大，这是因为分母上存在着膜厚的 4 次幂。

这里求得的式子非常简单，但实际上却复杂得多，这是因为用恒流系统时不能操作一个以上的轴承，而且必须要用形状较为复杂的轴承。造成复杂化的第一个原因将在下面两节中加以讨论，第二个原因将在§ 12.8 中加以研究。

## § 12.5 多轴承装置中的补偿要求

研究了图 12.3 所示的轴承几何形状和压力分布图就可清楚地看出，只有在外加载荷的作用线与轴承的中心线完全重合时，才能保持膜厚均匀。这个限制条件对§ 12.4 中所介绍的流体静压理论并无多大影响，但是它显然有很大的实用意义，因为它意味着，迄今所讨论的简单型式流体静压推力轴承，即使能阻止倾斜，也只能阻止很小的倾斜。在图 12.4a 中可见，轴承的上部呈倾斜状，这是由于载荷作用线移到轴承中心线右边所致。所以轴承左半部的膜厚变成发散，因而流动阻力沿着支承面宽度逐渐减小。不

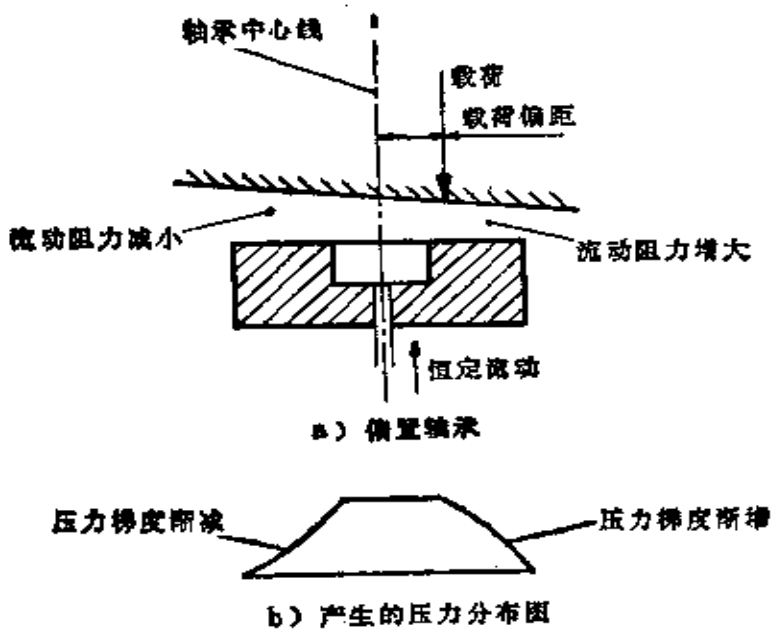


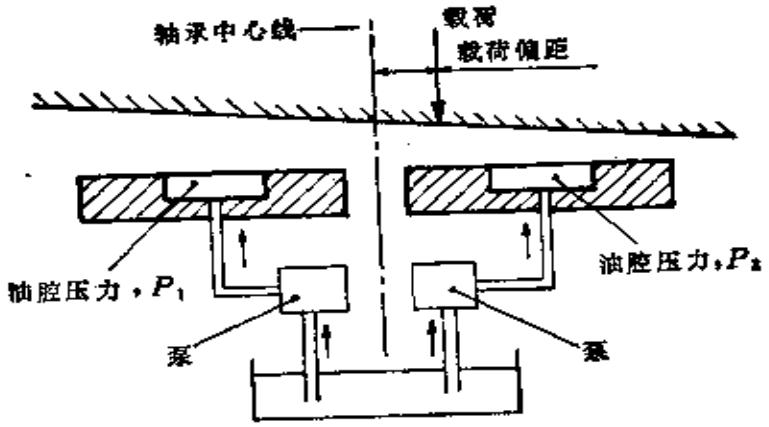

图 12.4　膜厚不均匀对轴承中压力分布的影响

去分析此问题的解法就可以推断，左边支承面上的压力梯度逐渐减小。根据同样道理，右边支承面上的压力梯度必定增大，结果使轴承中产生了图 12.4b 所示的压力分布图。

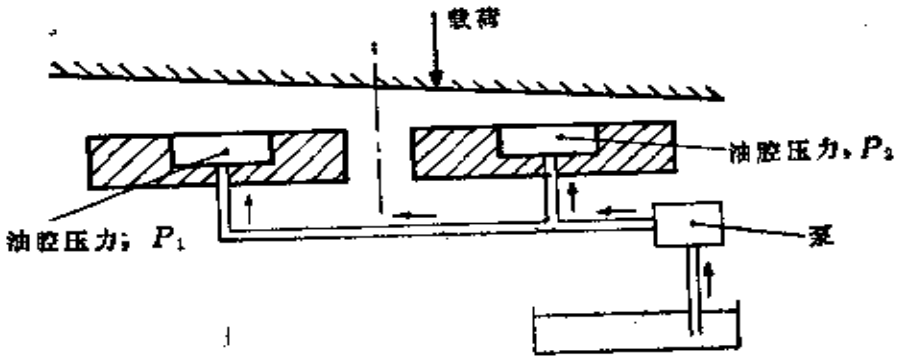
图 12.4b 表示改变了的压力分布图，它对轴承的纵向中心轴产生一力矩，以对抗偏心载荷所产生的力矩。遗憾的是，在实际尺寸的轴承中，用这种方法产生的倾斜量一般很小，所以通常使用成对布置的轴承来支承偏心载荷，如图 12.5 所示。

在这种装置中，为了产生一很大的倾斜阻力，显然要使两个轴承油腔中的压力不同，因而在图示情况下要使 $p_2$ 大于 $p_1$。采用两套前面所述型式的独立恒流系统，如图 12.5a 所示，就可以很易实现这一条件。如假设由于增大了装置的倾斜阻力，因而每个轴承中膜厚的实际变化很小，则根据方程(12.5)可知，$p_2$ 确实大于 $p_1$，这是因为右边轴承的平均膜厚小于左边轴承的平均膜厚之故。这样，加在轴承上的载荷和因该载荷作用线偏离轴承中心线而产生的力矩，两者都由此装置来承受。

必须指出，仅用一个恒流泵连到两个轴承上，如图 12.5b 所




a) 独立泵，$P_2>P_1$




b) 单泵，$P_2=P_1$

图 12.5　多轴承系统

示，这种装置就没有什么效果，因为不论轴承中的膜厚如何变化，无疑只要通向油腔的管道中的流动阻力很小的话，压力 $p_1$ 和 $p_2$ 总是相等的。

虽然在多轴承系统中，采用独立的恒流泵供油给每个轴承的原理在技术上是正确的，但是它有明显的缺点，这就是要为每个轴承配备高压泵*。在具有大尺寸轴承的设备中，这样来解决承受偏心载荷的问题可以认为是合理的，但是在尺寸较小的机器中，要使泵和轴承一样多，在实用和经济上都是不可取的。现在已经想出

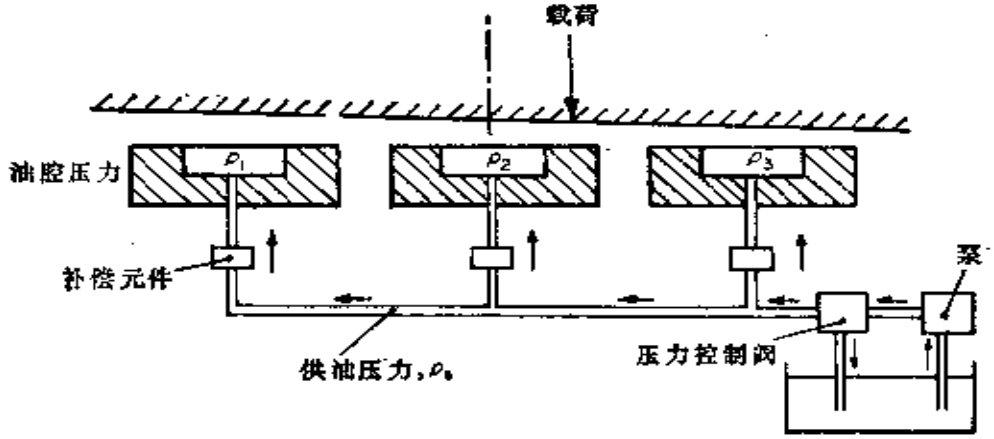
* 实际上可以设置控制阀和机械式分流器来确保油液按接近于恒定的流量供应。所以可以把任何个这样的器件连接在一个高压泵与同样件数的轴承之间。这样，这些器件可有效地作为恒流源。

一种方法，不用恒流系统而在恒压系统中引用补偿元件，以使一个高压泵能控制几个轴承。这一重大改革将在下节中详细讨论。

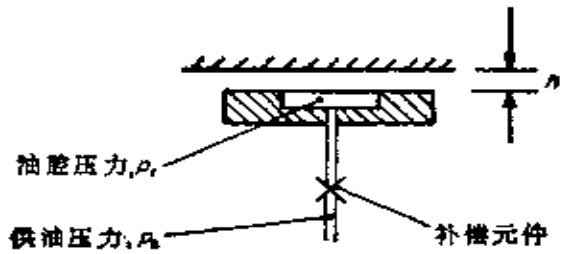
## § 12.6 补偿式轴承的特性

用于连接单个流体静压轴承的恒压系统的基本特征已在图 12.1b 中作了说明。根据前一节的讨论可知，比较典型的装置应具有几个轴承，如图 12.6a 所示。在此图中，用一个高压泵通过各自的补偿元件向三个独立的推力轴承供油，这三个轴承不一定要具有如图所示的同一尺寸。必须指出，如果轴承的上部变成倾斜，三个油腔中的压力就可认为其大小不同；这与图 12.5b 所示的情况大大不同，这将在适当时候加以说明。

本节中将把 § 12.4 中所讨论的单个长矩形补偿式轴承的工作原理和基本分析视为恒压系统的一方面。首先，从 § 12.4 的讨




a）多轴承补偿式恒压系统，其中 $P_1>P_2>P_3$




b）补偿式轴承示意图

图 12.6 补偿式轴承

论中显而易见，图 12.1b 所示轴承的油腔中压力必定随膜厚的减小而增大，即使油液是在恒压下供给补偿元件，也是如此。现在，补偿元件所产生的流动阻力，必须由流过元件时形成的压力差来克服。根据连续性条件，油液流过补偿元件的流量必定等于油液流出油腔的流量。下面将表明，油腔压力、膜厚和补偿元件特性的相关性，可说明恒压流体静压轴承系统的工作良好与否。

补偿元件也称控制元件或节流器，通常具有(但不是只有)下面两种型式：

(a) 毛细管式；

(b) 小孔式。

毛细管的特性已在 § 12.3 中作了介绍，所以我们首先来分析用毛细管补偿的恒压系统中的长矩形轴承(见图 12.3)。

### 12.6.1 毛细管补偿

这种系统的简图见图 12.6b，从图中可见，毛细管两端的压力降为 $p_s-p_r$，所以根据式(12.3)得出，油液通过毛细管的流量为

$$\frac{\pi d^4}{128\eta}\left(\frac{p_s-p_r}{l_t}\right)$$

同样，不管向油腔供油的方式如何，根据 § 12.4 得出，油液流出油腔的流量为

$$\frac{h^3 L p_r}{6\eta l}$$

由于连续性，这两个流量必定相同，都等于轴承工作时所需的流量，因此

$$\frac{\pi d^4}{128\eta l_t}(p_s-p_r)=\frac{h^3 L}{6\eta l}p_r$$

或

$$p_r=\frac{p_s}{1+h^3/K} \tag{12.7}$$

式中

$$K=\frac{3\pi d^4 l}{64\, l_t L}$$

象这样确定了以轴承尺寸表示的油腔压力后，轴承的承载能

力就可按§ 12.4 中所推导的式子求得为

$$W=p_rL(b+l)$$

将式(12.7)的 $p_r$ 代入，得

$$W=\frac{p_sL(b+l)}{(1+h^3/K)} \tag{12.8}$$

此式表明，轴承的承载能力实际上随膜厚的减小而增大。这一特性的物理意义为，由于油腔压力随轴承膜厚的减小而增大，为了保持流动的连续性，毛细管两端的压力降减小。在流体量仪和气动过程的控制装置中已有效地应用了这一原理。

根据§ 12.4 的程序，我们将式(12.8)对 $h$ 进行微分，从而求得轴承的刚度

$$\frac{\partial W}{\partial h}=-\frac{3}{K}\left(\frac{h}{1+h^3/K}\right)^2 p_sL(b+l) \tag{12.9}$$

现在，$W$ 和 $\partial W/\partial h$ 两式都比§ 12.4 中为恒流系统导出的相应式子来得复杂，但可看出一些共同的特征，例如都有因子 $L(b+l)$。在§ 12.8 中将继续看到。

在进一步研究补偿式轴承的特性之前，必须介绍无量纲表示法，它很方便，因而常用于讨论流体静压轴承。虽然所要讨论的轴承形状简单，用不着这样细致，但这里仍然进行介绍，因为在研究较复杂的系统时，需要这种知识。

我们可把油腔压力 $p_r$ 与供油压力 $p_s$ 之比定为无量纲油腔压力 $\bar{p}$，而把膜厚 $h$ 与某一基准或设计厚度 $h_0$ 之比定为 $\bar{h}$，因而式(12.7)变成无量纲形式

$$\bar{p}=\frac{1}{1+(h_0^3/K)\bar{h}^3} \tag{12.10}$$

如果轴承通常在设计膜厚 $h_0$ 下工作，则无量纲油腔压力 $\bar{p}$ 值就是一重要参数，此参数称为轴承的压力比 $r$，也就是说，在设计膜厚 $h_0$ 下，油腔压力与供油压力之比就是轴承的压力比 $r$。于是，对于式(12.10)中的这些条件，取 $\bar{p}=r$ 和 $\bar{h}=1$，得

$$r=\frac{1}{1+(h_0^3/K)}$$

从而得

$$(h_0^3/K)=\frac{1-r}{r} \tag{12.11}$$

将式 (12.11) 中的 $(h_0^3/K)$ 代入式 (12.10)，得

$$\bar{p}=\frac{1}{1+\left(\frac{1-r}{r}\right)\bar{h}^3} \tag{12.12}$$

这是一重要的通式，在一定的压力比下，它表示任何毛细管补偿式轴承(不一定是图 12.3 所示的一种形状)的无量纲油腔压力与无量纲膜厚的关系。

从图 12.3b 可知，当轴承油腔压力等于供油压力时，轴承的承载能力将达到最大值，因此可把无量纲载荷 $\overline{W}$ 定义为，在给定的一组条件下，轴承实际所承受的载荷与轴承在油腔压力上升到供油压力时所能承受的载荷即最大载荷之比。我们知道承载能力 $W$ 为

$$W=p_rL(b+l)$$

考虑到油腔压力可从式(12.12)导出，于是得

$$\overline{W}=\frac{W}{p_sL(b+l)}=\frac{1}{1+\left(\frac{1-r}{r}\right)\bar{h}^3} \tag{12.13}$$

值得指出的是，式(12.12)所表示的无量纲油腔压力在数值上与无量纲载荷相等。

同样，将式(12.9)的两边除以具有刚度量纲的因子

$$\left(\frac{p_sL(b+l)}{h_0}\right)$$

后，就可用无量纲形式表示轴承刚度；于是，无量纲刚度 $\partial\overline{W}/\partial\bar{h}$ 为

$$\frac{\partial\overline{W}}{\partial\bar{h}}=\frac{\frac{\partial W}{\partial h}}{\left(\frac{p_sL(b+l)}{h_0}\right)}=-\frac{3h^2h_0}{K}\left(\frac{1}{1+\left(\frac{1-r}{r}\right)\bar{h}^3}\right)^2$$

取 $h^2=h_0^2\bar{h}^2$，并将式(12.11)中的 $h_0^3/K$ 代入，得无量纲刚度为

$$\frac{\partial \overline{W}}{\partial \bar{h}} = -3\left(\frac{1-r}{r}\right)\left(\frac{\bar{h}}{1+\left(\frac{1-r}{r}\right)\bar{h}^3}\right)^2 \qquad (12.14a)$$

由于轴承承载能力必然随膜厚的减小而增大，因此常可把无量纲刚度的绝对值 $\overline{S}$ 定义为 $\overline{S}=-\partial\overline{W}/\partial\bar{h}$ 而舍去上式中的负号。同样，从式(12.9)可得有量纲形式为 $S=-\partial W/\partial h$。

值得指出的是，用式 (12.12) 消去式 (12.14a) 中的轴承压力比 $r$ 后，可得轴承刚度的另一式子如下：

$$\frac{\partial \overline{W}}{\partial \bar{h}} = -\frac{3}{\bar{h}}\,\bar{p}(1-\bar{p}) \qquad (12.14b)$$

必须指出，此式中的无量纲压力 $\bar{p}$ 就是在求刚度时用的一个无量纲膜厚 $\bar{h}$ 值下，油腔中的压力。在各种情况下，此无量纲压力必定可从式(12.12)求得。

最后，如果在设计膜厚下，油腔压力 $p_r$ 变成等于供油压力 $p_{sf}$ 则在任何其他的膜厚下，轴承工作时所需的总流量都可用无量纲形式表示为 $p_r=p_s$ 时的流量的一部分。由于在一般情况下，流量 $Q$ 可表示为

$$Q=\frac{h^3 L p_r}{6\eta l}=\left(\frac{h_0^3 L p_s}{6\eta l}\right)\bar{p}\bar{h}^3$$

而 $\bar{Q}$ 已定义为

$$Q\Big/\left(\frac{h_0^3 L p_s}{6\eta l}\right)$$

代入上列 $Q$ 值后得 $\bar{Q}=\bar{p}\bar{h}^3$，但从式 (12.12) 可见，$\bar{p}$ 本身为 $\bar{h}$ 的函数，因此

$$\bar{Q}=\frac{\bar{h}^3}{1+\left(\frac{1-r}{r}\right)\bar{h}^3} \qquad (12.15)$$

值得指出，此式表明了在设计膜厚下，无量纲流量等于轴承的压力比，即当 $h=h_0$ 时 $\bar{Q}=r$。这必然与 $\bar{Q}$ 的定义相符。

前已指出，简单形状的毛细管补偿式轴承的重要参数可用无量纲形式来表示。这时值得重提一下，在给定的条件下，这些参数的有量纲值不难按如下关系求得

油腔压力　$p_r=(p_s)\bar{p}$

承载能力　$W=(p_sL(b+l))\bar{W}$

刚　　度　$S=-\dfrac{\partial W}{\partial h}=\left(\dfrac{p_sL(b+l)}{h_0}\right)\bar{S}$

流　　量

$$Q=\left(\frac{h_0^3Lp_s}{6\eta l}\right)\bar{Q} \tag{12.16}$$

从前文中可以明白，恒压系统的补偿元件仅在压力控制阀与轴承油腔之间产生流动阻力。由于通过毛细管补偿器的流量与它两端的压力降成正比(式 12.3)，所以可以认为它是一种线性器件。虽然通过小孔的流量是与它两端压力差的平方根成正比，因而把它划为非线性元件，但它仍可用作补偿元件。小孔补偿式轴承的特性将在下节中进行研究。

### 12.6.2　小孔补偿

在流体力学[2]教科书中知道，不可压缩流体通过直径为 $d$、流量系数为 $C_d$ 的锐边短孔的流量为

$$\frac{\pi}{4}C_dd^2\left(\frac{2(p_2-p_1)}{\rho}\right)^{1/2}$$

式中 $\rho$ 为流体的密度，而 $(p_2-p_1)$ 为相应的压力差。如果原来作为图 12.6b 轴承中补偿元件的毛细管补偿器，现在用一小孔来代替，则流动连续性条件就成为

$$\frac{\pi}{4}C_dd^2\left(\frac{2(p_s-p_r)}{\rho}\right)^{1/2}=\frac{h^3Lp_r}{6\eta l}$$

如果一开始就用无量纲量来加以分析，就可以简化此轴承的研究，因此用上节的术语在上式中取 $p_r=\bar{p}p_s$ 和 $h=\bar{h}h_0$，于是简化成

$$K(1-\bar{p})=\bar{p}^2\bar{h}^6 \tag{12.17}$$

在这种情况下，式中

$$K=\frac{9\pi^2}{2\rho p_s}\left(\frac{C_dd^2\eta l}{h_0^3L}\right)^2$$

在式 (12.17) 中明显地含有 $\bar{p}$，求出 $\bar{p}$ 方程的正根可得无量

纲油腔压力

$$\bar{p}=\frac{K}{2\bar{h}^6}\left[\left(1+4\left(\frac{\bar{h}^6}{K}\right)\right)^{1/2}-1\right]$$

此式可与式 (12.10) 相比，当无量纲膜厚 $\bar{h}$ 为 1 时，$\bar{p}$ 必定等于轴承的压力比 $r$，利用这一点就可使此式进一步通用化。将这些条件代入式(12.17)，得

$$K=\frac{r^2}{1-r} \tag{12.18}$$

因而无量纲压力比式子就成为

$$\bar{p}=\frac{1}{2\bar{h}^6}\left(\frac{r^2}{1-r}\right)\left[\left(1+4\left(\frac{1-r}{r^2}\right)\bar{h}^6\right)^{1/2}-1\right] \tag{12.19}$$

还应指出，此式不仅适用于图 12.3b 所示的一种型式，而对任何的小孔控制式轴承都能适用。

研究了式(12.14a)毛细管补偿式轴承的无量纲刚度的推导方式后可以看出，$\partial\bar{W}/\partial\bar{h}=\partial\bar{p}/\partial\bar{h}$，因此将式(12.19)对 $\bar{h}$ 进行微分，可得小孔补偿式轴承的无量纲刚度

$$\frac{\partial\bar{W}}{\partial\bar{h}}=-\frac{3}{\bar{h}^7}\left(\frac{r^2}{1-r}\right)\left(\left(1+4\left(\frac{1-r}{r^2}\right)\bar{h}^6\right)^{1/2}-1-\frac{2\left(\frac{1-r}{r^2}\right)\bar{h}^6}{\left(1+4\left(\frac{1-r}{r^2}\right)\bar{h}^6\right)^{1/2}}\right) \tag{12.20a}$$

此式要比式 (12.14a) 所示的毛细管补偿式轴承的同类式子复杂得多，但是它也可简便地利用式 (12.19) 首先消去平方根号内的式子来加以简化。再经进一步简化后，上式就化成

$$\frac{\partial\bar{W}}{\partial\bar{h}}=-\frac{6}{\bar{h}}\bar{p}\left(\frac{1-\bar{p}}{2-\bar{p}}\right) \tag{12.20b}$$

同式 (12.14b) 中的一样，在所研究的某种膜厚 $\bar{h}$ 下，此式中的压力 $\bar{p}$ 必须按式(12.19)确定。

小孔补偿式轴承的无量纲可变流量 $\bar{Q}$，可按毛细管补偿式轴承的同样方法来确定。根据式(12.19)

$$\bar{Q}=\frac{1}{2\bar{h}^3}\left(\frac{r^2}{1-r}\right)\left[\left(1+4\left(\frac{1-r}{r^2}\right)\bar{h}^6\right)^{1/2}-1\right] \qquad (12.21)$$

由于无量纲参数 $\bar{p}$、$\partial\bar{W}/\partial\bar{h}$ 和 $\bar{Q}$ 都已确定，小孔控制式轴承的有量纲值 $p_r$、$W$、$\partial W/\partial h$ 和 $Q$ 可直接按式 (12.16) 求得。尽管式(12.16)起初是为毛细管控制式轴承推导的，它还是适用的。

### 12.6.3 恒流补偿

虽然可以看出§12.4中所讨论的一种恒流系统不能用供油压力来描述，但通常仍将泵工作时的供油压力限制在一定值，例如 $p_s$。因此，如果在某种膜厚 $h$ 下，轴承油腔中的压力为 $p_r$，则同前面一样，可把无量纲油腔压力定义为 $p_r/p_s$，而把无量纲膜厚定义为 $h/h_0$，其中 $h_0$ 为设计条件下的膜厚。于是，按式(12.4)可写成

$$\bar{p}=\left(6\frac{Q\eta l}{Lp_sh_0^3}\right)\frac{1}{\bar{h}^3}$$

轴承的压力比可再次定义为，在设计膜厚下即 $\bar{h}=1$ 时，油腔压力与供油压力之比 $r$。这样，从上式得

$$r=\left(\frac{6Q\eta l}{Lp_sh_0^3}\right) \qquad (12.22)$$

和

$$\bar{p}=\frac{r}{\bar{h}^3} \qquad (12.23)$$

于是，轴承的无量纲刚度可直接从式(12.23)求得为

$$\frac{\partial\bar{W}}{\partial\bar{h}}=-\frac{3r}{\bar{h}^4} \qquad (12.24a)$$

或用油腔压力表示为

$$\frac{\partial\bar{W}}{\partial\bar{h}}=-\frac{3\bar{p}}{\bar{h}} \qquad (12.24b)$$

证明无量纲流量 $\bar{Q}$ 为一常数无疑是件琐事，$\bar{Q}$ 可表示为

$$\bar{Q}=r=\bar{p}\bar{h}^3 \qquad (12.25)$$

此轴承参数的有量纲值可用式(12.16)求得。

## §12.7 特 性 比 较

重要的(无疑也是简便的)是，前一节中对于毛细管、小孔和恒

流补偿式轴承所导出的无量纲形式的油腔压力、承载能力、刚度和流量的式子，仅为无量纲膜厚 $\bar{h}$ 和压力比 $r$ 这两个变量的函数。在这一节中，将详细讨论这些无量纲参数，以保证清楚地理解各种补偿的特性。因为对于迄今所研究的任何一种长矩形轴承都可用式(12.16)求得重要变量的有量纲值，所以本节讨论中将一概采用无量纲变量的形式，为了避免重复，本节中将省去无量纲这一形容词。

### 12.7.1 压力比的选择

由于轴承的刚度决定加载后在机器中产生的变形，因此可以认为它是最重要的参数之一。所以最好在工作条件的某种组合下，能使轴承的刚度达到最大，这是合理的，而且是有利的。现在，由于毛细管补偿式轴承的刚度可用式(12.14b)表示，因此在给定的膜厚下，刚度仅为油腔压力的函数。将此式对 $\bar{p}$ 进行微分并使之等于零，可知当 $\bar{p}=0.500$ 时，刚度达到最大。将此 $\bar{p}$ 值代入式(12.14b)，可得毛细管补偿式轴承在膜厚 $\bar{h}$ 下的最大刚度为

$$\bar{S}_{max}=\frac{0.75}{\bar{h}} \tag{12.26}$$

同样，将式(12.20b)对 $\bar{p}$ 进行微分，可知当

$$\bar{p}^2-4\bar{p}+2=0$$

时小孔补偿式轴承的刚度达到最大。

此式的正根为 $2-(2)^{1/2}=0.586$，将此 $\bar{p}$ 值代入式(12.20b)，可得小孔补偿式轴承在膜厚 $\bar{h}$ 下的最大刚度式子：

$$\bar{S}_{max}=\frac{1.0296}{\bar{h}} \tag{12.27}$$

从式(12.24b)显而易见，恒流补偿式轴承的刚度并不是最大值，但随油腔压力作单调地增大。

我们现在可把膜厚定为1而不致丧失太多的原则性，以使上面导出的油腔压力最佳值成为轴承的压力比 $r$。用式(12.14b)、(12.20b)和(12.24b)分别计算了毛细管、小孔和恒流控制式轴承在各种压力比下的刚度后，就可绘出图12.7的曲线。图中示出毛

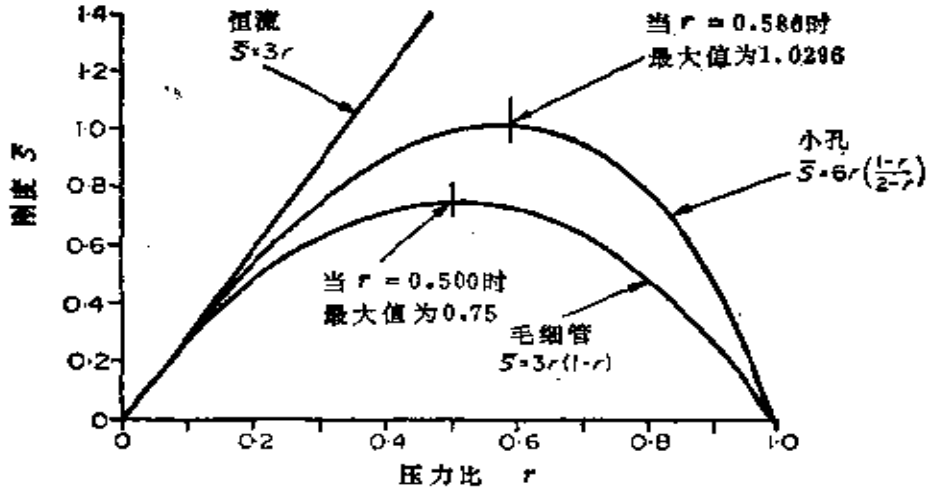



图 12.7 简单的恒流、毛细管和小孔补偿式流体静压推力轴承的压力比对刚度的影响

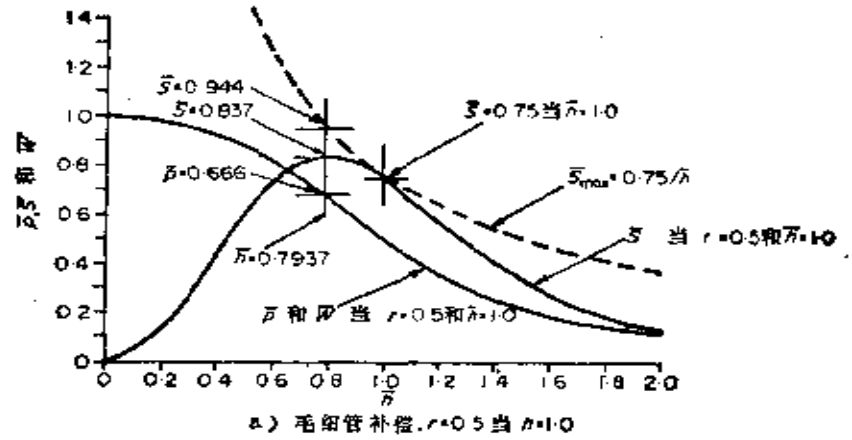
细管和小孔补偿式轴承的刚度在压力比的最佳值下达到最大值，值得注意的是，这两种轴承的刚度对压力比在最佳值 ±0.05 范围内的变化是较不灵敏的。恒流补偿式轴承的刚度则随压力比而急剧改变，如前面所述。

一个重要的实测结果是，在最有利的条件下，小孔控制式轴承的刚度大约比同等的毛细管控制式轴承大 33%，但是不言而喻，提高油腔压力必然会增大小孔控制式轴承工作时所需的油液流量。

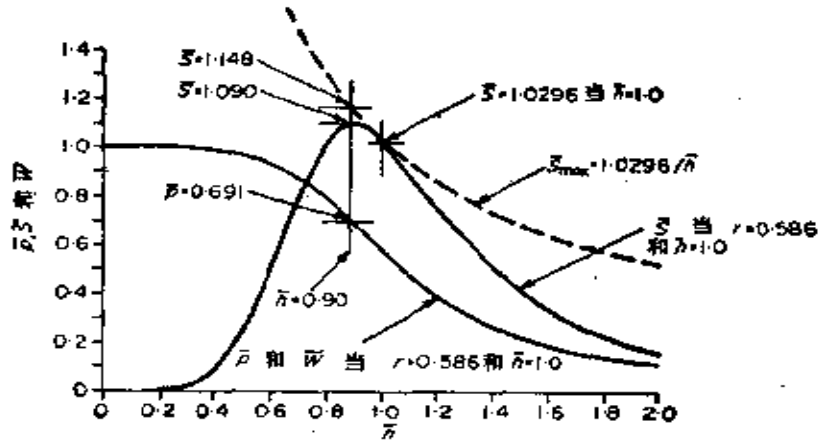
### 12.7.2 膜厚变化的影响

在上一节中，研究了各种轴承的工作性能，结果绘出了图 12.7 的曲线，以表示当膜厚保持为设计值 1 时压力比变化的影响，并作了讨论。假如毛细管和小孔控制式轴承，当设计膜厚为 1 时，压力比的最佳值分别为 0.5 和 0.586，那么研究轴承在膜厚随载荷的改变而偏离设计值时的工作性能是有重要意义的。

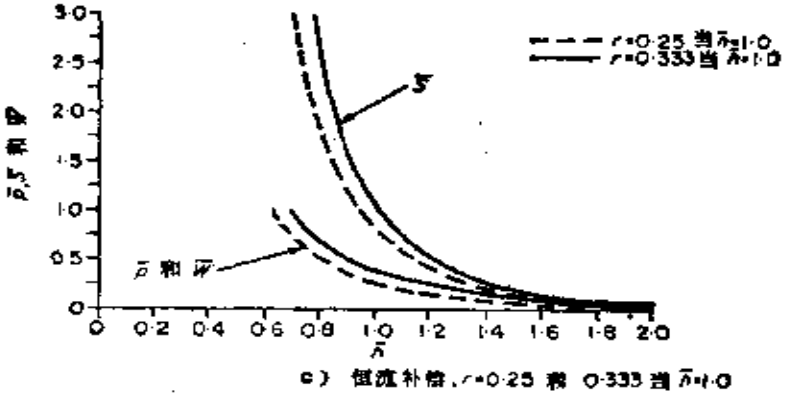
首先考虑毛细管控制式轴承，它在设计条件下工作时的压力比为 0.5，在式(12.12)或(12.13)中取 $r=0.5$ 可得油腔压力的变化曲线，从而得承载能力的变化曲线。然后在图 12.8a 中画出 $\bar{p}$ 和 $\overline{W}$ 的曲线，显而易见，当膜厚一减小到 0.6 以下时，油腔压力就




a) 毛细管补偿，$r$=0.5 当 $\bar{h}$=1.0




b) 小孔补偿，$r$=0.586 当 $\bar{h}$=1.0




c) 恒流补偿，$r$=0.25 和 0.333 当 $\bar{h}$=1.0

**图 12.8　补偿式轴承的特性曲线**

很快接近供油压力。另一方面，这种现象可解释为，当膜厚一旦变成小于 0.6 时，轴承就发挥了最大承载能力的大部分。

在式(12.14a)中取 $r=0.5$，可对刚度随膜厚而改变的情况进行研究，于是式(12.14a)成为

$$\bar{S}=-\frac{\partial\bar{W}}{\partial\bar{h}}=3\left(\frac{\bar{h}}{1+\bar{h}^3}\right)^2$$

在此式中代入各种 $\bar{h}$ 值，可得图 12.8a 中所绘出的曲线 $\bar{S}$。不用说，如式(12.26)所求得的，当 $\bar{h}=1$ 时刚度值为 0.75，但重要的是，当膜厚从此值减小时，刚度在随着膜厚趋近于零而急剧减小之前达到最大值。将上式对 $\bar{h}$ 进行微分，并使之等于零，可得刚度达到最大时的 $\bar{h}$ 值为 0.7937 $\left(\text{实际上为}\left(\frac{1}{2}\right)^{1/3}\right)$。将此 $\bar{h}$ 值代入上式可得最大刚度值为 0.837，但是只有在膜厚为 1 时压力比为 0.5 的轴承中才会产生这种特性。

值得注意的是，按式(12.12)求得的在这些条件下的油腔压力值为 0.666 (实际上为 2/3)。在文献中常将此数值错误地作为毛细管补偿式轴承刚度达到最大值时的压力比之值；现将此反常现象解释于下。

研究了式(12.26)可知，刚度最大值 $(-\partial\bar{W}/\partial h)_{max}$ 与膜厚 $\bar{h}$ 之间存在着双曲线关系。在图 12.8a 中还点绘了这一关系曲线。但必须懂得，轴承只有在其补偿元件不断更换，以保证在各种膜厚下油腔压力值均为 0.5 时，才会显示这一特性。因此，在膜厚为 0.7939 时刚度可以达到的真实最大值，或在任何其他膜厚下的刚度最大值，均可按式 (12.26) 求得。将 $\bar{h}=0.7937$ 代入此式可得，在此膜厚下的最大刚度为 0.944。这无疑大于当所选的轴承补偿元件仅在膜厚为 1 下产生 0.5 的油腔压力时，在此膜厚值下求得的 0.837。

由于对图 12.8a 中点绘的特性曲线所发表的论述和解释相当混乱，所以值得将上面的讨论概括如下：如果毛细管补偿式轴承的油腔压力在各种膜厚值下都调整为 0.5，则其刚度就可表示为式

(12.26) 的双曲线关系，即刚度随膜厚的减小而迅速增大。然而，如果在膜厚为 1 时将油腔压力选为 0.5，则轴承刚度就可用式 (12.14a) 来描述，在减小膜厚的最初，刚度增大，直到在膜厚为 0.7937 时刚度达到最大值，但是若再继续减小膜厚，则刚度迅速减小。在任何情况下，毛细管补偿式轴承所能产生的最大刚度就是按式(12.26)的双曲线关系求得的刚度。

对于小孔补偿式轴承的情况，可按同样的方法处理，例如在式 (12.19) 中取 $r=0.586$，就可研究油腔压力和承载能力随膜厚而变化的规律。结果，在图 12.8b 中绘出了 $\bar{p}$ 和 $\bar{W}$ 的曲线，可见随着膜厚的减小，轴承能发挥最大承载能力的大部分，甚至比毛细管控制式轴承的情况更快。

在式 (12.20a) 中取 $r=0.586$，或用式(12.20b)和式(12.19)联立解，可确定刚度随膜厚而变化的规律。结果如图 12.8b 中所绘的 $\bar{S}$ 曲线。此外，当膜厚 $\bar{h}$ 值约小于 0.8 时，刚度随膜厚而迅速减小，在这以前，此曲线有一最大值。将式(12.20a)对 $\bar{h}$ 进行微分，取 $r=0.586$，可得一难以处理的 $\bar{h}$ 值式子，在此 $\bar{h}$ 值下，刚度曲线具有最大值。然而，研究了图 12.8b 可知，当膜厚约为 0.9 时，刚度的最大值约为 1.09。

根据式(12.19)可求得在这些条件下的油腔压力为 0.691，在文献中也同样把这一数值错误地作为小孔补偿式轴承中产生最大刚度的压力比之值。

研究了式(12.27)的双曲线关系可知，在此膜厚下达到的最大刚度 $\bar{S}_{max}$ 可以稍高一些，即 1.148。

在讨论毛细管补偿式轴承的工作性能的同时，显而易见，小孔补偿式轴承只有在随着膜厚的改变而将油腔压力不断调节到 0.586 时，才能获得最大刚度 $\bar{S}_{max}$。如果所选的补偿元件仅在膜厚为 1 时产生 0.586 的压力比，则当膜厚减小到 0.900 左右时，刚度将增大到最大值 1.090；但是如果在此膜厚下将油腔压力调节到 0.586，则根据式 (12.27) 的双曲线关系，刚度将增大到 1.148。

根据 § 12.7.1 的理由显而易见，讨论恒流补偿式轴承的特性

时所用的压力比的选择方式，不象前面所讨论的其他两种轴承那样清楚。然而，为了比较起见，由式(12.24b)可知，当膜厚为1时，可取压力比为0.25，从而使恒流补偿式轴承的刚度等于毛细管控制式轴承的刚度，即0.75。于是，由式(12.23)可得油腔压力和承载能力的变化曲线，将此曲线和按式(12.24b)求得的同一压力比下的相应刚度一起点绘于图12.8c中。必须指出，这些曲线的终点为油腔压力值达到1时的膜厚值。

同样，研究轴承在压力比为0.333时的工作性能也很有用，此压力比能产生与小孔补偿式轴承大致相同的刚度，当膜厚为1时约为1.0。在图12.8c中也绘出了在此压力比下油腔压力和刚度随膜厚而变化的曲线。

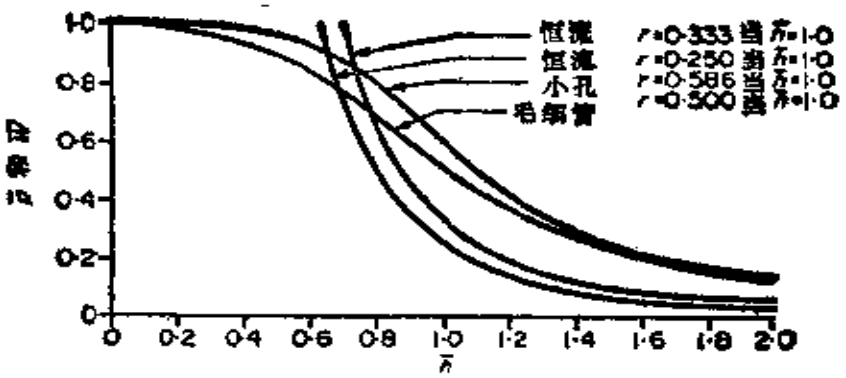
虽然压力比的选择方法好象有点任意，但是它们所得出的特性却可与其他两种轴承相比较；在下一节中将进行这种比较。

### 12.7.3 各种补偿型式的全面比较

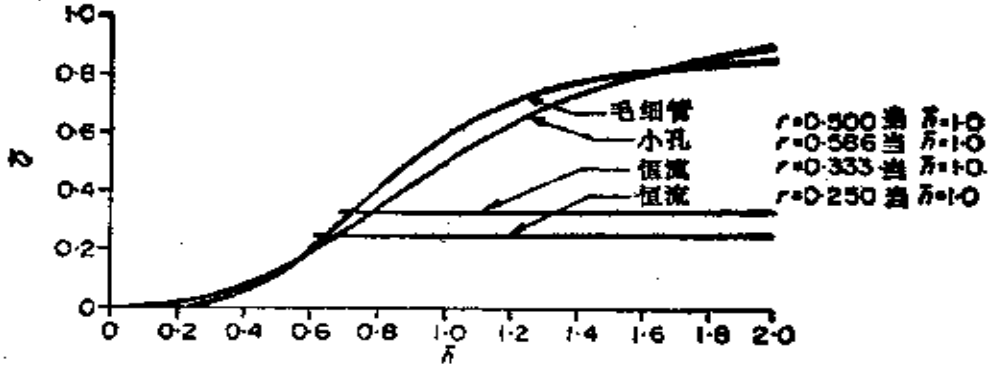
为了比较三种轴承而研究对应于各种膜厚的工作性能时，必须对其各自的压力比明确规定一些数值。根据前一节的结论，毛细管控制式和小孔控制式轴承的压力比已分别取为0.500和0.586，因为这些值表示膜厚为1时$\bar{S}_{max}$的相应值。恒流补偿式轴承的工作性能可在0.250和0.333这两种压力比下加以研究，如前一节中所指出，这两种压力比所产生的刚度值分别等于毛细管控制式和小孔控制式轴承在膜厚为1时获得的最大刚度值。

由于描述这三种轴承在这些条件下的工作性能的曲线(除流量的关系曲线外)已经作出，因此可把它们绘在一起，而作为一个整体来讨论。

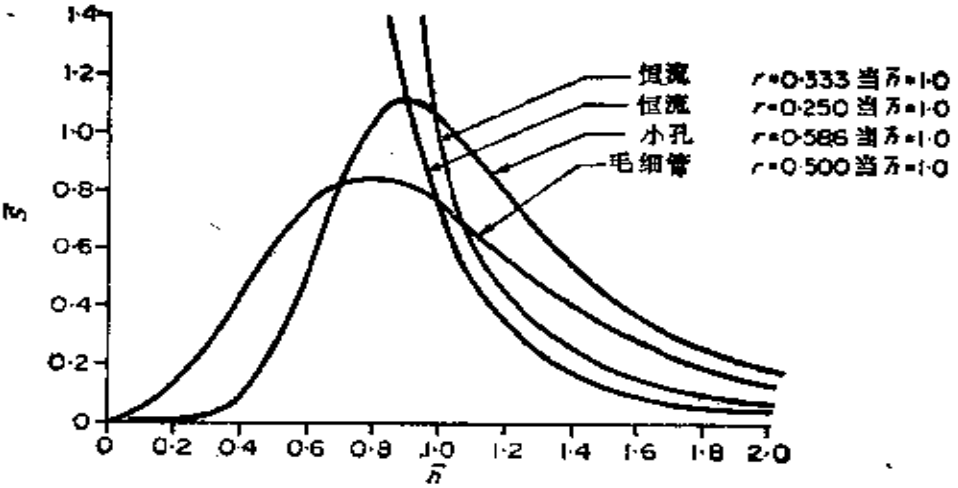
图12.9a表示上述四种情况下对应于各种膜厚的油腔压力与承载能力变化曲线。如前面所指出，在各种膜厚值下，小孔控制式轴承的最大承载能力利用率比毛细管控制式轴承高，但在其他方面，这两条曲线几乎没有差别。然而，恒流控制式轴承在压力比为0.250和0.333时的承载能力随着膜厚的减小而迅速增大，要比在恒压系统中工作的任何轴承迅速得多，但是根据定义，油腔压力




a) 承载能力




b) 流量




c) 刚度

图 12.9　轴承特性曲线的比较

不得超过 1，因此膜厚的减小受到严格的限制。于是，如果压力比为 0.25 的轴承的膜厚减小到 0.63 以下，则供油泵的工作压力一定会超过它所规定的实际限度。

对其他的重要特性，也要作这种研究，图 12.9b 表示恒流控制式轴承的流量随膜厚而变化的曲线，这些曲线的终点也同样为油腔压力值达到 1 时的膜厚值。如这种控制方式所预料的，超过这些膜厚时，流量必然恒定。还可看出，毛细管控制式与小孔控制式轴承工作时所需的油液流量相差较小，但是，有实用意义的还是，当膜厚减小时，有更多的油液直接从恒压控制阀流回此系统的油池，见图 12.1b。

在图 12.9c 中可以看出几个重要的特点，虽然当膜厚约为 1 时，小孔补偿与毛细管补偿相比，能提供较大的刚度，但是对于前者，刚度随膜厚的减小而降低得更快。所以实际上可能有帮助的是利用毛细管控制式轴承较为均匀的刚度。这种可能性一定要与以前看到的情况相比较，即小孔控制式轴承在各种膜厚下的承载能力要比毛细管补偿式轴承高。

图 12.9c 中所绘的恒流控制式轴承的曲线具有两个显著的特点。首先，可以看出，随着膜厚的减小，刚度按一定的增长率逐渐增大。其次，当膜厚正好小于 1 时，其刚度远大于小孔控制式或毛细管控制式轴承的刚度。应该记得，由于油腔压力不得超过 1，恒流控制式轴承的工作范围受到限制，所以该图所示的刚度迅速增大，必定在膜厚约为 0.63 和 0.70 时终止，这时相应的压力比为 0.25 和 0.333，如图 12.9b 所示。然而，只要常常能够严格限制膜厚的变化，在某些应用中就可以利用这种轴承而获得很高的刚度。

应当记得，前面对各种外压式轴承所作的讨论，是以压力比的特定值为根据，这些压力比虽然选择时有充分的理由，它们还是能明确地决定轴承的特性。由于压力比的变化影响着轴承的特性，研究轴承在其他压力比下的工作性能时，或许会对这一节所发表的意见提出异议。然而，这里已对外压式轴承在实践中可能采用的

压力比下的特性概貌和重要趋势作了介绍和讨论。

## §12.8 其他形状轴承的流量、载荷和功率因数

上面的讨论是以分析图 12.3 中的长矩形推力瓦块为根据的，显然，其他形状的轴承同样可以按适当的平面形状和边界条件求解拉普拉斯方程(12.1)来进行分析。然而，在这一节中将表明，引用载荷、流量和功率因数可使这种解的表示方法大大合理化，载荷、流量和功率因数只决定于轴承的形状，而与轴承的实际尺寸无关。

### 12.8.1 长矩形瓦块的流量、载荷和功率因数

前已指出，不论补偿方法如何，图 12.3 所示的一种长矩形瓦块的承载能力可表示为

$$W=L(l+b)p_r$$

鉴于瓦块的总面积 $A$ 为 $L(b+2l)$，我们可把上式改写成

$$W=(Ap_r)\bar{a} \tag{12.28}$$

式中 $\bar{a}$ 为长矩形瓦块的载荷因数，

$$\bar{a}=(l+b)/(2l+b),$$

或

$$\bar{a}=\frac{1+(b/l)}{2+(b/l)} \tag{12.29}$$

显然，$(b/l)$ 可从接近于零(对于宽支承面)变到很大值(窄支承面)，图 12.10 表示 $\bar{a}$ 在比值$(b/l)$的有效范围内的变化曲线。

同样，瓦块工作时所需的油液流量可按式(12.4)求得为

$$Q=\left(\frac{h^3p_r}{\eta}\right)\left(\frac{L}{6l}\right)$$

此外，因子$(L/6l)$可作为无量纲系数，它把瓦块的形状引入流量表达式，这样可写成

$$Q=\left(\frac{h^3p_r}{\eta}\right)\bar{q} \tag{12.30}$$

式中

$$\bar{q}=L/6l \tag{12.31}$$

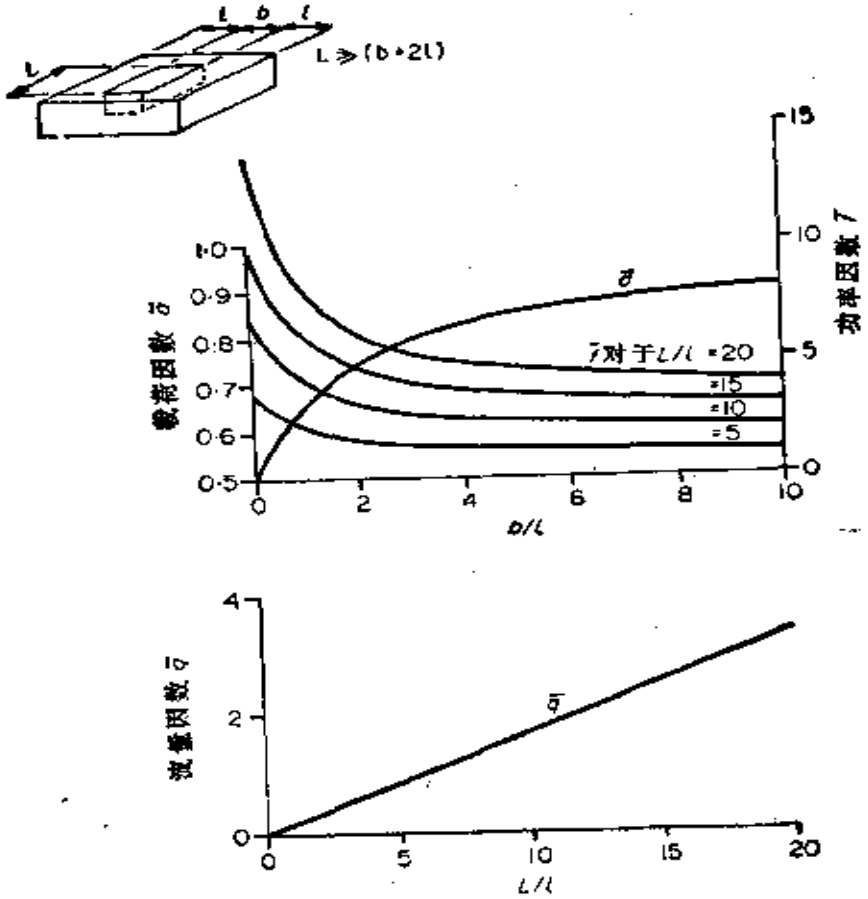



图 12.10　长矩形推力轴承的载荷、流量和功率因数

$\bar{q}$ 称为长矩形推力轴承的流量因数，图 12.10 还表示 $\bar{q}$ 在某些比值$(L/l)$下的变化曲线。

值得注意的是，具有这种形式的任何轴承的承载能力均可按式(12.28)求得，此式只含有轴承的总面积 $A$、油腔压力 $p_r$ 和对应于轴承形状的某种载荷因数 $\bar{a}$，即 $\bar{a}$ 值决定于比值$(b/l)$。同样，通过轴承的流量可按式(12.30)求得。因此，具有各种不同尺寸和形状的轴承的工作性能可根据这些式子连同图 12.10 的曲线推断而得。

人们常常要考虑推力轴承在某种应用中是否具有最合适的尺寸或形状。毫无疑问，在不同的应用场合，就应有不同的尺寸和形状，但是常常应该研究，当单位面积上的载荷已知时，轴承工作时所需的泵送功率如何随轴承形状的改变而改变。这时，所需的功

率 $P$ 仅为流量与供油压力的乘积，因此由式(12.30)得

$$P=\left(\frac{h^3p_s^2}{\eta}\right)\bar{p}\,\bar{q}$$

由式(12.28)可见

$$p_s=\left(\frac{W}{A}\right)\times\frac{1}{\bar{p}\,\bar{a}}$$

因此我们可写成

$$P=\frac{h^3}{\eta}\,\frac{1}{\bar{p}}\left(\frac{W}{A}\right)^2\left(\frac{\bar{q}}{\bar{a}^2}\right)$$

不要忘记无量纲油腔压力 $\bar{p}$ 应根据§ 12.7.1 中的理由来任意选择，当单位面积上的载荷 $W/A$ 已知而膜厚 $h$ 值和油液粘度 $\eta$ 值一定时，仅就轴承的几何形状而言，轴承工作时所需的功率只决定于因数 $\bar{q}/\bar{a}^2$，$\bar{q}/\bar{a}^2$ 称为功率因数 $\bar{f}$，于是

$$P=\frac{h^3}{\eta}\,\frac{1}{\bar{p}}\left(\frac{W}{A}\right)^2\bar{f} \tag{12.32}$$

式中

$$\bar{f}=\frac{\bar{q}}{\bar{a}^2} \tag{12.33}$$

联立式(12.29)、(12.31)和(12.33)可知，长矩形瓦块的功率因数为

$$\bar{f}=\left(\frac{L}{6l}\right)\left(\frac{2+b/l}{1+b/l}\right)^2 \tag{12.34}$$

图 12.10 中，将此参数在某些比值 $L/l$ 下的变化曲线表示为 $b/l$ 的函数。图 12.10 中所绘的曲线，能使长矩形瓦块的设计人员直接推断轴承形状变化对其工作性能的影响。

### 12.8.2 圆形瓦块的流量、载荷和功率因数

图 12.11 表示流体静压推力轴承的一种行之有效的形式，即环形瓦块。油液被送入半径为 $R_1$ 的中心油腔，再沿径向向外流到半径为 $R_2$ 的轴承周边。如果瓦块与其平面配合件间的均匀间隙为 $h$、油液粘度为 $\eta$ 和油腔压力为 $p_r$，就可以证明[3]，对于这种形状，由拉普拉斯方程的闭型解可得承载能力 $W$ 和流量 $Q$ 的式子如下

$$W=\pi R_2^2 p_r\left(\frac{1-R^2}{2\log_e(1/R)}\right)$$

$$Q=\frac{h^3}{\eta}p_r\left(\frac{\pi}{6}\times\frac{1}{\log_e(1/R)}\right)$$

式中 $R=R_1/R_2$，$R$ 为轴承的半径比，它可以充分描述轴承的形状。

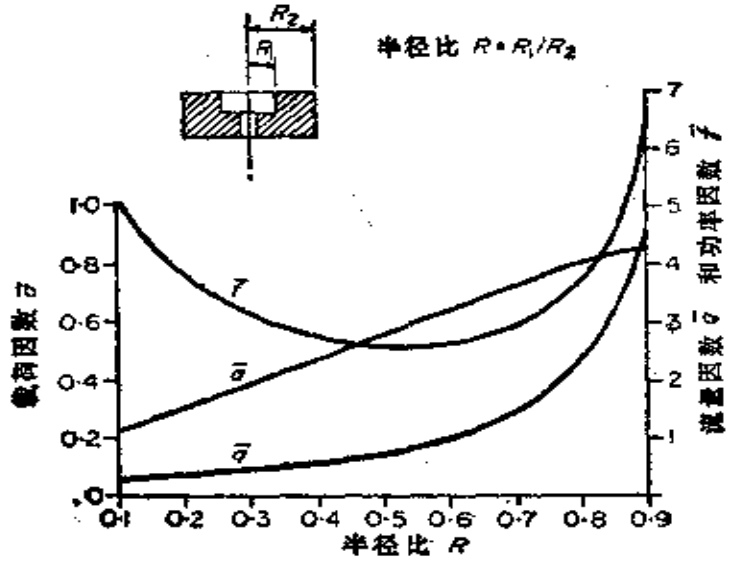



图 12.11　圆形推力轴承的载荷、流量和功率因数

将 $\pi R_2^2$ 作为轴承的总面积，并取

$$\bar{\alpha}=\frac{1-R^2}{2\log_e(1/R)} \tag{12.35a}$$

和

$$\bar{q}=\frac{\pi}{6}\times\frac{1}{\log_e(1/R)} \tag{12.35b}$$

上列 $W$ 式和 $Q$ 式就可以写成

$$W=(Ap_r)\bar{\alpha}$$

和

$$Q=\left(\frac{h^3p_r}{\eta}\right)\bar{q}$$

后面这两个式子分别与式(12.28)和(12.30)相同，式(12.28)和(12.30)是按长矩形瓦块导出的，当然，$\bar{\alpha}$ 和 $\bar{q}$ 值必须正确选择。由此可见，圆形推力轴承的功率消耗可按式(12.32)求得，不用说，只要功率因数 $\bar{f}$ 值为

$$\bar{f}=\frac{\bar{q}}{\bar{a}^2}=\frac{2\pi}{3}\cdot\frac{\log_e(1/R)}{(1-R^2)^2} \tag{12.35c}$$

图 12.11 表示圆形瓦块各因数 $\bar{a}$、$\bar{q}$ 和 $\bar{f}$ 在各种半径比 $R$ 下的变化曲线，应该看出，功率因数在半径比约为 0.54 时达到最小。在选择轴承尺寸的设计阶段，这种推论常常是有用的。

### 12.8.3 形状较复杂的典型轴承的载荷、流量和功率因数

对于迄今所研究的长矩形和圆形推力轴承，要求得载荷、

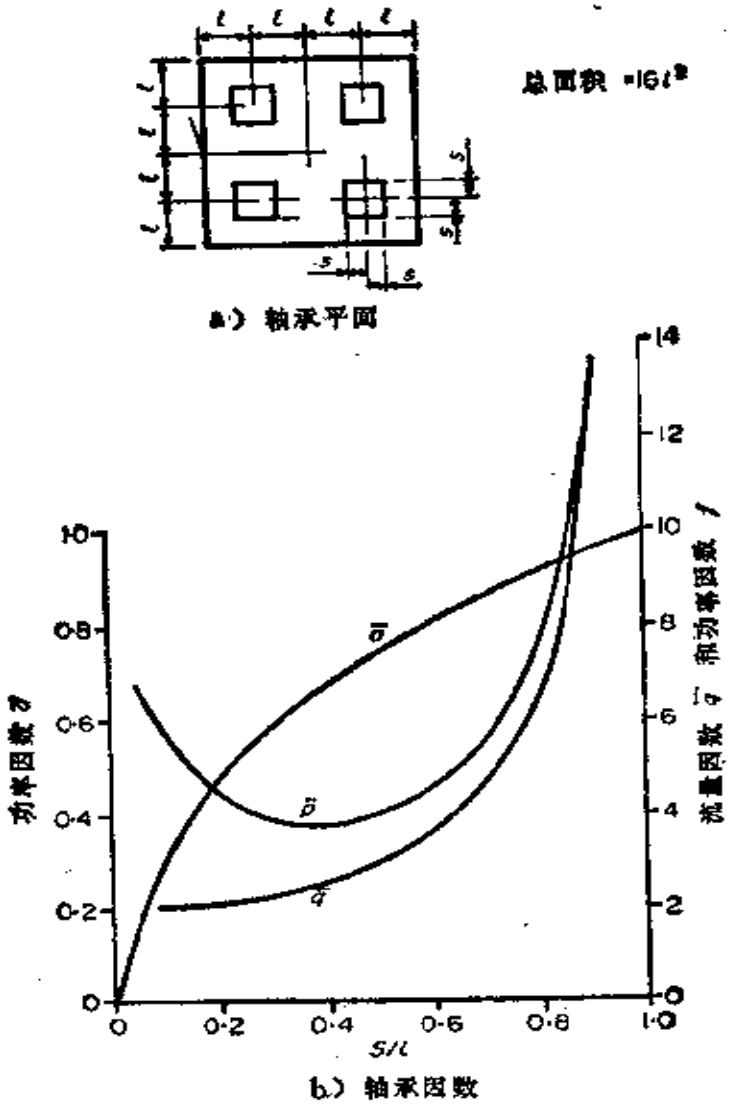



图 12.12 具有四个等距方腔的方形推力轴承的载荷、流量和功率因数

流量和功率因数的闭型式子是比较简单的。然而，实际上有许多有用的平面形式不能作简单的分析，因此这三个因数必须用较先进的方法来求值，例如借助于导片模拟或用数字计算法来求值。

这类轴承的一个例子是图 12.12a 所示的边长为 $4l$ 的方形推力瓦块。此瓦块含有四个间距相等而边长为 $2s$ 的油腔，其总面积 $A$ 为 $16l^2$。设四个油腔中的压力都达到同一 $p_s$ 值，因此其承载能力可按式(12.28)求得，其流量可按式(12.30)求得，其功率消耗可按式 (12.32) 求得，只要在这些式子中分别引用相应的 $\bar{a}$、$\bar{q}$ 和 $\bar{f}$ 值即可。显然，此轴承中的流动形式和压力分布很为复杂，对于这三个因数不能导出精确的闭型式子。然而，由于这些参数之值已用先进方法[4]算出，因此它们可以作为比值 $(s/l)$ 的函数表示为线图形式，单靠比值$(s/l)$就能决定轴承的形状。在图 12.12b 中绘出这些曲线，将这些曲线上相应的 $\bar{a}$、$\bar{q}$ 和 $\bar{f}$ 值分别代入式 (12.28)、(12.30)和(12.32)，就可直接推断这种形状轴承在任何尺寸下的工作性能。在给定的单位面积载荷下，当比值$(s/l)$约为 0.4 时，功率消耗达到最小，这一点也是有实用价值的。

其他许多有用形状的推力轴承的载荷、流量和功率因数可在文献中查到，但在应用这些参数时必须小心，因为某些常数不一定含在这些参数的定义中，例如式 (12.35b) 的常数 $\pi/6$ 有时就不是含在 $\bar{q}$ 中，而是含在式(12.30)中。用了载荷、流量和功率因数，就能大大加以简化，更重要的是，甚至在一些复杂的情况下也能使之通用化；在下节中将举一例子说明它们在单个可倾瓦块推力轴承中的应用。

最后，由于在§ 12.7 中讨论补偿问题时已用了式 (12.16) 中列出的承载能力、刚度和流量的通式，因此把这些参数与这里所引用的载荷和流量因数联系起来是有意义的。

回忆式(12.16)，长矩形轴承的承载能力表示为

$$W = p_s L(b+l)\overline{W}$$

引用载荷因数 $\bar{a}$ 和总面积 $A$，得

$$W = p_s A\bar{a}\overline{W}$$

或
$$\left(\frac{W}{p_s A}\right)=\bar{a}\,\overline{W}$$

参数$(W/p_sA)$为无量纲载荷的另一形式，常用于研究流体静压轴承。它可以解释为轴承的有效性，因为当轴承的总面积 $A$ 上受到供油压力 $p_s$ 时，它就等于轴承实际承受的载荷与应该承受的载荷之比。于是，取 $W'=(W/p_sA)$，可得两个无量纲载荷参数之间的关系为

$$W'=\bar{a}\overline{W} \tag{12.36a}$$

考虑到在 § 12.6.2 中，$\overline{W}=\bar{p}$，得

$$W'=\bar{a}\bar{p} \tag{12.36b}$$

根据同样理由可知，式 (12.16) 中所定义的无量纲刚度与 $W'$ 的关系为

$$-\frac{\partial W'}{\partial \bar{h}}=\frac{-\partial \overline{W}/\partial \bar{h}}{(p_sA/h_0)}=\bar{a}\bar{S} \tag{12.37a}$$

或

$$\frac{\partial W'}{\partial \bar{h}}=\bar{a}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{h}} \tag{12.37b}$$

无量纲流量与流量因数的关系为

$$Q'=\frac{Q}{\left(\frac{h_0^3 p_s}{\eta}\right)}=\bar{q}\overline{Q} \tag{12.38}$$

## § 12.9 推力轴承的滑动影响

迄今为止，我们只研究流体静压推力轴承在静态下的工作，即轴承两表面无相对运动的情况。然而，实际上，轴承需要在动态下工作，因此我们现在必须研究因轴承表面作相对运动而产生的影响。

轴承表面的任何相对运动都可分成两部分，即法向速度部分和滑动部分，它们的影响可分别加以研究。法向速度产生在轴承承受变载荷时，其影响是改变轴承中的压力分布，这种影响称为挤压作用。由此引起的压力变化产生了力，此力与挤压速度成正比，其方向与轴承表面的运动方向相反。因此，流体静压轴承生来就

有粘滞阻尼。对流体静压轴承的这一特征进行充分论述，不属本书范围，但在大多数应用中，动载荷是次要的，常可忽略不计。然而，滑动影响却不能这样简单地处理。

### 12.9.1 流体静压推力轴承的摩擦力

图 12.13 所示的简单圆形推力瓦块很适宜于支承轴一类的回转件。当轴不转时，润滑油从油腔沿径向流出，但是回转时会产生圆周速度。圆周速度沿着润滑膜作线性变化，如图 12.13a 所示，这种剪切作用会产生与回转方向相反的剪应力。对于牛顿润滑剂，剪应力 $\tau$ 可表示为[2]

$$\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$$

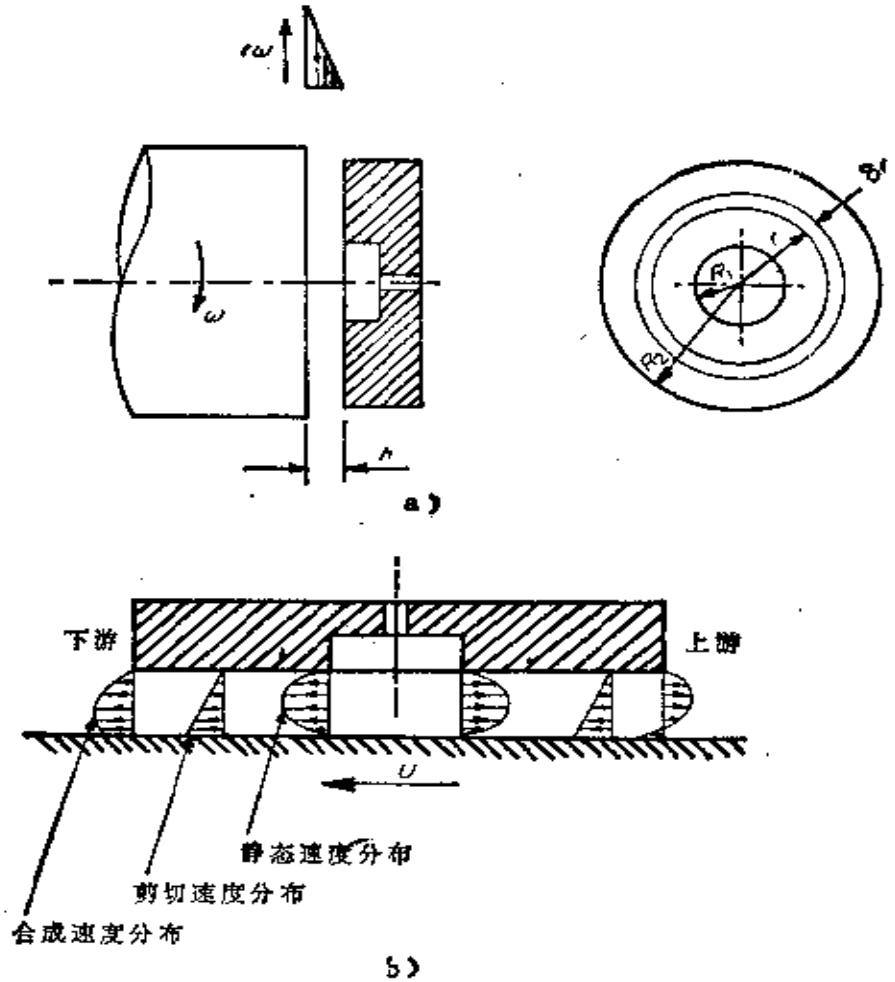



图 12.13 推力轴承中滑动速度的影响

式中 $\eta$ 为润滑剂的动力粘度，$\partial u/\partial y$ 为速度梯度。这时，在任意半径 $r$ 处，速度梯度在圆周方向并不改变，其大小等于 $\omega r/h$；在半径 $r$ 处的剪应力可表示为

$$\tau=\eta\frac{\omega r}{h}$$

此剪应力作用在回转件的表面上，产生一阻止运动的力矩，即摩擦力矩。油腔深度通常比轴承间隙大得多，因此油腔面积上的剪应力与支承面积上的剪应力相比，通常可忽略不计。为了计算摩擦力矩，现来研究一半径为 $r$、宽度为 $\delta r$ 的圆环元。此单元所产生的剪力矩为 $(\tau\times 2\pi r\delta r\times r)$，将此力矩沿支承面积进行积分，可得总摩擦力矩 $T$ 为

$$T=\int_{R_1}^{R_2}2\pi\tau r^2\,\mathrm{d}r=\int_{R_1}^{R_2}\frac{2\pi\eta\omega r^3\mathrm{d}r}{h}=\frac{\pi\eta\omega(R_2^4-R_1^4)}{2h}$$

(12.39)

对于导轨中用的推力轴承，运动不是回转运动，而是直线运动，这样就产生一些附加的影响。在回转的例子中，表面的运动方向与流动方向相垂直，但是在直线滑动中，运动方向与流动方向相同。现在来研究一维推力瓦块的例子，在此瓦块中，配合平面沿油腔轴线的垂直方向滑动。在无滑动的静止状态下，沿润滑膜的速度分布为抛物线形，如图 12.13b 所示。显然，每个支承表面上的速度梯度都不是零，所以有剪应力作用在这些表面上，从而产生力，力图推动它们沿流动方向运动。然而，由于对称，两支承面上的力大小相等而方向相反，因而轴承上的净剪力为零。发生滑动时，直线速度分布就与抛物线分布相迭加，以致合成速度分布如图 12.13b 所示。应该指出，两支承面的速度分布是不同的，因而产生一净摩擦力来阻止滑动表面运动。由于系统为线性的，我们可以只考虑造成线性的一个因素，即由滑动作用引起的线性速度分布来计算摩擦力。由滑动作用引起的剪应力可表示为

$$\tau=\eta\frac{U}{h}$$

由于此应力沿支承面积不变，因此总摩擦力 $F$ 可表示为

$$F=\frac{A_t\eta U}{h} \tag{12.40}$$

式中 $A_t$ 为总的支承面积。上式仍假设油腔深度与膜厚相比很大，因而油腔面积上的剪力可忽略不计。

虽然上面所讨论的是一维轴承，但式(12.40)也能应用于任何形状的轴承。

### 12.9.2 滑动对流量的影响

除摩擦影响外，滑动也会改变轴承间隙中的流量。在静止状态下，从一维轴承(图 12.13b) 两边流出的流量是相等的。发生滑动时，剪切流量就与静流量相迭加。如果流入单位长轴承的总静流量为 $Q$，则每个支承面上的静流量为 $Q/2$。剪切流量等于平均剪切速度乘以流动面积，对于线性速度分布，轴承单位长度上的剪切流量为 $Uh/2$。由于滑动，轴承上游支承面上的剪切流量使静流量减小，因而此支承面上的净流出量为 $\frac{Q}{2}-\frac{Uh}{2}$。在下游边，剪切流量使原有的流量增多，造成 $\frac{Q}{2}+\frac{Uh}{2}$。存在这种情况时，流入轴承的总流量为

$$\left(\frac{Q}{2}+\frac{Uh}{2}\right)+\left(\frac{Q}{2}-\frac{Uh}{2}\right)=Q$$

即流入量与它在静止状态下一样。由于剪切流量取决于滑动速度，因此有可能发生 $Uh/2=Q/2$ 的情况，于是从轴承上游边流出的流量为零。如果滑动速度增大到超过这一点，从上游边流出的流量就成为负值，即向内流向油腔。只有在接近轴承的滑动面上存在充分的润滑剂，足以提供所需的流入量时，才会发生这种情况。如果接近的表面上无润滑剂或润滑剂不足，上述论点就不再成立，因而上游支承面上的状况发生变化，结果是润滑膜不再延伸到轴承的边缘。这种现象称为润滑膜倒退，倒退的程度随着滑动速度而增大。出现润滑膜倒退时，轴承的承载能力减小，更重要的是会发生空气进入油腔而引起轴承损坏的危险。毫无疑问，这种

情况必须予以防止，简单的办法是在轴承的上游边缘上引入一低压润滑油源，以供应所需的流入量，从而防止空气带入。

润滑膜倒退不限于一维轴承，任何形状的轴承都会发生，但是在其他情况下，发生润滑膜倒退的判据要比一维轴承复杂。

### 12.9.3 推力轴承的非平行运转

设计运转时膜厚均匀即轴承两表面平行的流体静压推力轴承，是很方便的，而且是常规的做法，因为这样既简化了制造，又简化了性能分析。然而，在实践中要永远做到平行运转是完全不可能的。制造平的推力轴承面是相当简单的，但是有了制造公差和装配误差就很难保证装配时轴承表面平行；即使能做到平行，运转中也会发生由于加载和有热效应而引起的结构偏斜。轴承表面的偏斜会引起轴承间隙的复杂变化，这种变化又使轴承在静止和滑动状态下的性能发生很大的变化。

间隙不均匀的一个简单而常见的例子是因倾斜而发生的情况，这时两个表面均为平面，但相互倾斜，如图 12.14 所示。为了估计倾斜对轴承工作性能可能产生的影响，我们来研究一简单的圆形推力瓦块，一开始我们只考虑静态工作。当轴承表面平行时，压力分布对称于轴承中心线，但倾斜时，情况就不同了。在油腔面积上，倾斜的影响可忽略不计，因而压力基本上保持均匀。在支承面上，流过收敛间隙时，压力增大；流过发散间隙时，压力减小。非对称的压力分布产生一力矩，力使轴承处于平行状态，但是此力矩很小，其影响通常可忽略不计，然而，这时承载能力和流量的变化却非常之大。

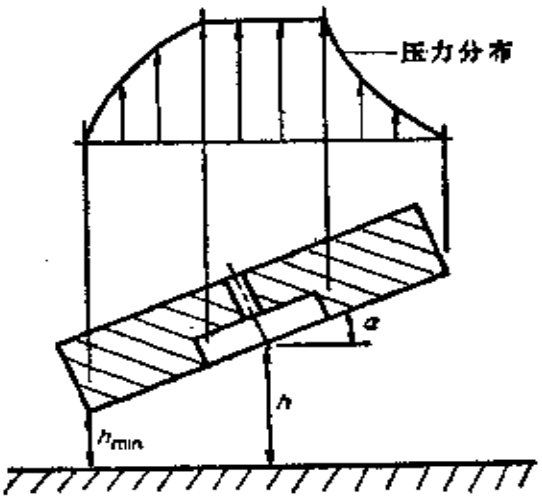


图 12.14 倾斜对压力分布的影响

前已指出，平行推力轴承的承载能力和流量可表示为下列形

式[5]：

$$W=(p_r A)\bar{a}$$

$$Q=\left(\frac{p_r h^3}{\eta}\right)\bar{q}$$

这些方程能被推广到倾斜运转的情况。在平行状态下，$\bar{a}$ 和 $\bar{q}$ 仅为轴承几何尺寸的函数，这时完全可用半径比来加以描述，即式(12.35)成为

$$\bar{a}_0=\frac{(1-R^2)}{2\log_e\left(\frac{1}{R}\right)}$$

$$\bar{q}_0=\frac{\pi}{6\log_e\left(\frac{1}{R}\right)}$$

式中引用下标 0 来表示平行状态。发生倾斜时，$\bar{a}_0$ 和 $\bar{q}_0$ 均须加以修正，其影响可用下列倾斜参数来加以描述：

$$\bar{\alpha}=\frac{\alpha R_2}{h}$$

式中 $\alpha$ 为倾斜角(以半径表示)，$h$ 为轴承中心处的有效间隙，如图 12.14 所示。倾斜时，$\bar{a}$ 和 $\bar{q}$ 均大于平行表面的相应值，如图 12.15a 和 b 所示，其变化大小决定于半径比。当半径比很小时，$\bar{a}$ 的增量最大，可达 15%，而 $\bar{q}$ 的变化能够大到 100%，它随半径比的增大而增大。

图 12.15a 和 b 的数据可专供设计倾斜运转的轴承时使用，但这不是目前正规的做法，更为有用的是研究按平行状态设计的轴承在发生不可避免的倾斜时其运转情况如何变化，图 12.15c～f 表示了这些影响。应当指出，我们现在所考虑的是倾斜对整个轴承系统的影响，这些影响取决于压力比，而与瓦块的载荷和流量系数无关。图 12.15c～f 所示的曲线适用于从恒压源供油的毛细管补偿式轴承，但对于小孔补偿式轴承可获得同样的曲线。除半径比很小的情况外，中心间隙总是小于平行的设计间隙(图 12.15c)。间隙的这些变化通常是很小的，但是当它们和倾斜的影响合在一起时，即使倾斜参数值不大，也会产生很小的最小间隙而引起危

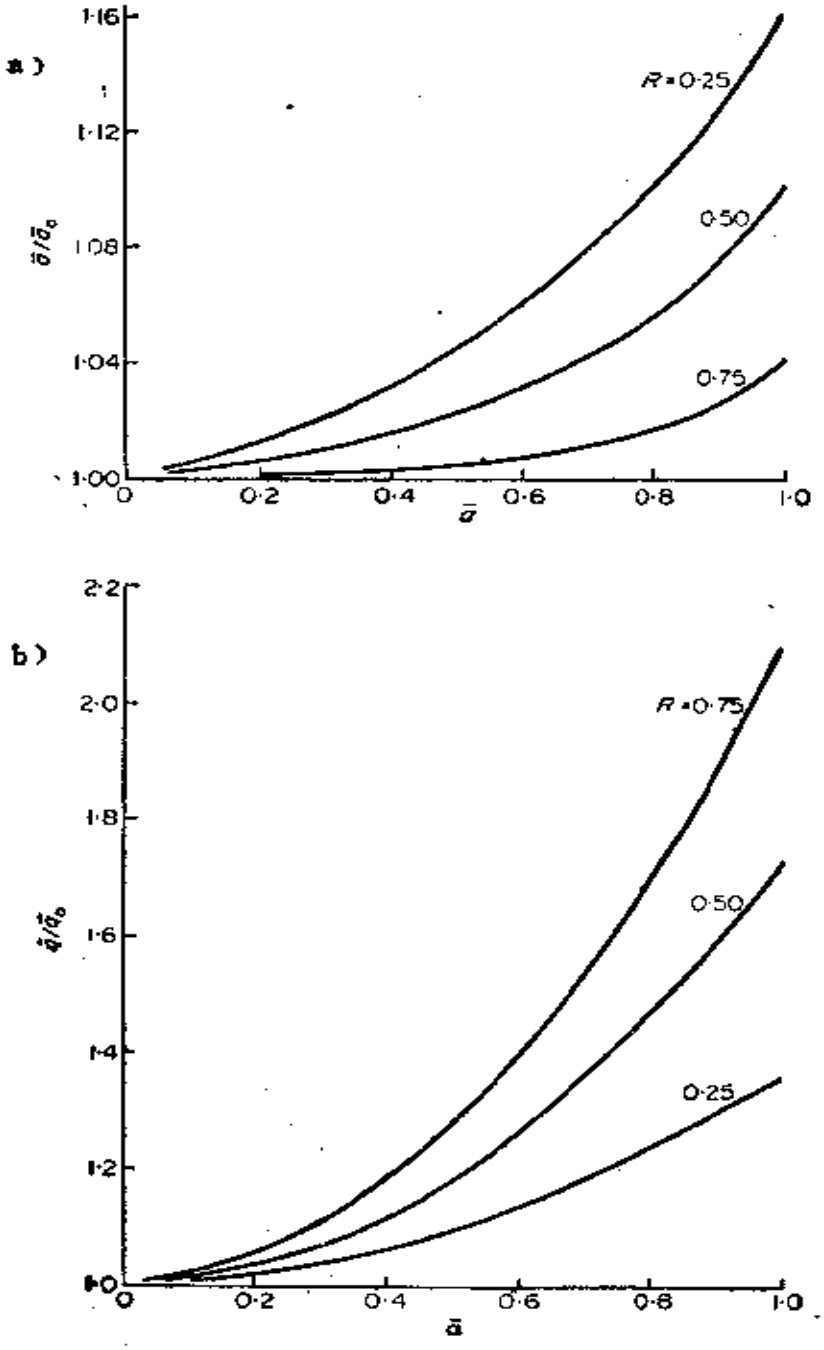

a)
1·16
1·12
1·08
1·04
1·00
$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_0$
R=0·25
0·50
0·75
0
0·2
0·4
0·6
0·8
1·0
$\bar{a}$
b)
2·2
2·0
1·8
1·6
1·4
1·2
1·0
$\dot{\varphi}/\dot{\varphi}_0$
R=0·75
0·50
0·25
0
0·2
0·4
0·6
0·8
1·0
$\bar{a}$

图 12.15(1)

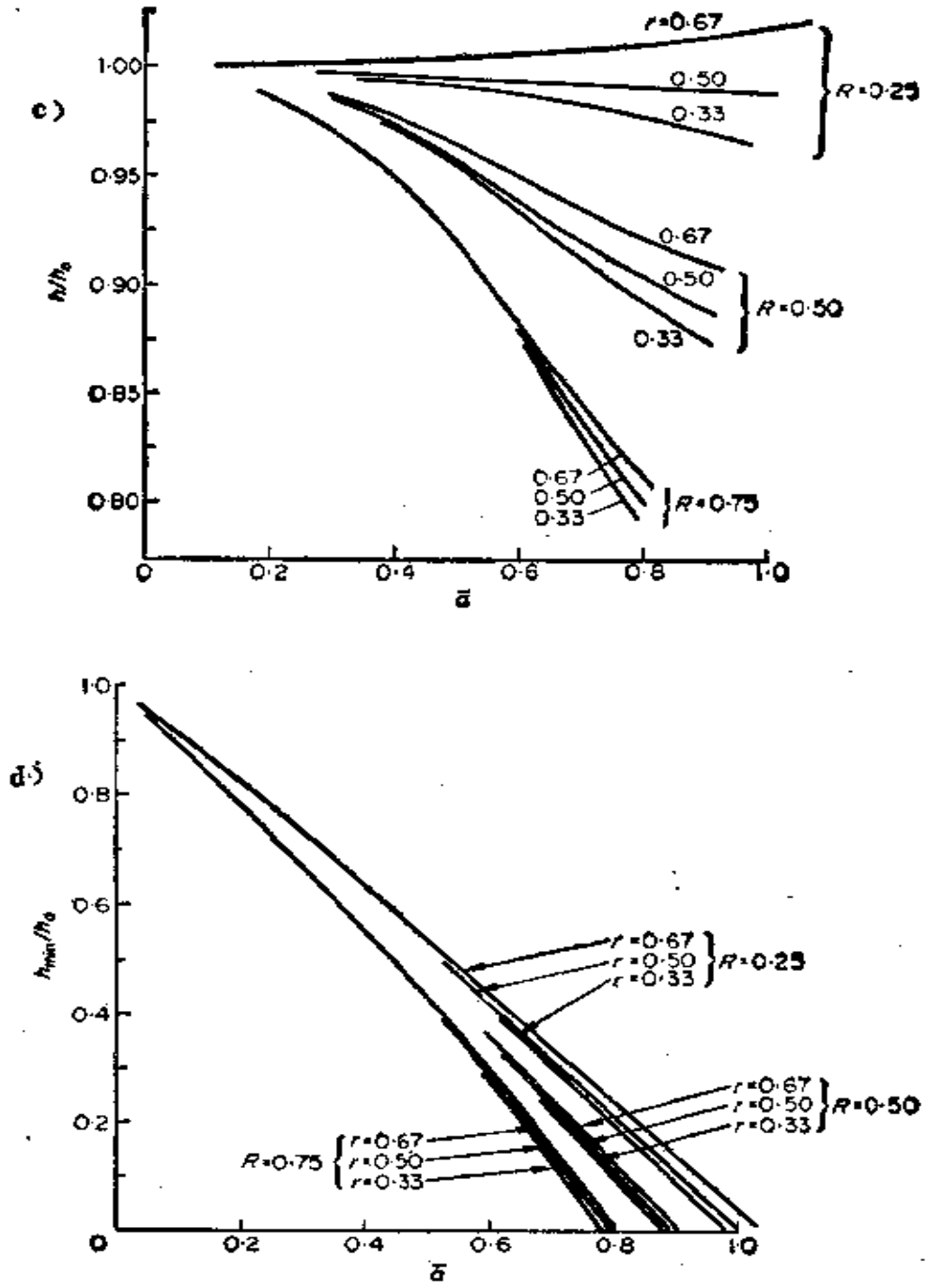

c)
1·00
0·95
0·90
0·85
0·80
h/h₀
r=0·67
0·50
0·33
R=0·25
0·67
0·50
0·33
R=0·50
0·67
0·50
0·33
R=0·75
0
0·2
0·4
0·6
0·8
1·0
ā
d)
1·0
0·8
0·6
0·4
0·2
0
h_min/h₀
r=0·67
r=0·50
r=0·33
R=0·25
r=0·67
r=0·50
r=0·33
R=0·50
R=0·75
r=0·67
r=0·50
r=0·33
0·2
0·4
0·6
0·8
1·0
ā

图 12.15(2)

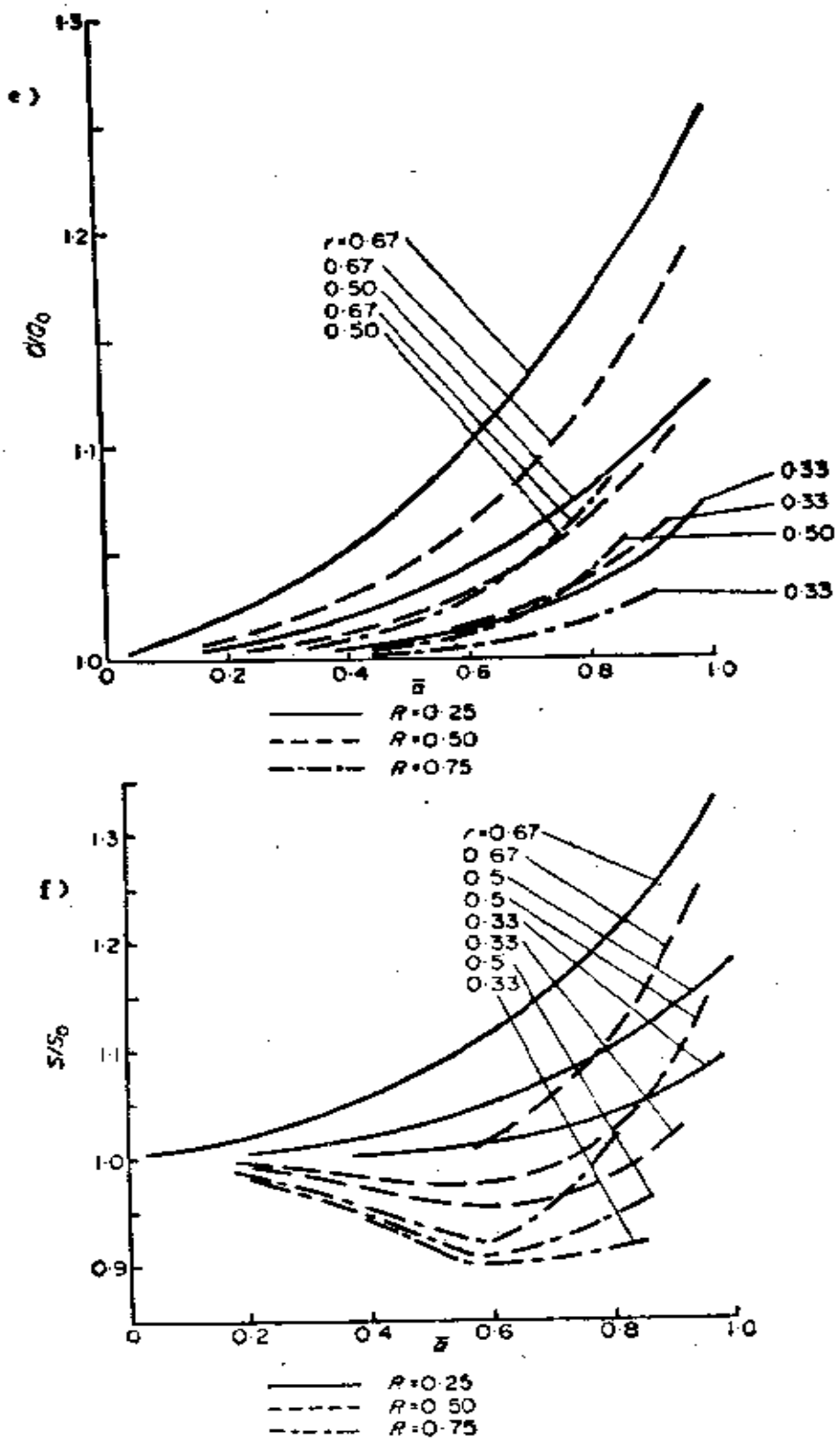



图 12.15(3)　倾斜瓦块的特性曲线

险，如图 12.15d 所示。设计流量的变化通常比按流量参数变化所预料的要小，但流量的增量仍能达到 20～30% 之多(图 12.15e)。倾斜轴承的静刚度取决于半径比、压力比和倾斜参数的组合，可以大于或小于设计刚度。

图 12.15 的数据是针对倾斜的圆形推力瓦块得出的，但是它却表明了倾斜对其他形状轴承的静态特性的影响。

引起滑动时，倾斜的影响更为明显。间隙不均匀会产生流体动压力，它与流体静压力相迭加，这些压力能使轴承发生很大的变化。当倾斜和滑动产生收敛的润滑膜时，会产生正的流体动压力，从而提高承载能力。所以能用较小的油腔压力支承同样的载荷，但是这又会增加补偿式节流器两端的压力降，结果使流量增多，同时也使膜厚增大。当倾斜和滑动产生发散的润滑膜时，流体动压作用使支承面上的压力减小，从而降低承载能力。为了支承同样的载荷，必须增加油腔压力，因此流量减少而膜厚减小。

由于流体动压作用，支承面上的压力可能局部地降至润滑剂的汽化压力(对于油接近于绝对零度)，这样就产生了气穴现象，从而使轴承的工作性能发生更大的变化。倾斜滑动轴承的特性也会因边界倒退而发生更大的变化，除非已采取了前面所述的预防措施。关于倾斜滑动轴承工作性能的更详细论述见参考文献 [6] 和 [7]。

## § 12.10 流体静压径向轴承

迄今所述的流体静压推力瓦块，其型式已经有了显著而实用的发展，这就是将它们应用于支承回转圆轴。流体静压径向轴承的工作原理与推力轴承相同，但是其工作性能、分析和设计因有下面两个主要因素而变得更加复杂：

(i) 除了空载下的同心位置外，轴承中的膜厚是不均匀的。

(ii) 轴的回转造成轴与轴承之间有较高的相对速度。这样就大大改变了轴承内部的压力分布。

流体静压径向轴承与其他各种型式的流体膜径向轴承相比有

两个优点：即使在速度为零时，其承载能力和径向刚度也很高；以及运转时摩擦力矩很小。当轴的速度为零时，摩擦力矩也为零，这一点是独一无二的，单凭这一点，常在某些应用中选择流体静压径向轴承。

本节将阐述径向轴承结构的发展过程和几种重要型式的工作性能。

### 12.10.1 径向轴承的发展过程

一般认为，流体静压径向轴承有下面两大类：

(i) 多瓦轴承[8]，它由一个或几个曲面推力瓦块所组成；

(ii) 多腔轴承[9]，其中各瓦块几乎难以区分。

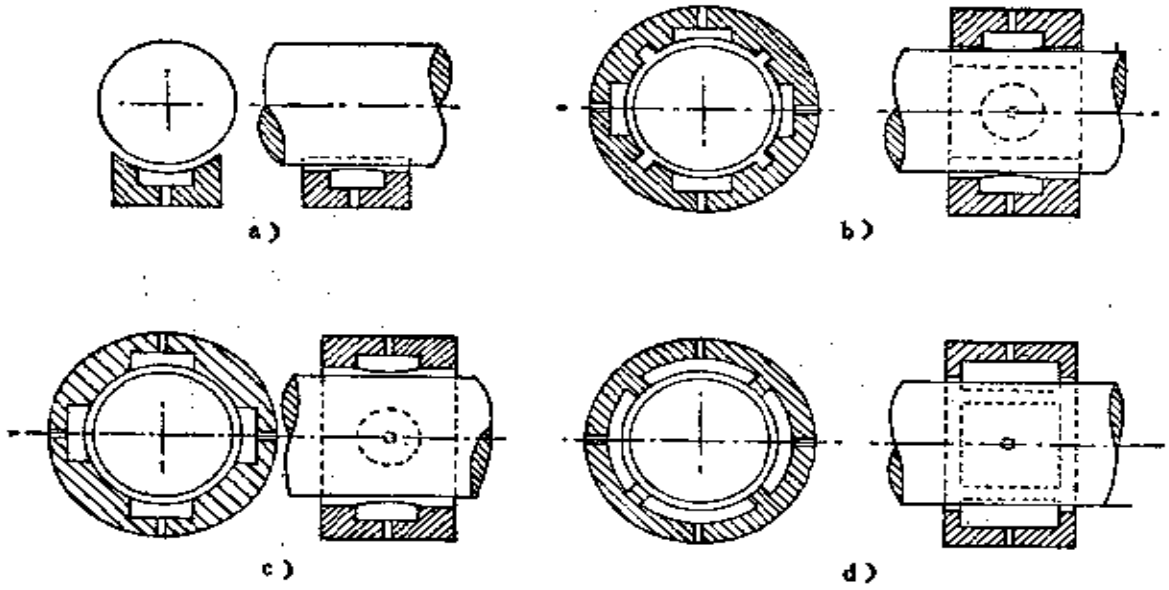



图 12.16 流体静压径向轴承的发展过程

图 12.16a 表示一单瓦径向轴承。这种轴承有一简单的曲面轴瓦，其形状与轴的曲面相适应，但是径向载荷的作用方向显然受到严格的限制。图 12.16b 表示一典型的多瓦轴承，虽然在任何半径方向都能提供有效的承载能力，但是可以看出这种设计具有两个不合需要的特征。首先，相邻瓦块之间的排油槽为低压区，所以对轴承的承载能力毫无帮助。其次，很难作恰当的分析，所以很难做到良好的设计，这是因为即使是轴在不转而且同心时，也很难预

测轴承支承面上的流动形式和压力分布。

研制出图 12.16c 所示的结构，就可以使上述第一个特征获得改善。这种轴承没有排油槽，因此在油腔之间形成连续的支承面，这样就增大了有效的高压面积而减少了轴承工作时所需的流量。当这种轴承走向极端时，可以获得图 12.16d 的形状，这时所具有的优点如下：

(i) 较大的油囊形成了高压区，从而提供良好的承载能力和刚度。

(ii) 由于支承面与其长度相比很狭，因此可用 § 12.4 所述的简单一维粘滞流动理论来描述轴承内油液的流动。

(iii) 根据上面(ii)的假设和 § 12.9.2 的推论，有可能用简单方法研究轴的回转对轴承内油液流动的影响。

在后面几节中将简要地论述上面所介绍的几种径向轴承。

### 12.10.2 具有独立瓦块的径向轴承——多瓦轴承

图 12.17 的轴承含有 $N$ 个等距的独立瓦块，各瓦块的形状相同而总面积为 $A$。本节通过研究这种轴承来介绍图 12.16b 所示的普通型轴承的分析方法。假设作用在固定轴上的载荷 $W$ 与通过瓦块 1 中心线所作的垂直线成 $\phi$ 角，而瓦块按顺时针方向依次编号，于是瓦块的周节中心角为 $2\pi/N$。此外，还可以假设轴的中心线移到轴承内某一位置，此位置用偏心率 $e$ 和偏位角 $\alpha$ 表示。如果轴和轴承处于空载同心位置时两者之间的半径间隙为 $c$，则在承载状态下的偏心率 $e$ 可定义为轴和轴承的中心距与间隙 $c$

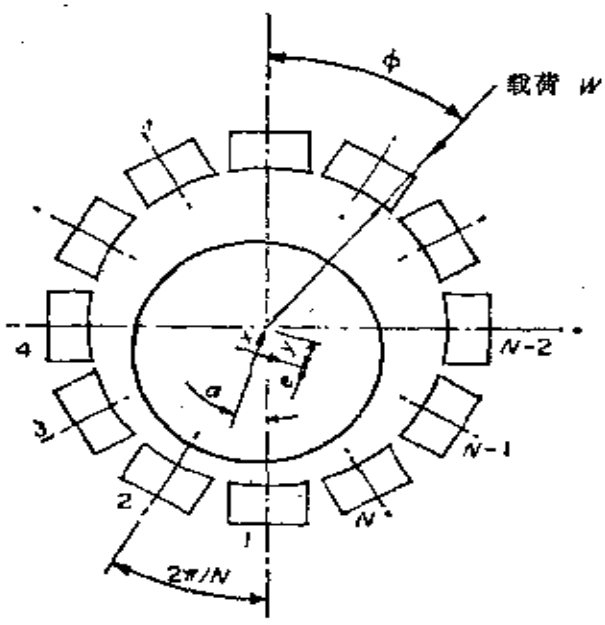



图 12.17 具有 $N$ 个独立瓦块的流体静压径向轴承

之比。

研究了轴承的几何形状后可知，原膜厚 $c$ 沿着第 $i$ 个瓦块中心线的减量可表示为

$$\frac{\delta h_i}{c}=e\cos\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right]$$

现在假设每个瓦块的刚度可按式(12.37a)求得为

$$\frac{\partial W}{\partial h}=\left(\frac{p_s A}{c}\right)\left(\frac{\partial W'}{\partial \bar{h}}\right)=\left(\frac{p_s A}{c}\right)\bar{a}\left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{h}}\right)$$

式中 $\bar{a}$ 为各个瓦块的载荷因数，$\partial\bar{p}/\partial\bar{h}$ 取决于所用的补偿型式。我们记得，对于毛细管、小孔和恒流补偿，$\partial\bar{p}/\partial\bar{h}$ 通常可分别按式(12.14b)、(12.20b) 和 (12.24b) 求得。

这样，由于轴的运动，第 $i$ 个瓦块所产生的附加径向载荷 $W_i$ 可简单地表示为

$$W_i=\left(\frac{\partial W}{\partial h}\right)_i\times\delta h_i$$

或

$$W_i=\left(\frac{p_s A}{c}\right)\bar{a}\left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{h}}\right)\times ce\cos\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right] \quad (12.41)$$

参看图 12.17 可知，此力沿中心线方向和中心线垂直方向的分量分别为 $W_i\cos[(2\pi/N)(i-1)-\alpha]$ 和 $W_i\sin[(2\pi/N)(i-1)-\alpha]$。所有 $N$ 个瓦块沿这两个方向所产生的总载荷 $W_x$ 和 $W_y$ 立即可分别求得为

$$W_x=\sum_{i=1}^{N}W_i\cos\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right]$$

和

$$W_y=\sum_{i=1}^{N}W_i\sin\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right]$$

将式(12.41)中的 $W_i$ 代入，得

$$W_x=\left(\frac{p_s A}{c}\right)\bar{a}ce\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{h}}\right)\cos^2\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right] \quad (12.42)$$

和

$$W_y=\left(\frac{p_sA}{c}\right)\bar{a}ce\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{h}}\right)\cos\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right]\sin\left[\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right]$$

我们知道，各个瓦块的$(\partial\bar{p}/\partial\bar{h})$值是不同的，在一般情况下，必须详细计算式(12.42)中连加号内的各个量。然而，可以证明，如果偏心率$e$小于0.2或0.3，则$(\partial\bar{p}/\partial\bar{h})$的变化较小，因此可以设偏心率为零而求得其值。鉴于对任何的$N$和$\alpha$值

$$\sum_{i=1}^{N}\cos^2\left\{\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right\}=\frac{N}{2}$$

和

$$\sum_{i=1}^{N}\cos\left\{\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right\}\sin\left\{\frac{2\pi}{N}(i-1)-\alpha\right\}=0$$

式(12.42)可简化成

$$W_x=\left(\frac{p_sA}{c}\right)\frac{\bar{a}N}{2}\left(\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{h}}\right)ce$$

和

$$W_y=0$$

于是，轴沿着载荷作用方向偏移，由此可见，载荷角$\phi$必定等于偏位角$\alpha$。还可看出，轴承的无偏心刚度$S_0$可从上式导出为

$$S_0=\frac{W_x}{ce}=\left(\frac{p_sA}{c}\right)\frac{\bar{a}N}{2}\left(\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{h}}\right)$$

而无量纲无偏心刚度$\bar{S}_0$可定义为

$$\bar{S}_0=\frac{S_0}{\left(\frac{p_sA}{c}\right)}=\frac{\bar{a}N}{2}\left(\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{h}}\right)\tag{12.43}$$

将式(12.38)应用于$N$个瓦块中的每一块，并求其和，可很易地求得多瓦轴承工作时所需的油液流量$Q_t$为

$$Q_t=\left(\frac{c^3p_s}{\eta}\right)\bar{q}\sum_{i=1}^{N}\bar{Q}_i$$

式中$\bar{Q}_i$必须对每个瓦块进行计算，对于毛细管、小孔和恒流补偿，分别按式(12.15)、(12.21)和(12.25)计算。

现在可以看出，本章把各种流体静压轴承综合起来加以说明是有利的，因为式(12.43)能确定具有任何补偿型式及任何形状

和任何数量瓦块的流体静压径向轴承的无偏心刚度。从式(12.43)中可以看出，由 $N$ 个等距的相同瓦块组成的径向轴承的无偏心刚度仅为一个瓦块的径向刚度的 $N/2$ 倍。

上面对多瓦径向轴承的论述必然是简短的，忽略了许多重要的特征。例如，计算曲面瓦块的载荷因数 $\bar{\alpha}$，要比计算投影形状相同的平面瓦块困难得多，因为膜中的压力作用方向是径向，而不是垂直于瓦块的平面形状。当偏心率 $e$ 值很大时，膜厚的不均匀性就不能忽略不计了。一般认为，每个瓦块的载荷因数取决于偏心率和轴的偏位角。最后，轴的回转影响也可能很重要，所以在确定整个径向轴承的工作性能之前，原则上必须对每个瓦块求解雷诺方程，而不是求解拉普拉斯方程。

尽管有这些和其他一些复杂情况，本节所介绍的简单分析法还是适用于很多场合的。

### 12.10.3 具有相互制约瓦块的径向轴承——多腔轴承

有很多研究人员研究了多腔流体静压径向轴承的分析和设计[10]，在这种轴承中相邻油腔之间没有排油槽。虽然这一类别只包括图 12.16c 所示的轴承型式，而这里将研究图 12.16d 所示的已大大发展了的和具有狭支承面实用形状的轴承。作精确分析时，要对给定的轴的每个位置同时测定所有的油腔压力，从而把这种逆分析的结果按常规以线图形式表示出来。这里不可能讨论这种方法，因此只列出四腔轴承有限的分析结果，并加以讨论[11]。

图 12.18 表示所要讨论的这种轴承的一般形式，并注有表明其几何形状所需的尺寸。轴的回转方向和载荷的作用方向已经示出，重要的是图中所示的偏位角 $\alpha$ 和载荷角 $\phi$ 的定义。这样，轴的位置可用偏心率 $e$ 和偏位角 $\alpha$ 表示。这种轴承的一个重要的几何变量为纵横比，它可定义为 $m=l_r l/Dl_c$。这一参数可用作度量相邻油腔间的周向流量与每个油腔的轴向流量之比，它可清晰地决定油腔间相互制约的程度。为了描述轴承，还需要另外两个参数，即压力比 $r$ 和速度变量 $\omega$。

压力比 $r$ 可定义为轴承油腔中的压力与偏心率为零时的供油

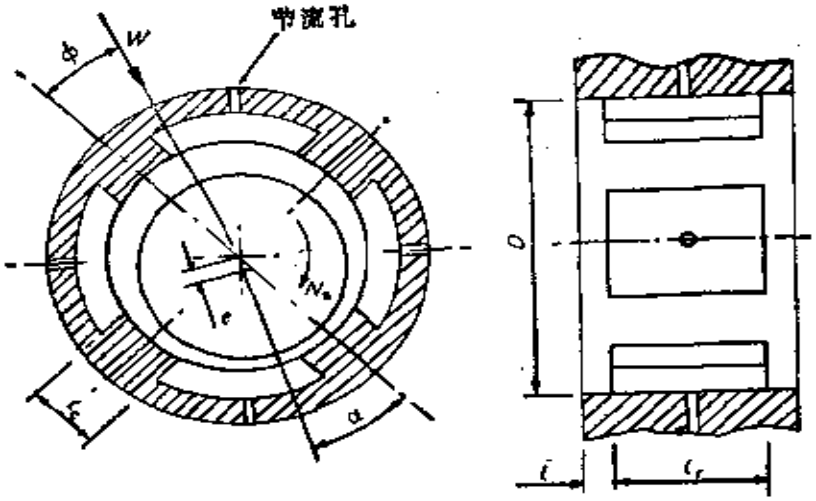



图 12.18　四腔流体静压径向轴承

压力之比，它与轴承尺寸和油液性能有关，其关系式如下：

用小孔补偿时

$$\frac{r}{(1-r)^{1/2}}=\frac{2\lambda}{\pi}$$

用毛细管补偿时

$$\frac{r}{1-r}=\frac{2\lambda}{\pi}$$

用小孔补偿时

$$\lambda=\frac{3(2\pi)^{1/2}C_d d^2\eta l}{(\rho p_s)^{1/2}c^3 D}$$

用毛细管补偿时

$$\lambda=\frac{3\pi d^4 l}{32\,l_t c^4 D}$$

式中 $\eta$ 和 $\rho$ 分别为工作油液的动力粘度和密度，$c$ 为半径间隙，$d$ 为小孔或毛细管的直径，$C_d$ 为小孔的流量系数，$l_t$ 为每个毛细管节流孔的长度，$p_s$ 为供油压力。

同样，对于各种补偿型式，速度变量 $\omega$ 均可用上述尺寸和参数表示为

$$\omega=\frac{6\pi\eta N_s l l_r}{c^2 p_s}$$

式中 $N_s$ 为轴的转速，即单位时间内的转数。

对于图 12.18 所示轴承的每个油腔，写出流动连续性方程，并作了一些假设，如轴在载荷作用下的偏心率很小，就可以导出油腔压力变化的闭型式子。将油腔压力的这些变化进行积分，可得轴承对同心位置的径向刚度式子如下：

$$S_0=\left[\frac{D(l_r+l)p_s}{c}\right]\left[\frac{6r}{a}\right]\left[1+\left(\frac{\omega}{3r}\right)^2\right]^{1/2}$$

或用无量纲形式表示如下：

$$\bar{S}_0=\frac{S_0}{\left\{\frac{D(l_r+l)p_s}{c}\right\}}=\frac{6r}{a}\left[1+\left(\frac{\omega}{3r}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (12.44)$$

式中　对于小孔补偿

$$a=\frac{\pi}{4}\left(\frac{r}{1-r}\right)+\frac{\pi}{2}+2m$$

对于毛细管补偿

$$a=\frac{\pi}{4}\left(\frac{r}{1-r}\right)+\frac{\pi}{2}+2m$$

对于恒流补偿

$$a=\frac{\pi}{2}+2m$$

可见，无量纲刚度 $\bar{S}_0$ 为纵横比 $m$ 和压力比 $r$ 的函数，对于不转的轴，在常用的小孔和毛细管补偿情况下，其变化形式如图 12.19 所示。

从这些曲线和式 (12.44) 显而易见，四腔流体静压径向轴承的刚度随着轴转速的增加而增大，随着纵横比 $m$ 的增加而减小，它是压力比的函数，用小孔补偿时的刚度一般比用毛细管补偿时大。还可以看出，当轴回转时，偏位角 $\alpha$ 不等于载荷角 $\phi$，但两者具有下列关系：

$$\alpha=\tan^{-1}\left(\frac{3r\tan\phi+\omega}{3r-\omega\tan\phi}\right) \qquad (12.45)$$

从图 12.19 中还可以清楚地看出，纵横比愈接近于实际上不能达到的零值，轴承的刚度愈大。对于每一纵横比，可以选择一压

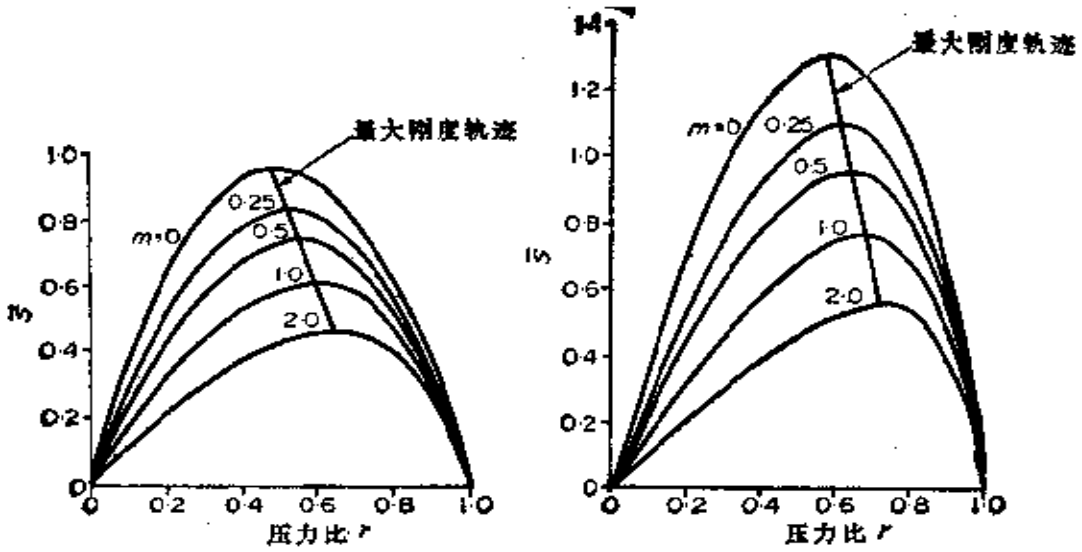



图12.19　速度为零时四腔径向轴承的刚度变化曲线

力比，以使刚度达到最大，图 12.19 中示出两种补偿情况下刚度和压力比最佳值的轨迹。

四腔轴承工作时所需的流量 $Q_t$ 仅取决于油液的轴向流量，当偏心率很小时，$Q_t$ 可表示为

$$Q_t=\left(\frac{\pi Dc^3}{6\eta l}p_s\right)r$$

上面所讨论的结果是假设偏心率很小时获得的，显然需要知道这种限制的适用范围[12]。在图 12.20 中表示了当载荷角 $\phi=45°$ 和压力比 $r=0.5$ 时，纵横比为 1.345 的轴承的工作性能。在此图中绘出了两组曲线，以表示轴在几种转速和各种无量纲载荷 $\overline{W}$ 下的位移，这里将 $\overline{W}$ 定义为

$$\overline{W}=\frac{W}{D(l_r+l)p_s}$$

这和首先用上述小位移分析法，其次用更精确的逆分析法（此法原则上可应用于偏心率很高的场合）求得的一样。所研究的轴的速度可用最佳速度变量 $\omega_0$ 的分数来描述，$\omega_0$ 与轴承中的能量消耗率有关，但在此有限的讨论中，研究其细节并无多大意义。为了方便起见，度量偏位角时从载荷作用线起计，而不是象前面那样从周

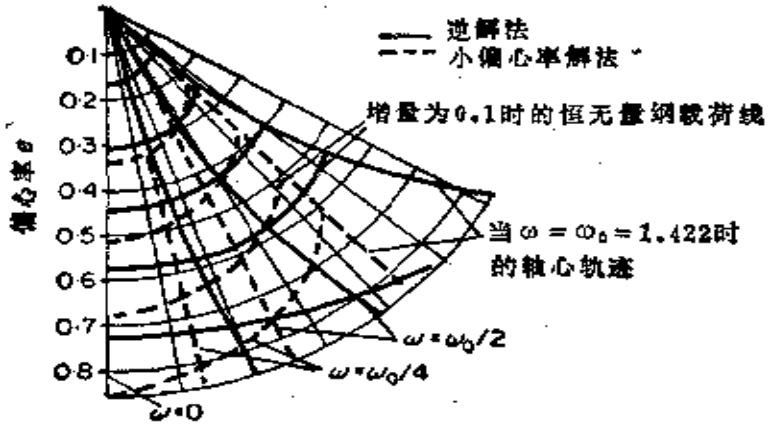



图 12.20　流体静压径向轴承在轴的各种转速下的工作性能

向支承面的中心线起计。实线代表逆解法，而虚线代表小偏心率解法。

如偏心率达 0.3 左右，用这两种解法预测偏心率或偏位角时，两者间就有很小的差异。然而，用小偏心率解法预测的刚度和偏位角在轴的各种转速下是恒定不变的，而用逆解法预测的刚度和偏位角是逐渐变化的。值得注意的是，用小偏心率解法估算的承载能力有时过高，有时过低，这与轴的转速有关。因此，预测的刚度既不是在零速度下逐渐增大，也不是在最佳速度变量下逐渐减小。应该着重指出，承载能力随偏心率改变的形式取决于压力比、速度变量和载荷角。然而，这里所提供的在一组情况下两种解法的比较结果，一般说来是正确的。

关于这种轴承在具体工作中的其他许多特征，在涉及本专题的众多文献中都已作了研究，如有需要，可去查阅。

## § 12.11　其他型式的流体静压轴承

虽然本章已阐述、分析和讨论了流体静压轴承的几种型式和形状，但是很明显，这只不过是从许多有用结构中选出的一小部分，而这许多结构是为适应各种特殊应用的需要而研制的。然而，已经表明，实际上任何形状和任何复杂的轴承，其工作性能都可以很方便地表示为无量纲因数的形式，然后可以用这些无量纲因数

来推导出各种实际轴承的有量纲特性。毫无疑问，确定流体静压轴承系统的工作性能必定包括所用的控制器或补偿器的特性，但仍要将三种重要补偿方法的基本特征表示为无量纲形式。

然而，应该记住，流体静压轴承中有时具有重要意义的许多其他特征，这里完全没有加以考虑，这些特征包括复杂形状轴承中的动力响应、气穴现象、能量消耗、有效补偿、内部补偿和膜厚不均匀的影响等。

## 参 考 文 献


1. H. C. Rippel. Design of hydrostatic bearings—Pt I. *Machine Design*, (Aug. 1963), 108.
2. R. H. F. Pao. *Fluid Mechanics*. Wiley, New York, (1965).
3. D. D. Fuller. *Theory and Practice of Lubrication for Engineers*. (Ch. 3.) Wiley, New York, (1956).
4. A. M. Loeb and H. C. Rippel. Determination of optimum proportions for hydrostatic bearings. *Trans. Am. Soc. Lubric. Engrs*, **1** (2), (1958), 241.
5. R. B. Howarth. Effects of tilt on the performance of hydrostatic thrust pads. *Proc. Instn mech. Engrs*, **185**, (1970–71), 51/71.
6. R. B. Howarth and M. J. Newton. Investigation of the effects of tilt and sliding on the performance of hydrostatic thrust bearings. Instn mech. Engrs/Instn Prod Engrs Conf. Externally Pressurized Bearings, London, (1971).
7. M. J. Newton and R. B. Howarth. Film recession in hydrostatic thrust bearings. *Proc. Instn mech. Engrs*, **187**, (1973) 57/73.
8. H. C. Rippel. Design of hydrostatic bearings—Pt 9. *Machine Design*, (Nov. 1963), 199.
9. H. C. Rippel. Design of hydrostatic bearings—Pt 10. *Machine Design*, (Dec. 1963), 158.
10. P. B. Davies. A general analysis of multirecess hydrostatic journal bearings. *Proc. Instn mech. Engrs*, **184**, Pt. 1, (1970).
11. P. B. Davies and R. Leonard. The dynamic behaviour of multirecess hydrostatic journal bearings. *Proc. Instn mech. Engrs*, **181**, Pt. 3L, (1969–70), 139.
12. P. B. Davies. Modes of failure in multirecess hydrostatic journal bearings. Proc. 10th Int. M.T.D.R. Conf. Pergamon Press, (1969), 425.

# 第十三章　摩擦学解法的选择

## §13.1 引　　言

设计人员在考虑摩擦学解法之前，首先应当用比较设计法来研究排除摩擦学难题的可能性。对于运动元件较少的设计方案，不仅要排除摩擦学中的一些头痛问题，而且常常要对整个问题提供一种更经济、更完善的解法。在第一章中，曾用一相当鲜明的图例说明了这一原理，不过也可引用其他许多平凡的例子。用弹力计和挠性联动装置来产生一系列无摩擦界面的振动是一种常规方法，而最近研制成功的 Wankel 发动机则清楚地说明了这一基本原理。

可是，尽管设计人员作了最大的努力，但还存在许多剩余的摩擦学接触问题，这一章将为任一问题选择最合适的摩擦学解法而指明一些准则。在某种意义上讲，这一章将论证前面几章中的许多有关问题，以使读者获得作者所希望的正确观点。

从设计人员的观点出发，他所关心的是找到该问题的摩擦学解法，以便在规定的环境内达到承载能力和速度等基本工作参数。因此，我们必须考虑在任何规定的环境内载荷与速度的影响，并判别那些限制工作性能的实际条件。

实际上，工业中的摩擦学问题大多数是在大气环境内产生的。但是，在高真空、核反应堆和某些化工设备中使用的系统中，由于缺乏自生的氧化膜，还会产生一些特殊问题。在这些所谓"恶劣环境"中出现的一些特殊摩擦学问题，本书不予讨论，虽然在前面几章中已指出了这些问题的产生原因和解决方法（后者更为有用）。下面我们将研究常规大气环境中在各种摩擦学解法的使用范围内载荷和速度的影响。

## §13.2 载荷和速度

由于载荷和速度既有大小，又有方向，在一个既定的型式中，二者之一可以是不变的，也可以是变化的，所以要详细研究载荷和速度的全范围是非常复杂的。载荷可分四大类，而速度由于另有滚动与滑动的联合作用(例如一对啮合齿轮轮齿之间出现的情况)，因此有八种组合。载荷和速度方案的各种型式可按图 13.1 所示加以分类，图中还举了从载荷和速度的三十二种可能组合型式中选出的一些典型例子。即使我们不想确定载荷和速度变化的各种型式，也可以看出单这两个变量如何能产生各种各样的摩擦学条件。

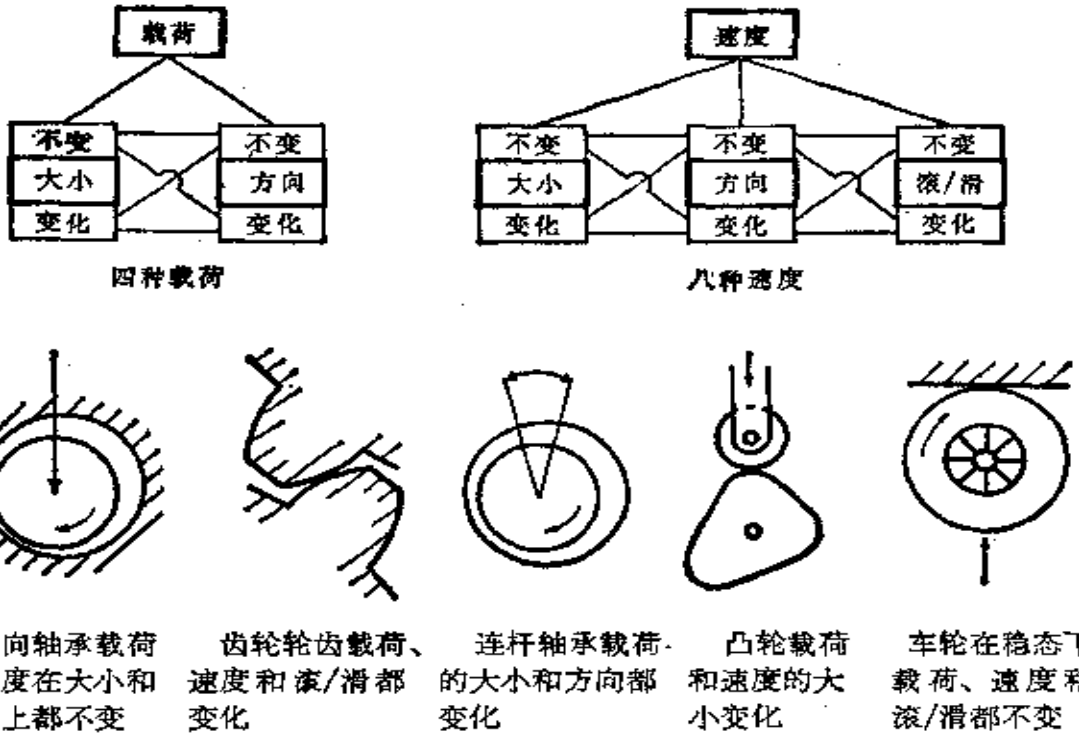



图 13.1 载荷和速度变化的型式

下面通常假设载荷和速度在大小和方向上都恒定不变，也就是说，我们将讨论稳定状态。虽然如此，载荷和速度变化的影响仍可引伸上述概念来加以推断，特别是当我们想到离散质点接触过

程的重要性时。现研究图 13.2 所示的径向轴承，轴承上的载荷大小不变，但在 $\pm\alpha$ 的范围内摆动，从而产生图示的压力分布。轴上质点①和轴承壳上质点②的应力变化曲线如图所示，显而易见，它与 $\alpha$ 的相对值有关。

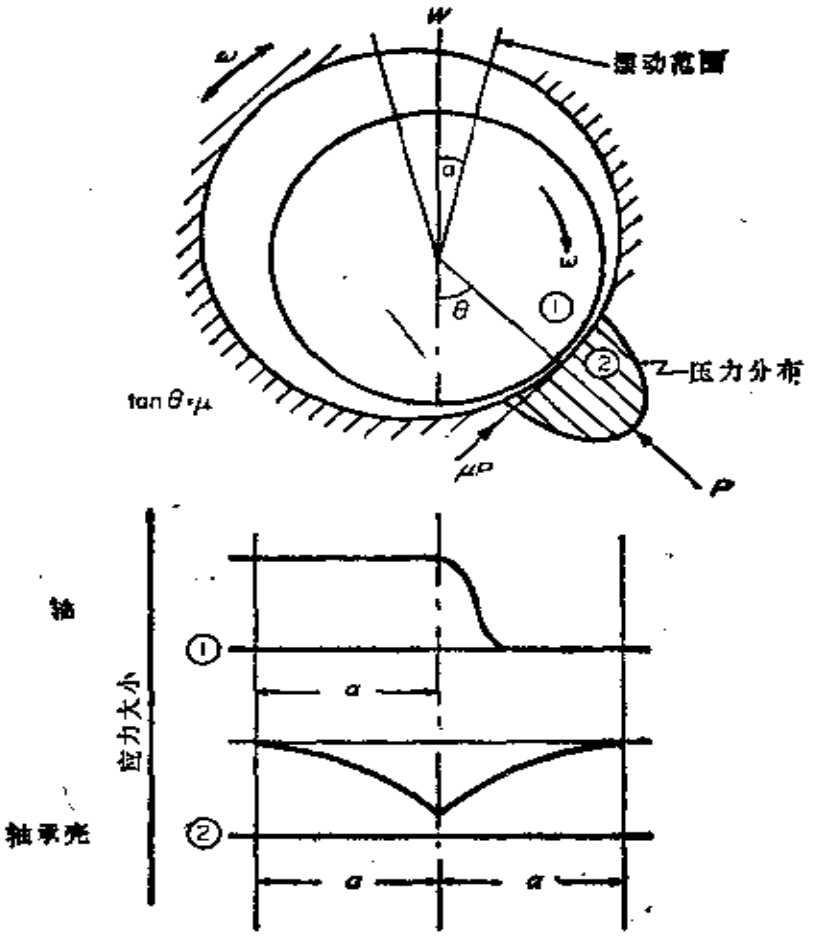



图 13.2 摆动的恒定法向载荷；摆动速度与轴的速度相同时的情况

由于总的影响是轴和轴承壳上质点的所有这些接触过程的总和，所以这类线图能对载荷或速度变化的影响产生一种真实感觉。的确，从上述情况可见，对轴承壳上的质点来说，载荷方向变化与载荷方向不变相比，前者使接触应力减小，因而也使产生的摩擦效应和热效应减小。根据这种论点可知，连杆轴承的工作条件要比承受方向不变的同一载荷的轴承轻些。

我们现在应用积累的知识来研究摩擦学接触部位上可能产生

的载荷和速度极限线的型式。下面将着重研究载荷-速度极限线的形状；每种边界的实际位置可由最大许用应力、温度和磨损率等因素来确定。为了表明实际极限线的形状，并且包括变量的几个数量级，在所有这些线图中，载荷和速度均按对数尺点绘。

强度条件(图 13.3a)

考虑了接触部位的几何形状和所用的材料，就可以确定接触部位能安全承受的最大载荷。因此，对于圆柱接触或球接触，根据第三章的结论能确定安全工作载荷，而对于其他的几何形状，即使作简单的计算，也能得出所需要的答案。

惯性性能(图 13.3b)

由于任何摩擦学接触零件均处于运动状态，所以它们均承受一由其惯性所生的应力场。这就规定了一个最大速度，超过此速度后将发生破坏。转轴在高转速下会因受到其所生的离心应力而发生破坏，这就是这种极限的一个简单例子。对较为复杂的滚动轴承来说，离心力和回转力的作用，也会影响最大速度，超过此速度后，由于保持架破裂或类似现象，就会降低工作质量并引起破坏。

摩擦不稳定性(图 13.3c)

当工作速度很低时，有些摩擦学设备将具有第七章中所讨论的不稳定型式。使用这种系统时，设计人员必须提供一种良好的低速组合，或限制该系统作这种低速运转。

热源(图 13.3d)

摩擦所放出的热量，可以在运动的和静止的接触体之间分布。这已在第三章中作了讨论，即发热极限可用两个零件的最大容许温度来表示，如图 13.3d 所示，图中两种情况的载荷-速度关系均以第三章的式 (3.46) 和 (3.47) 为根据。

磨损极限(图 13.3e)

在第五章中得知，许多磨损机理例如粘着磨损或磨粒磨损，可用载荷和速度的乘积合理地表示。因此，确定某种磨损量用的极限线如图 13.3e 所示。这种极限常用压力和速度的乘积，即 $P$-$V$ 极

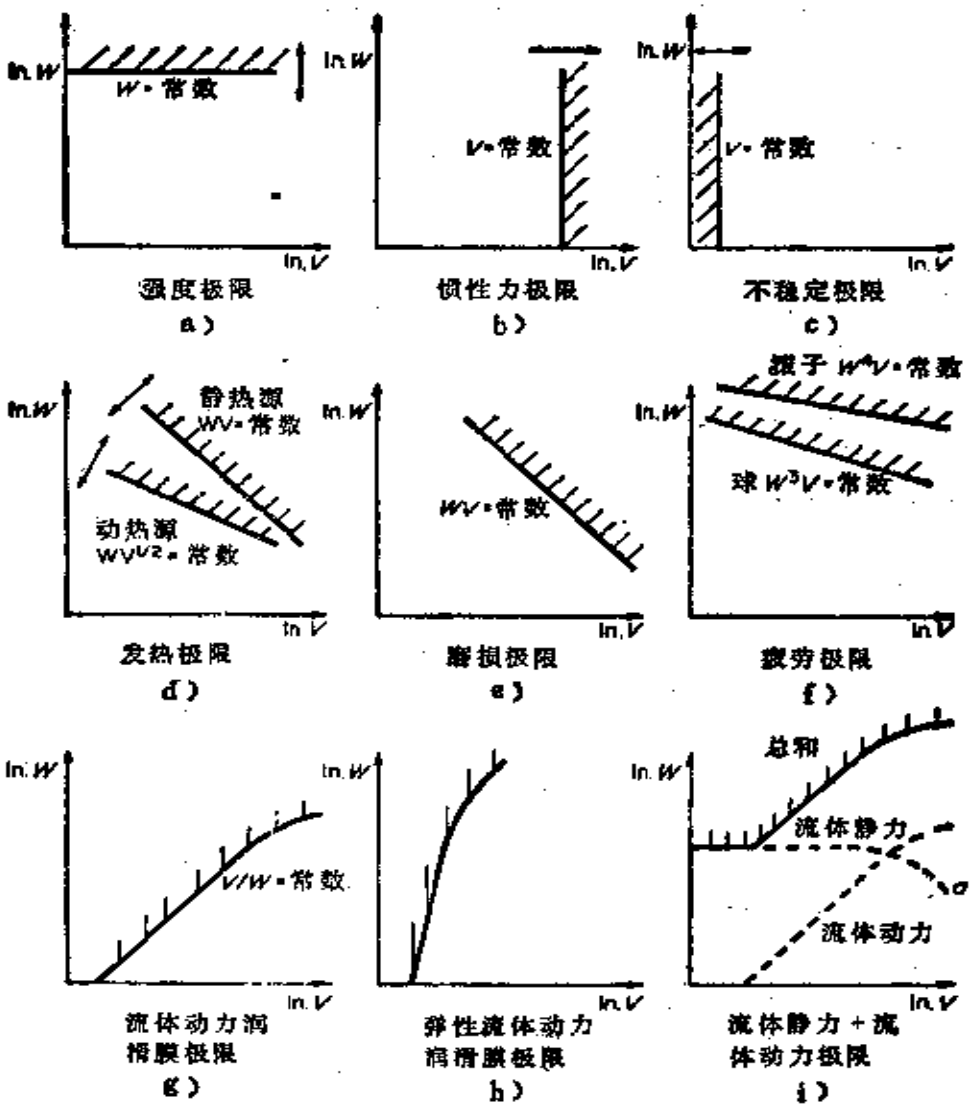



图 13.3　载荷和速度的工作极限

限来确定，这是因为单位面积上的载荷(即压力)是一个比载荷更为有用的设计参数，只有当载荷与其所作用的面积联系起来时，它才有意义。

疲劳极限(图 13.3f)

疲劳极限特别关系到由这种机理引起破坏的情况，例如在滚动轴承中。在这种轴承中，疲劳决定于应力大小和加载频率。由实际试验知，载荷 $W$ 与寿命 $L$ (以转数计)的关系：对球轴承为 $W^3L$；对滚子轴承为 $W^4L$。由于 $L$ 显然与速度 $V$ 有关，因此，对于球

轴承，可按 $W^3V$ = 常数来确定疲劳极限，如图 13.3f 所示。

流体动力润滑膜(图 13.3g)

在第十章中得知，当载荷由流体动力作用所产生的压力来支承时，膜厚为 $\eta V/W$ 的某种函数。在这种情况下，工作极限显然是根据这样的要求来确定的，即用合适的润滑剂来形成连续膜，以便在给定速度下支承所加的载荷。由于 $V/W$ 线是一常数，即可确定这种系统的工作极限。当滑动速度较高时，粘滞剪切所产生的热量将使流体的粘度降低，这样就造成边界极限曲线丧失线性，如图 13.3g 所示。

弹性流体动力润滑膜(图 13.3h)

由第十一章的结论知，弹性流体动力润滑膜与纯流体动力润滑膜相比，前者和载荷的关系较小，这样就得出了图 13.3h 所示形式的润滑膜形成极限线。

流体静力润滑膜(图 13.3i)

在第十二章中已经指出，采用外部泵送系统可以建立支承载荷的流体膜，其最大承载能力完全决定于所用的外压。这样就得出了图 13.3i 中线 $a$ 所示的极限特性曲线，在高速下由于摩擦发热使粘度降低，因而特性曲线略有降低。在这种设备中还可看出，当速度较高时，会产生附加的流体动压承载能力，因此，总的承载能力为流体静压和流体动压两种作用之和，如图 13.3i 所示。

前面没有打算提供各种极限的数值，因为这些极限显然决定于几何形状、材料、润滑剂性能等因素。虽然如此，对于任何一种系统，本书前面几章中的资料还是可以用来进行这种计算的。这些概念的一种有价值的应用，就是用之于确定各种径向轴承的特性。

## § 13.3 径向轴承的选择

我们来研究三种常用的径向轴承，即流体动压轴承、球轴承和以 PTFE 化合物为基的干摩擦轴承。应用了图 13.3 中所示的极限，很容易看出这些轴承的基本特性曲线将具有图 13.4 所示的形

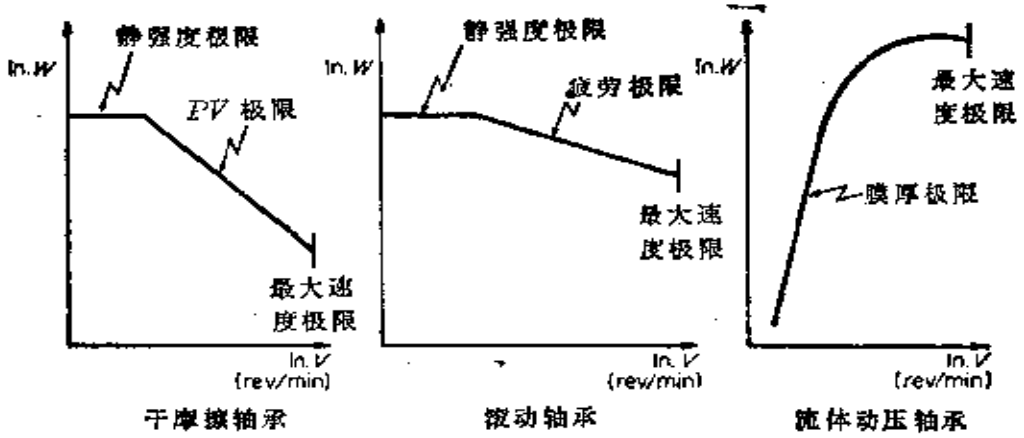



图 13.4　三种径向轴承的极限

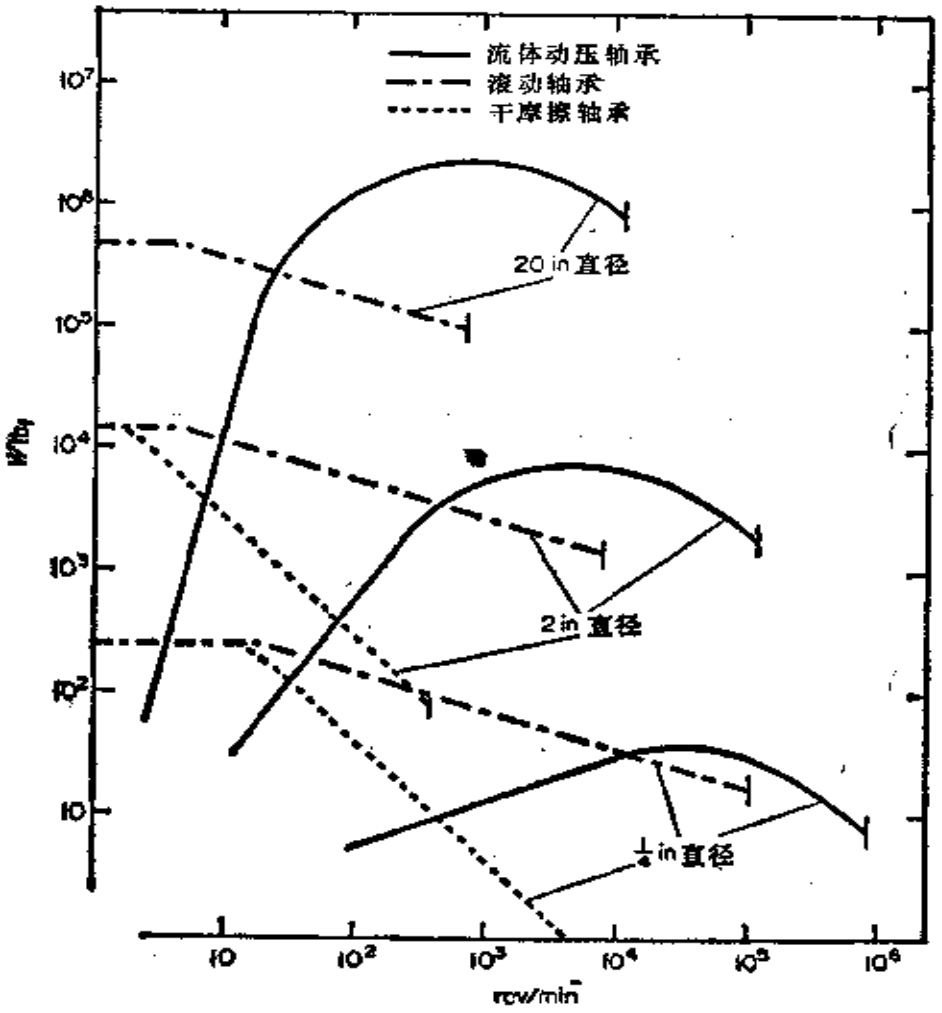



图 13.5　三种轴承的比较

式。如果我们现在来计算直径已知的轴的各种极限，就可把得出的特性曲线点绘在图 13.5 所示的载荷-速度图上，所选的载荷和速度范围应大致包罗工程应用的整个范围。从图中显而易见，当速度为 1～2000 转/分时，球轴承的承载能力比其他轴承高，这就说明了球轴承常用于这种场合(例如小型电动机)的原因。当轴径很大时，在同样速度下，流体动压轴承显示出较高的承载能力，这就说明了这种轴承常用于大型蒸汽透平等机械中的原因。在这种情况下，常采用辅助的流体静压顶升器来防止这种设备在起动和停车过程中作低速运转时出现的金属接触。对于各种轴径的径向轴承和推力轴承，已制成了这种形式的轴承选择图表，这已由英国机械工程师协会所发表(设计资料第 65007、66023 条)。

## § 13.4 摩擦学解法的比较

最后，人们总是试图比较对手头某个问题所选的各种摩擦学解法的特性。例如，对于大型齿轮箱轴承，其载荷-速度特性曲线可能是图 13.6 所示的形式。显然，流体动压轴承的特性很符合这种要求。对蒸汽透平来说，在各种速度下，载荷基本上是恒定的，所以在这种场合选择流体静压轴承，看来最为合适。

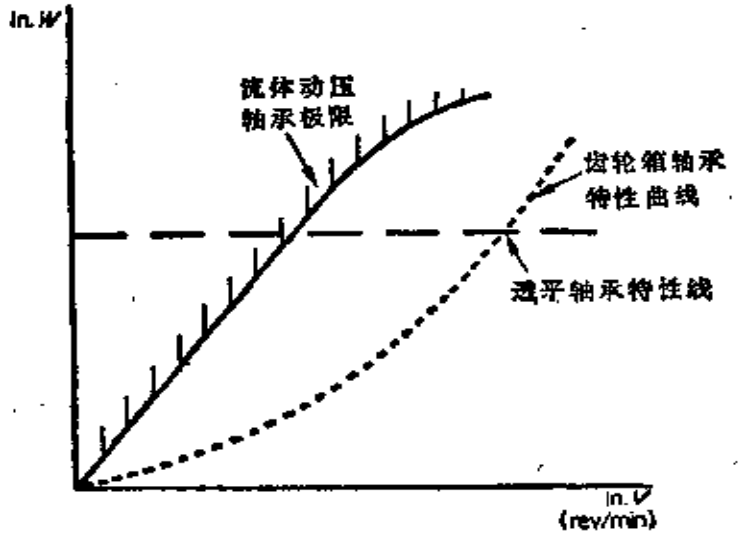



图 13.6

## §13.6 结　论

上述论点也许可看成是作者想为前面几章的内容提供论据，并表明摩擦学学科本质上是统一的。引用摩擦学一词的最大成果是，促使我们把注意力集中在支承载荷这个重要问题上，为此，我们应该选择最合适的摩擦学解法。从本书各章中得知，这些解法是从许多学科的工程和科学研究中得来的，但是它应当无损于这门研究运转功能的学科在本质上的统一。

## 参 考 文 献

1. M. J. Neale. *Tribology Handbook*. Butterworth, London, (1973).
2. M. J. Neale and A. B. Crease. Rubbing bearings for aircraft, a survey of applications, materials and needs. M.O.D. Report P.E.S. and T.M., July, 1972.
3. *Engineering Science Data*. Items 68018, 66023, 65007, 67033, Instn mech. Engrs.

# 附录 A 雷诺方程

粘滞流体的运动方程是研究润滑膜的基本方程。它通常称为纳维-斯托克斯方程，对于牛顿流体，其形式如下：

$$\rho\frac{Du}{Dt}=X-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(2\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\Delta\right)\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)\right]$$

$$\rho\frac{Dv}{Dt}=Y-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(2\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2}{3}\Delta\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)\right] \quad (A.1)$$

$$\rho\frac{Dw}{Dt}=Z-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(2\frac{\partial w}{\partial z}-\frac{2}{3}\Delta\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)\right]$$

式中

$$\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

$$\Delta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}$$

$X$、$Y$、$Z$——彻体力沿坐标轴方向的分量；

$u$、$v$、$w$——速度沿坐标轴方向的分量。

纳维-斯托克斯方程没有通解，但在大多数润滑情况下，有条件使方程大大简化。它通常涉及两个作相对运动的表面，两者被一层润滑膜所隔开，如图 A.1 和 A.2 所示。

为了简化纳维-斯托克斯方程，必须作出下面一些合理的假设。

(a) 流动为层流，在润滑膜中任何地方都无涡流和紊流。

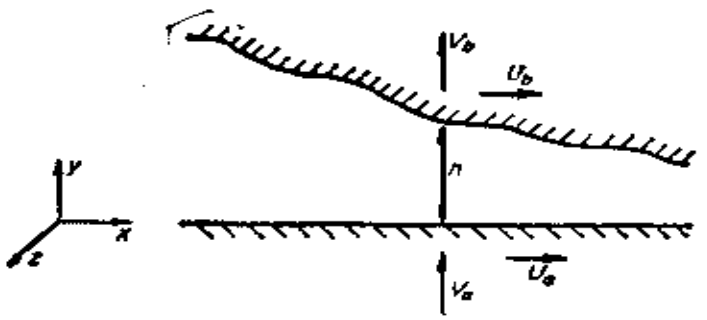



图 A.1

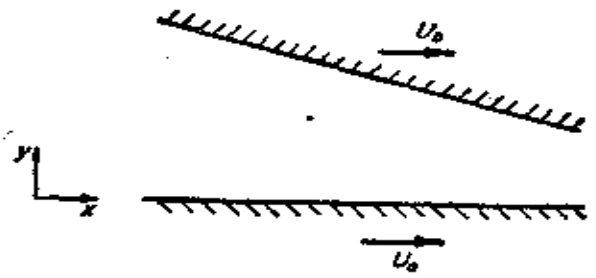



图 A.2

(b) 彻体力为零，或至少与粘滞力相比可忽略不计，即 $X=Y=Z=0$。

(c) 惯性力与粘滞力相比也可忽略不计，即

$$\frac{Du}{Dt}=\frac{Dv}{Dt}=\frac{Dw}{Dt}=0$$

(d) 间隙与润滑膜沿 $x$、$z$ 方向的尺寸相比很小。这样就可以忽略流体膜的曲率，因而可用平动速度代替转动速度。

(e) 在任何位置 $(x、z)$ 上，压力、密度和粘度均沿润滑膜厚度不变，即

$$\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{\partial \rho}{\partial y}=\frac{\partial \eta}{\partial y}=0$$

(f) 轴承表面上无滑动，即在轴承表面上，润滑剂的速度与表面速度相同。

(g) 与两速度梯度 $\frac{\partial u}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial w}{\partial y}$ 相比，其他任何速度梯度均可忽略不计。因为 $u$ 和 $w$ 通常比 $v$ 大得多，而 $y$ 又比 $x$ 和 $z$ 的尺寸

小得多，所以此假设是正确的。

作了这些假设后，纳维-斯托克斯方程就可简化成

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}=\frac{1}{\eta}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{A.2a}$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}=\frac{1}{\eta}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{A.2b}$$

将方程(A.2a)对 $y$ 进行积分并运用边界条件：

当 $y=0$ 时，$u=U_a$

及

当 $y=h$ 时，$u=U_b$

得

$$u=\frac{1}{2\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\left[y(y-h)\right]+\frac{h-y}{h}U_a+\frac{y}{h}U_b \tag{A.3a}$$

将方程(A.2b)对 $y$ 进行积分并运用边界条件：

当 $y=0$ 时，$w=0$

及

当 $y=h$ 时，$w=0$

得

$$w=\frac{1}{2\eta}\frac{\partial p}{\partial z}[y(y-h)] \tag{A.3b}$$

方程(A.3b)为流体在层流状态下流过微小间隙 $h$ 时，由压力梯度 $\partial p/\partial z$ 引起的速度分布。在流体力学中，把这种由压力引起的流动称为 Poiseuille 流动。方程(A.3a)右边第一项表示 Poiseuille 流动，而其余两项描述压力不变时仅由轴承表面运动引起的速度分布。在流体力学中把这种流动称为 Couette 流动。

润滑剂的流动必须满足用连续性方程表达的连续性要求，对于稳定流动，连续性方程的形式如下：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0$$

将连续性方程沿润滑膜进行积分，得

$$\int_0^h \frac{\partial(\rho u)}{\partial x}dy+\int_0^h \frac{\partial(\rho v)}{\partial y}dy+\int_0^h \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}dy=0 \qquad (A.4)$$

将方程(A.3)的 $u$ 和 $w$ 代入方程(A.4)，并进行积分，得

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6(U_a-U_b)\frac{\partial(\rho h)}{\partial x}$$
$$+6\rho h\frac{\partial(U_a+U_b)}{\partial x}+12\rho(V_b-V_a)$$

如果轴承表面在滑动方向为非弹性表面，则 $U_a$ 和 $U_b$ 将与 $a$ 无关，即

$$\frac{\partial(U_a+U_b)}{\partial x}=0$$

于是，上列方程就可简化成

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial z}\right)$$
$$=6(U_a-U_b)\frac{\partial(\rho h)}{\partial x}+12\rho(V_b-V_a) \qquad (A.5)$$

方程(A.5)为雷诺方程的通式，它是分析一切润滑问题的基本方程。

在某些情况下，能把雷诺方程加以简化。例如，如果假设润滑剂为不可压缩的，即其密度不变是合理的，则方程(A.5)就可简化成

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial z}\right)$$
$$=6(U_a-U_b)\frac{\partial h}{\partial x}+12(V_b-V_a) \qquad (A.6)$$

此外，如果还可假设润滑剂粘度也不变，则方程(A.6)就可进一步简化成

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6\eta(U_a-U_b)\frac{\partial h}{\partial x}$$
$$+12\eta(V_b-V_a) \qquad (A.7)$$

如果难于求得速度分量的恰当值时，就会发生一些复杂情况。产生这种困难，是由于轴承元件即使无法向运动，也会沿 $y$ 方向有速度分量所致(例如，设想两个滚动的圆柱除最接近的一点外，在

何地方在 $y$ 方向均有表面速度分量)。我们可把雷诺方程改写成自动含有这些分量来克服这一难题。如果我们来研究图 A.3 所示的情况,就可以看出两个固体无法向运动,而速度分量为

沿 $x$ 方向

$$U_a \text{ 和 } U_b\cos\left(\arctan\frac{dh}{dx}\right)\approx U_b$$

沿 $y$ 方向

$$0 \text{ 和 } U_b\sin\left(\arctan\frac{dh}{dx}\right)\approx U_b\,\frac{dh}{dx}$$

于是,方程(A.7)的右边成为

$$6\eta\,(U_a-U_b)\,\frac{\partial h}{\partial x}+12\eta\left(U_b\,\frac{\partial h}{\partial x}-0\right)=6\eta\,(U_a+U_b)\,\frac{\partial h}{\partial x}$$

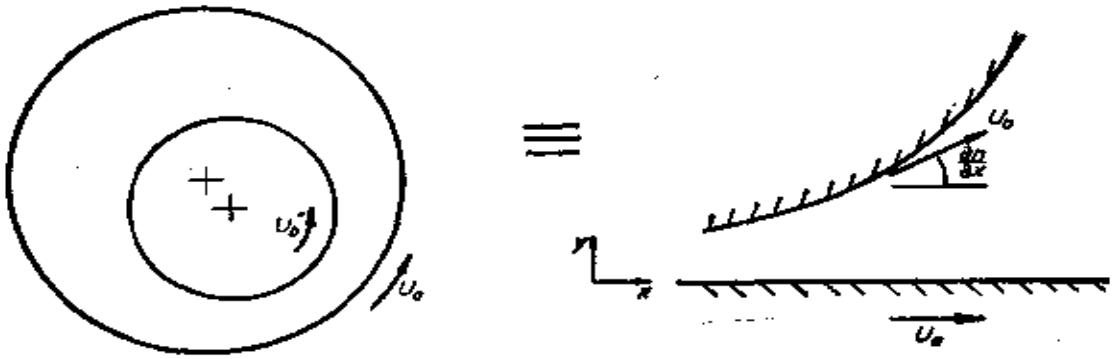



图 A.3

因此,当物体无法向运动,并且膜厚不随时间而改变时,我们可把雷诺方程改写成下列形式(见第十章)

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{\eta}\,\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{\eta}\,\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6\,(U_1+U_2)\,\frac{\partial h}{\partial x}$$

式中 $U_1$ 和 $U_2$ 为实际表面速度,而不是分量。

如果两固体均沿 $y$ 方向运动,就可把这一影响放到方程中去,从而得

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{\eta}\,\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{\eta}\,\frac{\partial p}{\partial z}\right)$$
$$=6\,(U_1+U_2)\,\frac{\partial h}{\partial x}+12(V_2-V_1) \qquad \text{(A.8)}$$

式中 $V_1$ 和 $V_2$ 分别为两固体沿 $y$ 方向的速度。

滑动

如果我们忽略 $z$ 方向的压力变化，并假设粘度不变而作纯滑动 $(V_1=V_2=0)$，则雷诺方程就成为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(h^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\right)=6\eta\,(U_1+U_2)\frac{\partial h}{\partial x}$$

对 $x$ 进行积分，得

$$h^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=6\eta\,(U_1+U_2)h+\text{常数}$$

如果在膜厚 $h^*$ 处 $\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=0$，则

$$0=6\eta(U_1+U_2)h^*+\text{常数}$$

或

$$\text{常数}=-6\eta(U_1+U_2)h^*$$

因此

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=6\eta\,(U_1+U_2)\,\frac{(h-h^*)}{h^3} \qquad \text{(A.9)}$$

法向运动

$$U_1=U_2=0$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(h^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\right)=12\eta(V_2-V_1)$$

对 $x$ 进行积分，得

$$h^3\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta\,(V_2-V_1)x+\text{常数}$$

如果在最大压力处即 $\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=0$ 处 $x=x^*$，则

$$\text{常数}=-12\eta(V_2-V_1)x^*$$

及

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}=12\eta(V_2-V_1)\,\frac{x-x^*}{h^3} \qquad \text{(A.10)}$$

## 参 考 文 献

1. O. Pinkus and B. Sternlicht. *Theory of Hydrodynamic Lubrication*, McGraw-Hill, New York, (1961).

# 附录 B　一些典型问题

**例 1**　有一表面轮廓样本由 100 个三角形微凸体所组成，其侧面角均为 $\alpha$ 而最大峰谷高度为 1、2、3、…、$\mu$m。假设各谷为点分布，即各谷位于同一高度线上，试求中心线的位置，并计算该轮廓的 C. L. A. 值。试绘出该轮廓的全纵坐标分布图，从而确定 R. M. S. 值和 C. L. A. 值。各峰的出现顺序是否会影响你的答案？

**解**　设中心线位于各谷的高度线以上 $h$ 处。根据中心线定义，$h$ 可表示为

$$h=\frac{\text{轮廓所包的总面积}}{\text{轮廓长度}}$$

或

$$h=\frac{\sum_{1}^{100}z^2\tan\alpha}{2\sum_{1}^{100}z\tan\alpha}\approx\frac{\int_{0}^{100}z^2\tan\alpha dz}{2\int_{0}^{100}z\tan\alpha dz}\approx\frac{100}{3}\ \mu\text{m}$$

$$\text{C. L. A.}=\frac{2\sum_{h}^{100}(z-h)^2\tan\alpha}{2\sum_{1}^{100}z\tan\alpha}$$

$$\approx\frac{2\int_{h}^{100}(z-h)^2dz}{2\int_{0}^{100}zdz}=\frac{16(100)^3}{81(100)^2}=19.75\ \mu\text{m}$$

对于这种表面，全纵坐标分布曲线基本上为一直角三角形。分布图中心线的高度为 100/3 $\mu$m。使面积为 1，即用比例系数 1/100，将全纵坐标曲线转换为概率曲线。概率分布曲线的一半对中心线的一次矩 $m_1$ 为

$$m_1=2\int_{0}^{2/3}z\psi(z)dz$$

即 $$\text{C. L. A.} = \frac{16}{81} \times 100 \doteq 19.75\ \mu\text{m}$$

对中心线的二次矩 $m_2$ 为

$$m_2 = \int_{-2/3}^{2/3} z^2 \psi(z)\, dz$$

所以 $$\text{R. M. S.} = 23.6\ \mu\text{m}$$

**例 2** 研究具有 (i)矩形和 (ii) 三角形高度分布的表面轮廓。试推导这两种情况的标准分布函数，并证明对于矩形分布，C. L. A. $= (\sqrt{3}/2)$R. M. S.；对于三角形分布 C. L. A. $= (\sqrt{6}/3)$R. M. S.；对于高斯分布，C. L. A. $= \sqrt{2/\pi}$R. M. S.。

**解** 分布函数可表示为

$$\text{(i)}\quad \psi(z) = \frac{1}{2\sqrt{3}\,\sigma}$$

$$\text{(ii)}\quad \psi(z) = \frac{1}{\sqrt{6}\,\sigma} - \frac{z}{6\sigma^2} \qquad 0 < z < \sqrt{6}\sigma$$

$$= \frac{1}{\sqrt{6}\,\sigma} + \frac{z}{6\sigma^2} \qquad -\sqrt{6}\sigma < z < 0$$

对于矩形分布

$$\text{C. L. A.} = 2\int_0^{\sqrt{3}\sigma} z \frac{dz}{2\sqrt{3}\,\sigma} = \frac{\sqrt{3}}{2}\sigma$$

$$\text{R. M. S.} = \left[\int_{-\sqrt{3}\sigma}^{\sqrt{3}\sigma} z^2 \frac{dz}{2\sqrt{3}\,\sigma}\right]^{1/2} = \sigma$$

所以 $$\text{C. L. A.} = \sqrt{3}/2\,\text{R. M. S.}$$

对于三角形分布

$$\text{C. L. A.} = 2\int_0^{\sqrt{6}\sigma} z\left(\frac{1}{\sqrt{6}\,\sigma} - \frac{z}{6\sigma^2}\right) dz = \sqrt{6}/3\sigma$$

$$\text{R. M. S.} = \left[\int_0^{\sqrt{6}\sigma} z^2 \left(\frac{1}{\sqrt{6}\,\sigma} - \frac{z}{6\sigma^2}\right) dz + \int_{-\sqrt{6}\sigma}^{0} z^2 \left(\frac{1}{\sqrt{6}\,\sigma} + \frac{z}{6\sigma^2}\right) dz\right]^{1/2} = \sigma$$

所以 $$\text{C. L. A.} = \sqrt{6}/3\,\text{R. M. S.}$$

对于高斯分布

$$\psi(z)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-z^2/2\sigma^2}$$

$$\text{C. L. A.}=2\int_0^\infty z\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-z^2/2\sigma^2}\,dz=\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\sigma$$

$$\text{R. M. S.}=\left[\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}z^2e^{-z^2/2\sigma^2}\,dz\right]^{1/2}=\sigma$$

所以 $$\text{C. L. A.}=\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\text{R. M. S.}$$

**例 3** 试简要地讨论一下轮廓测量法的优缺点。表面支承面积表示实际接触面积与名义面积之比，试证明对于微凸体为随机分布的表面，它可用线密度 $l/L$ 表示，其中 $L$ 为表面轮廓总长度，而 $l$ 为 $L$ 在实际接触区的部分。

**解** 现将表面视为由密集的平行轮廓所组成，而这些轮廓将整个面积沿 $x$ 和 $y$ 方向分成 $n$ 个微条。

如以 $X_i$ 表示第 $i$ 个微条沿 $x$ 方向的线密度，则对于面积为 $A_i$ 的无限狭微条，整个表面沿 $x$ 方向的平均线密度可表示为

$$\overline{X}=\frac{\sum_{i=0}^{n}X_iA_i}{\sum_{i=0}^{n}A_i}$$

这显然等于实际接触面积 $a$ 与名义面积 $A$ 之比，即 $\overline{X}=a/A$。同样，沿 $y$ 方向的平均线密度可表示为

$$\overline{Y}=\frac{\sum_{i=0}^{n}Y_iA_i}{\sum_{i=0}^{n}A_i}=a/A$$

对于微凸体为随机分布的表面，任何轮廓接触区的线密度 $l/L$ 均相当于接触区的平均线密度，因此

$$\overline{X}=\overline{Y}=\frac{l}{L}=\frac{a}{A}$$

**例 4** 粗糙表面与光滑平面接触时产生半径为 $a$ 的圆形接触点。如有一微凸体承受一沿接触点均布的载荷 $P$，试求接触面积

内任意点的垂直位移，并证明最大位移可表示为

$$w=\frac{2(1-\nu^2)P}{\pi aE}$$

**解** 根据式 (3.13)，由作用在面积 $dA$ 上的载荷元所产生的 $D$ 点位移可表示为(图 B.1)

$$w=\frac{(1-\nu^2)P}{\pi^2a^2E}\iint \mathrm{d}s\mathrm{d}\phi$$

弦 $AB$ 的长度为 $2a\cos\theta$，而 $\phi$ 由 0 到 $\pi/2$，所以

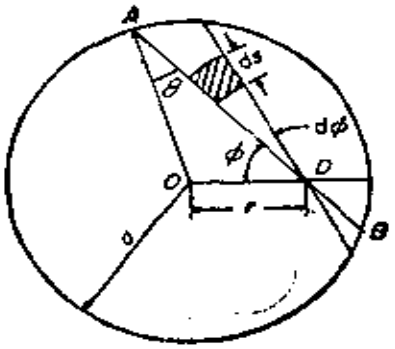


图 B.1

$$w=\frac{4(1-\nu^2)P}{\pi^2a^2E}\int_0^{\pi/2} a\cos\theta\mathrm{d}\phi$$

由于 $a\sin\theta=r\sin\phi$，因此

$$w=\frac{4(1-\nu^2)P}{\pi^2aE}\int_0^{\pi/2}\left(1-\frac{r^2}{a^2}\sin\phi\right)^{1/2}\mathrm{d}\phi$$

最大位移出现在接触面积的中心，即在 $r=0$ 处，于是

$$w_{\max}=\frac{2(1-\nu^2)P}{\pi aE}$$

**例 5** 有一表面接触模型，由一光滑面和一粗糙面相接触而组成，粗糙面上布满半径同为 $\beta$ 而峰高均布的球形微凸体。如果微凸体的面积密度为 $\eta$，试在微凸体的变形为塑性和弹性这两种形式时推导实际接触面积 $A$ 和总载荷 $P$ 作为法向接近量 $\delta$ 的函数式。并证明在塑性变形时 $A\propto P$，而在弹性变形时 $A\propto P^{4/5}$。

**解** 微凸体峰尖的均布式可表示为：

$$\psi(z)=\frac{1}{2\sqrt{3}\,\sigma}$$

对于塑性变形

$$A=2\pi\beta\eta a\int_d^{\sqrt{3}\sigma}(z-d)\frac{1}{2\sqrt{3}\,\sigma}\mathrm{d}z=\frac{\pi\beta\eta a}{2\sqrt{3}\,\sigma}\delta^2$$

式中 $a$ 为名义面积

$$P=2\pi\beta\eta a H\int_d^{\sqrt{3}\sigma}(z-d)\frac{\mathrm{d}z}{2\sqrt{3}\,\sigma}=\frac{\pi\beta\eta a H}{2\sqrt{3}\,\sigma}\delta^2$$

式中$H$为流动压力(常数)。所以

$$A=\frac{1}{H}P \quad 或 \quad A\propto P$$

对于弹性变形

$$A=\pi\eta\beta a\int_d^{\sqrt{3}\sigma}(z-d)\frac{1}{2\sqrt{3}\sigma}\mathrm{d}z$$

$$=\frac{\pi\eta\beta a}{4\sqrt{3}\sigma}(\sqrt{3}\sigma-d)^2=\frac{\pi\eta\beta a}{4\sqrt{3}\sigma}\delta^2$$

和

$$P=\frac{4}{3}\eta\beta^{1/2}aE'\int_0^{\sqrt{3}\sigma}(z-d)^{3/2}\frac{1}{2\sqrt{3}\sigma}\mathrm{d}z$$

$$=\frac{4\eta\beta^{1/2}aE'}{15\sqrt{3}\sigma}(\sqrt{3}\sigma-d)^{5/2}=\frac{4\eta\beta^{1/2}aE'}{15\sqrt{3}\sigma}\delta^{5/2}$$

或

$$A=常数\times P^{4/5}, \quad 即\ A\propto P^{4/5}$$

**例6** 有两个具有同一半径$R$的接触圆盘，在法向载荷作用下，以角速度$\omega_1$和$\omega_2$滚动，而$\omega_2>\omega_1$。设一个圆盘的表面为光滑表面，而另一个圆盘的表面由高度相等而半径$\beta$相同的球形微凸体所组成，并假设它在恒定的流动压力$H$下发生塑性变形。如设$\mu$为摩擦系数，$J$为热功当量，而当载荷在两个圆盘间产生法向接近量$\delta$时，试求单个接触点上所产生的表面温度。

**解** 接触点对于圆盘1可视为静热源，而对于圆盘2可视为具有滑动速度$(\omega_2-\omega_1)R$的动热源。

接触点上所产生的总热量为

$$Q=\frac{\mu Pg(\omega_2-\omega_1)R}{J}$$

现在，如设$\lambda$为传给圆盘1的一部分$Q$，则传给圆盘2的热量将为$(1-\lambda)Q$。

运用式(3.40)和(3.42)，得

$$\theta_1=\frac{\lambda Q}{4a\alpha_1}$$

和

$$\theta_2=\frac{0.318(1-\lambda)Q}{Q^{3/2}(\alpha\rho cV)^{1/2}}$$

对于发生塑性变形的微凸体，接触点的面积 $A$ 为

$$A=2\pi\beta\delta=\pi a^2$$

所以，接触点的半径为

$$a=(2\beta\delta)^{1/2}$$

而接触点所承受的载荷为

$$P=2\pi\beta\delta H$$

于是，表面温度就可求得为

$$\theta_1=\frac{2\lambda\mu\pi\beta\delta Hg(\omega_2-\omega_1)R}{4(2\beta\delta)^{1/2}J\alpha_1}=\frac{\pi\lambda\mu Hg(2\beta\delta)^{1/2}}{4\alpha_1 J}(\omega_2-\omega_1)R$$

和

$$\theta_2=\frac{0.318(1-\lambda)\mu(2\pi\beta\delta H)g(\omega_2-\omega_1)R}{(2\beta\delta)^{3/4}J[\alpha_2\rho_2c_2(\omega_2-\omega_1)R]^{1/2}}$$

$$=\frac{0.318\pi(1-\lambda)(2\beta\delta)^{1/4}\mu Hg}{(\alpha_2\rho_2c_2)^{1/2}J}[(\omega_2-\omega_1)R]^{1/2}$$

**例 7** 有一直径为 10mm 而端部为锥形的黄铜实心圆柱，承受 1 kg 的载荷，并与直径为 100 mm 的钢制光滑圆盘相摩擦，圆盘在空气中旋转，转速为 1 rps (每秒钟 1 转)。试定性地描述预期的摩擦与磨损随摩擦时间的变化规律。

**解法提示**

接触处的压力，开始时大于 $H/3$。参阅 § 4.1.3、§ 4.4.1 和 § 5.2.1a。

**例 8** 试讨论一下 Edwards 和 Halling 以及 Bowden 和 Tabor 摩擦理论的优缺点。

用 Bowden 和 Tabor 理论来点绘对应于各种接点角的摩擦系数 $\mu$ 与 $c$ 的线图(这里 $c$ 为表面膜和基体的临界剪应力之比)。把所得的结果与图 4.12 中点绘的结果加以比较。

**解法提示**

Bowden 和 Tabor 理论表明，摩擦力为粘着项和犁沟项之和。粘着项见 § 4.5.1，而犁沟项见 § 4.7。

**例 9** 根据第一个原理说明粘着磨损率与载荷成正比，而与两摩擦材料中软者的硬度成反比。

试讨论一下表面膜对金属磨损率的影响。

**解法提示**

见 § 5.2.1a 和 § 5.2.1b。

**例 10** 试解释一下在描述滚动轴承的有效寿命时，磨损率为什么不是有重要意义的参数。

**解法提示**

见 § 5.2.3a。

**例 11** 当两个物体发生磨粒磨损时，试推导摩擦系数和磨损率之间的关系。

**解法提示**

见 § 4.7 和 § 5.2.2a。

**例 12** 在某种摩擦状态下，已知通过 2000 次而无磨损时的最大许用剪应力为 $\tau$。试用 IBM 的零磨损模型来求通过次数与最大许用剪应力之间的关系曲线。

**解法提示**

见 § 5.2.8a。

**例 13** 有一直径为 20 mm 而长度为 100 mm 的塑料径向轴承，承受 150 N 的径向载荷。轴承在转速 500 rpm 下，其磨损率达到最大容许值。

(a) 在 750 rpm 下能承受的最大径向载荷为多少？

(b) 如使其能在 800 rpm 下承受原来的载荷，轴承的尺寸应如何改变？

**解法提示**

见 § 6.5.3。

(a) 100 N。

(b) 轴承长度应增至 160 mm。

**例 14** 有一如图 7.4 所示的机械传动系统，其质量 $M=300$ kg，而刚度系数 $K=15\times10^4\,\mathrm{Nm^{-1}}$。在各种恒速下测出滑轨摩擦

系数 $\mu$，其结果表明，$\mu$ 从 $0.002\ \mathrm{ms^{-1}}$ 下的 0.13 大致按线性律变到 $0.004\ \mathrm{ms^{-1}}$ 下的 0.12。现在没有摩擦力变化的动态数据，而是根据恒速数据来设计。

试推导从动质量在驱动速度 $v=0.003\ \mathrm{ms^{-1}}$ 下的运动方程。如果适合于小瞬变振动系统的总阻尼比至少为 0.2 时，试计算阻尼系数的最小值(以 $\mathrm{Nm^{-1}s}$ 计)。

**解** 摩擦力-速度曲线的梯度为 $-14700\ \mathrm{Nm^{-1}s}$。如 $X$ 量自弹簧未发生变形时的质量初始位置，则运动方程为

$$300\frac{d^2X}{dt^2}=-f\left(\frac{dX}{dt}-0.003\right)-15\times10^{-4}(X-0.003t)$$
$$-\left(412-14700\frac{dX}{dt}\right)$$

$$\zeta=\frac{f-14700}{2(300\times15\times10^4)^{1/2}}$$
$$f=17400\ \mathrm{Nm^{-1}s}$$

**例 15** 将例 14 的系统重行设计，使其有效刚度增加到 $K=12\times10^6\ \mathrm{Nm^{-1}}$。这是为使滑轨所产生的摩擦阻力更合乎实际数据而采取这一措施的，而动态试验是在各种速度和振动频率下进行的。在振动过程中看出，摩擦力与速度大致按线性律改变，而当摩擦力-速度曲线具有负梯度 $\lambda$ 时，试验结果如下：

(i) $v=0.002\ \mathrm{ms^{-1}}$, 20Hz, $\lambda=3000\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

(ii) $v=0.002\ \mathrm{ms^{-1}}$, 40Hz, $\lambda=2000\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

(iii) $v=0.004\ \mathrm{ms^{-1}}$, 20Hz, $\lambda=2000\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

(iv) $v=0.004\ \mathrm{ms^{-1}}$, 40Hz, $\lambda=1000\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

对于在 $0.003\ \mathrm{ms^{-1}}$ 的速度下出现的小幅度瞬变振动，为产生总阻尼比 0.2，试用样本各值之间的线性插值法来计算阻尼系数 $f$ 的近似值。

**解** 重行设计的系统的无阻尼固有频率为 32 Hz。假设在此频率下出现振动：

(i) 当 $v=0.002\ \mathrm{ms^{-1}}$ 时, $\lambda=2400\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

(ii) 当 $v=0.004\ \mathrm{ms^{-1}}$ 时, $\lambda=1400\ \mathrm{Nm^{-1}s}$

由插值法得

$$\text{当 } v=0.003\ \mathrm{ms^{-1}} \text{ 时}, \quad \lambda=1900\ \mathrm{Nm^{-1}s}$$

$$\zeta=\frac{f-1900}{2(300\times12\times10^6)^{1/2}}$$

$$f=25900\ \mathrm{Nm^{-1}s}$$

**例 16** 有一类似于图 7.4 所示的传动系统，其摩擦特性见图 7.5a，其参数如下：

$$F_s=50\ \mathrm{N}, \qquad F_c=30\ \mathrm{N}, \quad M=20\ \mathrm{kg},$$

$$K=5\times10^4\ \mathrm{Nm^{-1}}, \quad \lambda=0, \qquad f=400\ \mathrm{Nm^{-1}s},$$

设静摩擦力 $F_s$ 与粘着时间无关，

(a) 试确定在速度 $v=4\times10^{-8}\ \mathrm{ms^{-1}}$ 下，是否会发生粘滑。

(b) 试估算不发生粘滑的最低速度。

**解** (a) 对于上述参数值，当速度为 $4\times10^{-8}\ \mathrm{ms^{-1}}$ 时，$\zeta$、$P$、$\gamma$ 值(见§ 7.5) 为

$$\zeta=\frac{f-\lambda}{2(MK)^{1/2}}=0.2 \quad \omega_n=\frac{K}{M}=50\ \mathrm{rads^{-1}}$$

$$\gamma=\sqrt{1-\zeta^2}=0.98 \qquad P=\frac{F_s-F_c}{Mv\omega_n}=5$$

由式(7.35)得，$\omega_n\gamma T_1=3\pi/2$。把这些数值代入式 (7.33) 可得，在时间 $T_1$ 下滑动速度为负值，这表明粘着会发生，因此，粘滑振动也会发生。

(b) 应用 $a$ 部分的方法求 $v$ 的试算值，从而表明临界速度大致为 $7.3\times10^{-3}\ \mathrm{ms^{-1}}$。

**例 17** 有两个具有同样重量 $W$ 和轴向长度 $l$ 的圆柱，被放在与水平面成 $\theta$ 角的斜面的顶端。假设此平面为刚性的，两个圆柱的直径为 $D_1$ 和 $D_2$，弹性性能为 $E_1\nu_1$ 和 $E_2\nu_2$，滞后损失系数为 $\varepsilon_1$ 和 $\varepsilon_2$。如果两个圆柱均从静止位置开始滚动，试确定两者经任意一段时间后所滚过的距离之比。

如果在上述情况下两个圆柱均有实心橡胶轮胎，其一为 $\varepsilon=0.1$，而另一为 $\varepsilon=0.05$，但两个橡胶轮胎的 $E$ 和 $\nu$ 均相同，那么如果它们在同样时间内运动了同样距离，其半径应为多大？

**解** 圆柱上的加速转矩为

$$(W\sin\theta - F_1)R_1 = I_1\ddot{\phi}_1$$

式中 $I_1 = (3/2)WR_1^2$

$$(W\sin\theta - F_2)R_2 = I_2\ddot{\phi}_2$$

式中 $I_2 = (3/2)WR_2^2$ 及

$$a_1 = \frac{4WR_1}{\pi l}\frac{(1-\nu_1^2)^{1/2}}{E_1}$$

$$a_2 = \frac{4WR_2}{\pi l}\frac{(1-\nu_2^2)^{1/2}}{E_2}$$

由式 (8.1), 得

$$F_1 = \frac{2}{3}\frac{Wa_1\varepsilon_1}{\pi R_1}$$

$$F_2 = \frac{2}{3}\frac{Wa_2\varepsilon_2}{\pi R_2}$$

经过 $t$ 秒钟后, 从静止位置滚过的距离为 $\phi R = \ddot{\phi}Rt$。因此, 两圆柱滚过的距离之比为

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{(W\sin\theta - F_1)\dfrac{R_1R_1t}{I_1}}{(W\sin\theta - F_2)\dfrac{R_2R_2t}{I_2}} = \frac{\sin\theta - \dfrac{2}{3}\left(\dfrac{\varepsilon_1}{\pi R_1}\right)a_1}{\sin\theta - \dfrac{2}{3}\left(\dfrac{\varepsilon_2}{\pi R_2}\right)a_2}$$

式中的 $a_1$ 和 $a_2$ 请看前面。

如果 $S_1 = S_2$, 而 $\dfrac{\varepsilon_1 a_1}{R_1} = \dfrac{\varepsilon_2 a_2}{R_2}$, 代入得

$$R_1/R_2 = 4。$$

**例 18** 有一直径为 $D$ 而密度为 $\rho$ 的球, 由弹性模量为 $E$、泊松比为 $\nu$、滞后损失系数为 $s$ 的材料制成。球以线速度 $v$ 沿着同样材料的水平面滚动。如假设由滚动摩擦产生的热量在球和平面之间均匀分配, 则平面的温升应为多少? 设材料的热性能如下: 导热率为 $\alpha$、热功当量为 $J$、比热为 $c$。你能对上述基本假设随着时间而消失作出结论吗?

**解** 在式(8.2)中

$$F = \frac{3}{16}W\frac{\varepsilon a}{R}$$

式中 $$a=\frac{3}{2}WR\left(\frac{1-\nu^2}{E}\right)^{1/3}$$

由于功率为 $Fv$, 因此对于平面

$$Q=\frac{1}{2}\frac{Fv}{J}$$

根据式(3.42), 对动热源

$$\theta=\frac{0.318Q}{a(a\alpha\rho cv)^{1/2}}$$

因为 $$W=\frac{4}{3}\pi R^3\rho$$

由这些式子得

$$\theta=\frac{0.125R^2\varepsilon}{J}\left(\frac{\rho v}{a\alpha c}\right)^{1/2}$$

代入 $a$ 得 $$\theta=0.092\times\frac{\varepsilon}{J}\times\left(\frac{\rho^2v^3R^8E}{a^3c^3(1-\nu^2)}\right)^{1/16}$$

转过一转后, 球的温度就比平面的温度高, 所以随着运动距离的增大, 这一假设就愈来愈不正确了。

**例 19** 有一直径为 10 cm 而轴向长度为 1 cm 的钢圆柱, 承受法向载荷 200 N 和阻力矩 0.5 Nm。它以等速度 0.1 $ms^{-1}$ 在钢平面上滚动。试计算 100 秒钟后所经过的距离与仅考虑几何形状而预期的距离偏差。试说明在这些条件下, 发生微滑的接触面积百分比。钢的摩擦系数为 0.15, $E=200\times10^9$ $Nm^{-2}$ 以及 $\nu=0.3$。

**解** 法向载荷 $P=200$ N

切向牵引力 $T=10$ N

$$T/\mu P=\frac{10}{30}$$

根据式(8.12)

$$\left(\frac{a}{a}\right)^3=1-\frac{T}{\mu P}$$

$$\frac{a}{a}=\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}=0.815$$

即接触宽度的 81.5% 为粘着面积, 所以接触宽度的 18.5% 为滑

动面积，于是

$$a=\left[\frac{8PR(1-\nu^2)^{1/2}}{\pi lE}\right]^{1/2}=\left(\frac{8\times200\times0.05\times0.91}{\pi\times0.01\times200\times10^9}\right)^{1/2}$$
$$=1.08\times10^{-4}\text{m}$$

在式(8.14)中

$$\frac{\Delta U}{U}=\frac{0.15\times1.08\times10^{-4}}{0.05}\left[1-\left(1-\frac{1}{3}\right)^{1/2}\right]=6.16\times10^{-3}$$

预期的微滑

$$\Delta U=6.16\times10^{-3}\times0.1$$

因此　　$\Delta s=\Delta U t=0.616\times10^{-3}\times100=0.0616\,\text{m}$

经过100秒钟后，圆柱所经过的距离比10 m少0.0616 m。

**例20**　有一直径为1 cm的钢球沿着球轴承的内圈滚动，滚道沟槽半径为0.6 cm，槽底的总直径为6 cm。球上的法向载荷为100 N，作用在球上的转矩所生的球与滚道之间的角速比为$\phi$。当$c=0$时，即沿着$y$值为接触椭圆长轴直径四分之一的直线无滑动时，试确定接触区的尺寸和$\phi$值。在这种情况下，试绘制接触椭圆中粘滑区的形状。取$E=200\times10^9\,\text{Nm}^{-2}$，$\nu=0.3$和$\mu=0.2$。

**解**　$R_{11}=R_{12}=0.5\times10^{-2}\,\text{m}$

$R_{21}=3.0\times10^{-2}\text{m}$

$R_{22}=-0.6\times10^{-2}\text{m}$

根据式(3.23)

$$B-A=1.0\times10^2$$
$$B+A=1.333\times10^2$$

因而

$$\cos\gamma=\frac{1.0}{1.33}=0.75$$
$$\gamma=41°24'$$

根据图3.15得

$$k_a=2.08\quad k_b=0.6$$

运用式(3.22)得

$$a=7.73\times10^{-4}\text{m}\quad b=2.24\times10^{-4}\text{m}$$

根据式(3.24)得

$$R_c=\frac{2\times0.5\times0.6\times10^{-4}}{(0.5+0.6)10^{-2}}=0.546\times10^{-2}\text{m}$$

根据式(8.21)得

$$\pm Kc=\pm\frac{\mu}{R_{11}}c=\frac{(\phi-6)-\dfrac{y^2}{2R_cR}(1+\phi)}{(\phi-6)}$$

令 $c=0$, $y=b/2$ 和 $R_c=0.546\times10^{-2}$, 得 $\phi$ 值为 6.00275/0.99725。将此 $\phi$ 值、$\mu=0.2$ 和 $R_{11}=0.5\times10^{-2}$m 代入，可知 $c$ 随 $y$ 而变化，于是可以绘出粘滑型式。

**例 21** 有一直径为 15 cm 的圆形流体静压推力瓦块，其中央圆腔直径为 7.5 cm。瓦块被设计成能支承一 2500 kg 的质量并有一 0.05 mm 的均匀间隙。润滑剂为不可压缩的，其动力粘度为 0.1 poise (泊)，它从 $5\times10^6\,\text{Nm}^{-2}$ 的恒定压力源，经过外部的毛细管节流器供应给推力瓦块。试计算在这些条件下润滑剂的容积流量和瓦块的静刚度。如果在运转中，轴承表面不平行，而成一 $5\times10^{-4}$ rad 的倾角，试计算新的流量和轴承表面间的最小间隙。

**解** 在平行运转中，首先按式 (12.35) 计算 $\bar{a}$ 和 $\bar{q}$，然后按式 (12.28) 计算 $p_r$。这样就可按式 (12.30) 和 (12.37b) 计算流量和刚度。

毛细管中的流量和压力降之间的关系式为 $Q=K\Delta P$，其中 $K$ 为常数，可按平行条件算出。

在倾斜运转中，根据式(12.35)得

$$p_r=\frac{W}{A\bar{a}} \tag{a}$$

和

$$Q=K(p_s-p_r)=\frac{P_1h^3}{\eta}\bar{q}$$

因此

$$p_r=\frac{p_s}{1+\dfrac{(\alpha R_2)^3}{K\eta}\dfrac{\bar{q}}{\bar{a}^3}} \tag{b}$$

将已知值代入式(a)与(b)后，可得两个以 $\bar{a}$ 的函数形式表示的 $p_r$ 式($\bar{q}$ 与 $\bar{a}$ 均为 $\bar{a}$ 的函数)。利用图 12.15a 和 12.15b 的数据可点绘两个表示 $p_r-\bar{a}$ 关系的线图，其交点表示倾斜条件下的 $p_r$ 和 $\bar{a}$

值。于是，根据节流器两端的压力降可算得新流量。对 $\bar{\alpha}$ 求解，便可得出中央间隙并可算出最小间隙。

**例 22** 有一用小孔控制的流体静压径向轴承，如图 12.18 所示，它支承一直径为 8 cm 的轴，轴承的全长为 6 cm，油腔长度为 4 cm，隔开油腔的支承面宽度为 2 cm。流体在 10 N/mm² 的压力下进入轴承，在无载情况下，油腔压力为 6 N/mm²。如果轴承与轴之间的半径间隙为 0.04 mm，试求轴承在偏心率为零时的刚度。如果流体粘度为 300 cP，试估算轴承工作时所需的流量。

**解** 根据 § 12.10.3，轴承纵横比 $m$ 为 0.25，压力比 $r$ 为 0.6。

根据式(12.44)或直接根据图 12.19，得轴承的无量纲刚度 $\bar{S}_0$ 为 1.10，从而得有量纲刚度为 $1.1\times10^6$ N/mm。

所需的流量为 5.4 cm³/s。

**例 23** 有一长 20 cm、宽 50 cm 而运动速度为 50 cm/s 的阶梯轴承，用粘度为 $10\times10^{-3}$ Ns/m² 的油进行润滑。试设计此轴承，使其能承受 200 N 的载荷并具有最佳尺寸。在上述条件下，试计算摩擦系数和功率消耗。如果上述所设计的轴承，用粘度为 $10^{-5}$ Ns/m² 的气体润滑，试计算轴承数 $\Lambda$。

**解** 根据 § 10.3.2，我们有比值 $L_1/L_2$。较小的膜厚可按下式算得：

$$W=\frac{6\eta UL}{h_0^2}0.0342$$

因此，根据 $\alpha$ 的最佳值，阶梯高度为

$$L_1=14.35\text{ cm}\quad L_2=5.63\text{ cm}$$

$$\text{阶梯高度}=0.28\text{ mm}$$

由于我们已知每一区段的 $dp/dx$，所以可根据式(10.24)和(10.25)计算表面牵引力。下表面上的牵引力等于上表面上的牵引力加上阶梯处的压力与阶梯面积的乘积。为什么？

$$\text{摩擦系数}=0.067$$

$$\text{功率消耗}=0.67\text{ W}$$

对于气体轴承，设大气压力为 1 bar (巴)，则轴承数 $\Lambda\simeq$

0.0018。此值很低，因而我们可用不可压缩理论来说明此轴承的作用。

**例 24** 有一重量为 2000 N、转速为 3000 rpm 的转子，由两个对称布置的流体动压径向轴承所支承。轴颈的直径为 6 cm，每一轴瓦的长度为 6 cm。供应的油的粘度为 $2\times10^{-3}$ Ns/m²。能否设计一轴承，使其运转中的最小膜厚不致小于 10 μm？如果最小膜厚可以减至 7 μm，将发生什么情况？如果这些条件均能成立，试选择合适的间隙。

**解** 我们能加以改变的唯一参数为半径间隙 $C$。索莫菲尔德数 $S=(\eta N/W)LD(R/C)^2$，最大容许偏心率 $\varepsilon$ 决定于间隙，但 $\varepsilon$ 还决定于索莫菲尔德数。由于这不能用解析法求解，所以我们必须假定一间隙值，并考虑算得的偏心率如何能与容许值相比较。

我们可以写成 $S=$常数$/WC^2$，并用所假定的 $C$ 值来计算最大容许偏心率。式中的 $W$ 值为无限长轴承单位长度 $L$ 上的载荷，而对于本例的轴承，$L/D=1$。因此，我们必须用曲线图 10.24a 来确定侧泄系数。为了使轴承能承受 100 N 的载荷，我们必须具有能使无限长轴承承受较大载荷的条件。所以，$W>1000$ N。算出 $S$，从而按表 10.2 查出 $\varepsilon$。它可能与原来假定的值不一致。从这些值的比较中，能得出什么结论呢？选择另一间隙，重行计算。

你会发现，要获得第一个条件是不可能的，但取最大半径间隙约为 26 μm，可以获得第二个条件。

**例 25** 有一宽度为 60 cm 的钢带，正在直径为 10 cm、转速为 600 rpm 的滚轮上输送着。在任何瞬时，钢带均由 10 个滚轮所支承，而每个滚轮可假设为承受 100 N 的载荷。如果每个接触部位均用粘度为 $5\times10^{-3}$ Ns/m² 的油进行充分润滑，而钢带的运动速度为 50 cm/s，试计算每一滚轮上的最小油膜厚度、钢带上的总侧向力和输入滚轮的总功率。粘度增加时，能量消耗会降低吗？

**解** 求出 $U_1$ 和 $U_2$，并代入式(10.12)以求 $h_0$。应该指出，我们必须假定一 $h_0$ 值，以便按表 10.1 确定 $\alpha$。不要忘记宽度为 60 cm。

$$h_0 = 3.8\,\mu m$$

按式(10.32)求出 $P_s$，而按式(10.31)求出摩擦力。仍不要忘记宽度。

$$P_s = 3.17\,N$$

$$\eta(U_1 - U_2)A = 0.12\,N$$

$$F_1 = -3.18\,N$$

$$F_2 = -3.16\,N$$

钢带上的合力 $= 31.6\,N$

能量 = 滚轮数 × 转矩 × 角速度 $\approx 100\,J/s$。

**例 26** 有两个相互压紧的滚轮，每个滚轮的长度为 50 cm、直径为 40 cm、转速为 $30/\pi$ rpm。现有两种润滑剂：

润滑剂 A $\eta = 10 \times 10^{-3}\,Ns/m^2$, $\alpha = 0.2 \times 10^{-7}\,m^2/N$

润滑剂 B $\eta = 12 \times 10^{-3}\,Ns/m^2$, $\alpha = 8 \times 10^{-7}\,m^2/N$

如果两个滚轮均由钢制成，而载荷与润滑剂为下列组合时，试计算弹性流体动力润滑膜厚度。

(1) $2.5 \times 10^5\,N$, 润滑剂 A

(2) $2.5 \times 10^6\,N$, 润滑剂 A

(3) $10^4\,N$, 润滑剂 B

(4) 当一个滚轮用同尺寸的橡胶轮来代替，而载荷为 $10^4\,N$ 和润滑剂为 A 类时。对于钢，$E = 208 \times 10^9\,N/m^2$, $\mu = 0.3$；对于橡胶，$E = 10 \times 10^7\,N/m^2$, $\mu = 0.5$。

**解** 在计算膜厚之前，必须判断该工况处于何种状态。对于每种工况，算出 $q_m$、$q_a$ 和 $p_0$(§ 11.22)。求出 $q_m/q_a$ 和 $q_m/p_0$ 之值。可以看出，各种工况处于不同的状态。于是，无量纲膜厚可利用(11.4)～(11.7)的相应式子算出，也可更简单地从线图(图 11.4)读出，膜厚为

(1) $0.072\,\mu m$

(2) $0.20\,\mu m$

(3) $0.059\,\mu m$

(4) $0.049\,\mu m$

# 附录 C　英国教育科研部关于摩擦学教育和研究的报告（Jost 报告）

## 前　言

1964 年 12 月 22 日，当时的教育科研国务大臣 Bowden 勋爵邀请 H. Peter Jost 先生与其他的润滑工程专家及有关团体磋商，共同查明英国润滑教育和研究的现状，并就工业在这方面的需要提出意见。

随即成立了润滑工程（教育和研究）工作组，由与本学科有关的著名人士 15 人组成，H. Peter Jost 先生担任主席。

工作组的报告于 1965 年 11 月 23 日交给了国务大臣。鉴于该报告能引起社会各界的兴趣，英国教育科研部于 1966 年 2 月发表了报告全文。

## 调 查 工 作

组成

1．工作组成立于 1964 年底，其成员来自有关的主要领域。

受权调查范围

2．非正式地调查润滑教育与润滑研究的现状，并就这方面的工业需要提出意见。

3．“润滑”一词按其完整的涵义来理解，它包括：摩擦和磨损；各种几何形状轴承的选择和设计；润滑剂；润滑的应用等等。因此，它所涉及的学科范围与“润滑”一词的一般概念不同，其范围较广。这一点是调查所得的重要结论。这将在报告的后部详细讨论。

主要活动

4．工作组举行了 10 次全会和 8 次专家鉴定会；每次鉴定会

都有有关活动领域的领导人参加。

5. 专家鉴定书是根据3个协会(英国机械工程师协会、英国动力工程师协会、英国钢铁联合会)和46位专家的意见写成的，他们广泛地代表着所调查的各个领域。

6. 所调查的润滑教育单位有385所技术学校及40所大学和工学院。

7. 所调查的润滑研究单位有33所大学的系、10所工学院、10所工业专科学校、53个研究协会、16个政府非军事部门、21个公营企业和112个私营工业公司。对军事部门的润滑研究工作也作了调查。

8. 此外，还联系了国内外与工业、教育和研究有关的一些团体和个人。

## 第一部分 总 论

### 一、润滑的经济意义和技术意义

目的

9. 润滑是科学、技术和工程实践的重要组成部分。凡是两个相互作用的表面作相对运动时，润滑就起着重要的作用。任何机械设计(不论是设计联接件、机构还是设计机器)都要考虑润滑问题；事实上，只有少数学科对工程师特别是机械设计师顺利完成工作，会有这样大或更大的影响。如果不进行合理的润滑设计和实践，就会发生过度磨损，甚至提前失效，还会白白降低设备的工作能力。

10. 本报告的目的是要表明：应用了润滑科学技术就能得到很大的改善，如能做到这一点，工业和国民经济上目前所受的巨大损失就得以避免。英国工业品在国际市场上的声誉就能大大提高。

11. 为了达到这些目的，需要更多地进行润滑研究，对大学里的研究生和学生以及技术学校的学生更多更好地进行润滑课程教育，并且需要更普遍地认识到该学科在工业中的巨大潜力。如注意到这些情况，就可以降低成本，而且可望在经济上和技术上获得很大的利益。

经济方面

12．要准确估计由于改进技术而获得的全面节约数字往往是困难的；对润滑这类具有普遍意义的边缘学科来说尤其困难。不过，工作组还是适当地作了估计，它从国家的角度表明润滑教育与润滑研究作了改进后可能产生的巨大经济影响。工作组根据别人提供给他们的口头和书面证据以及从某些公司和专家那里得来的机密证据，还根据其成员的个人经验(集中起来就很多很广)来作出这种估计。在这份资料中采用了众所周知的机器使用实例。

13．得出的估计数字表明，工业上每年能节约5亿英镑。下面列出预期节约的主要项目。

| 所估计的节约项目 | 每年百万英镑 |
|---|---|
| (a) 通过减小摩擦而减少能量消耗 | 28 |
| (b) 减少人力 | 10 |
| (c) 节约润滑剂费用 | 10 |
| (d) 节约维修和更换费用 | 230 |
| (e) 由于减少故障所造成的损失而节约投资 | 115 |
| (f) 由于提高利用率和机器效率而节约投资 | 22 |
| (g) 由于延长机器使用寿命而节约投资 | 100 |
| | 515 |

14．估计时，在各方面都故意作了保守的估计，因为估计并不要求精确。为了获得可靠的数据，需要作充分研究。但是工作组深信，这种估计的误差幅度不会大于25%。可以获得很大的节约，是本报告中所讨论的迫切要求采取行动的两个主要原因之一。

技术方面

15．但是，可能的节约不是为强调这门学科的重要性而要考虑的唯一问题。工业的发展方向是，机器的工作条件日益繁重，即速度、尺寸、载荷和工作温度的变化范围都在迅速增大。这种发展需要更好地了解在上述条件下工作时作相对运动的两个表面相互作用的特性。如果不通过研究来掌握这种知识，也不把这种知识

通过教育传给设计人员，显然就会对技术和工业的发展起很大的阻碍作用。

16．工作组认为，认识到这门学科对国家的重要性就能大大提高技术发展的速度，因而能间接地产生很大的经济影响，这是迫切要求采取行动的另一个主要原因。

意义

17．因此，一方面在润滑教育与润滑研究之间有直接的联系，另一方面在工业实力的发展与提高之间也有直接的联系。一个国家的生活水平与出口成绩和工业实力有着不可分割的关系，因此我们不能不顾润滑教育与润滑研究的需要，也不能忽视经济、工业和商业利益，如果继续忽视这门学科，就会阻碍我们获得这些利益。

二、摩擦学或润滑

18．在初步调查过去所以普遍忽视这门学科（不管它在技术上和经济上多么重要）的原因时已经查明，忽视这门学科的主要原因之一是，这门学科是一门边缘学科。润滑主要包括机械工程、化学、物理和冶金学的一部分。看来，它与其他一些边缘学科一样也受到忽视。还已查明，只是由于最近几年来生产方法的改进和技术的进一步发展，才注意到这门边缘学科内容的重要性和相关性。

19．另一个原因已经明确，“润滑”一词可以从广义上理解，如受权调查范围一项所述，也可以从狭义上和较通俗的意义上理解，即它具有“加油工”、“把汽车发动机灌满油”或“黄油嘴”等概念。这样从狭义上理解“润滑”一词曾妨碍许多人去充分理解这门学科的经济意义和技术意义。这样就使大部分人（包括这方面的一些主要专家在内）认识到该词的局限性。

20．为了消除发生误解的原因及其影响，与牛津大学出版社英文字典部磋商之后，建议用 TRIBOLOGY（摩擦科学和摩擦技术）一词来说明这门学科的内容，它还可以相应地细分为摩擦物理学、摩擦冶金学、摩擦工程、摩擦组织等等。因此，“润滑”一词可以用来说明通常所理解的日常活动。

21. 摩擦学的定义如下：

| 摩 擦 学 |
| --- |
| 是研究作相对运动的相互作用表面及其有关理论和实践的一门科学技术。 |

摩擦学一词包括摩擦、润滑和磨损等课题，例如：

作相对运动的相互作用表面的物理学、化学、力学和冶金学，这包括摩擦磨损现象在内。

流体膜润滑，例如液体静力润滑、液体动力润滑、空气静力润滑和空气动力润滑。

非流体膜润滑，例如边界润滑和固体润滑。

特殊条件下的润滑，例如金属变形和切削过程中的润滑。

轴承材料的性能和工作性态。

轴承和支承表面工程，例如滑动轴承和滚动轴承、活塞环、机床导轨、齿轮轮齿等的设计、制造和使用。

轴承环境工程。

液体、半液体、气体和固体润滑剂及组合材料的性能和工作性态。

润滑剂的质量控制与检验。

润滑剂的处理、配方与应用。

润滑剂的管理与组织。

## 第二部分　润滑(摩擦学)教育

### 一、引言

22. 为了调查起见，把现有的润滑教育方法划分为四类。即：

1) 对车间人员(包括管理员)的教育。

2) 对技术人员(包括设计绘图员)的教育。

3) 对大学生的教育。

4) 对研究生的教育。

23. 为这四类润滑教育提供设施的有：

(a) 企业;

(b) 技术学校和工业专科学校;

(c) 工学院和大学。

现已对这些企业和院校作了调查,从而查明了润滑教育的现状。

二、由企业提供的设施

24. 现已对主要企业,包括钢铁业、采矿业、化工设备业、石油业和制造业作了调查。虽然调查是以主要企业的典型者为依据,但是普遍认为所揭示的情况可以适用于制造业。

25. 主要制造业

(a) 在这些企业中,通常没有组织润滑工程教育。职业培训或工业培训课程通常为1周到3周不等,在调查中发现,课程内容以"润滑"为最多,这主要适用于较大的企业单位。例如,在大型化工厂中,为期3周的工业课程中有半天专讲润滑。听课的有维修人员和生产人员。在石油业中也一样,对精炼厂的维修人员和生产人员都给予包括润滑方面的职业培训。

(b) 有些较大的公司,特别是钢铁公司,雇用润滑工程师,他们帮助培训在职人员,除少数外,一般限于培训与润滑有关的人员,例如加油工或润滑设备的维修工。

(c) 石油公司的技术代表在培训方面常起很大的作用,在很多情况下他们被邀请讲授范围较广的一部分课程。

(d) 比较先进的公司为艺徒开设工程技术课程,这通常包括润滑方面的内容,但是常常由石油公司的人员来提供教育。

26. 工业设备公司

(a) 石油公司

在很多企业中,由石油公司来培训,常常是对润滑和维修人员进行教育的唯一有效方法;这尤其适用于较小的公司,因为这些公司雇用不起润滑专家。在最大的石油公司中,有一家公司过去15年内,已为企业开设了润滑工程师培训课程。这些课程的目的是向车间一级的人员和即将提升为润滑工程师的技术员提供一定的教育和培训。这种培训主要是针对钢铁业的。

(b) 工程(包括润滑)设备和动力供应公司

一般说来，这些公司只培训使用其设备的润滑方面操作人员和维修人员。

27．商会和协会

(a) 一些商会和协会已经提供了少量的润滑教育。例如，国家工商业公会主要管理北英格兰中部地区，特别是设菲尔德地区，在其第一和第二年的工程维修研究课程中都有润滑剂方面的内容。另一个例子是，生产工程研究协会在为期三天的机床安装、试验和维修课程中，以一天时间讲授"计划维修"的内容来教育公司中从事润滑工作的雇员。

(b) 英国钢铁联合会曾为从事炼钢工业的技术人员和工段长开设了为期一周的润滑课程。这门课程值得特别提一提，因为一般认为只有这门课程具有高度的专门化。据报道，这些课程的效果都很好。此外，英国钢铁联合会为机械工段长开设的为期一周的课程中，大多数都有 4 节润滑课(每节课为 3/4 小时)。

28．结论

(a) 除了这些特殊规定外，看来对于车间一级(包括管理员)的人员普遍缺乏润滑教育和培训的条件。

(b) 极大多数人认为要开设更多的课程，这样可使车间人员更好地了解这门学科；另一方面，没有人认为企业必须独自提供车间一级以上人员的润滑教育。

**三、由技术学校提供的设施**

29．为了查明润滑课程教育的内容，工作组向英格兰和威尔士的 387 所技术学校作了调查。此外，还通过英格兰教育部和北爱尔兰教育部对苏格兰和北爱尔兰各有关学校作了同样的调查。

30．调查结果

(a) 大多数学校在国家规定的工科课程中都有润滑方面的内容，但只占机械原理或流体力学课程教学大纲的一小部分。这种课程中所包含的内容通常稍多于一堂课。在讲授内燃机或汽车设计等专业课程时，偶然有一些润滑方面的内容。

(b) 伦敦市学院城培养机械工程师和汽车工程师的教学大纲中有润滑问题的基本论述，但是这部分内容所给的时间，每门课程只有几个小时。

(c) 在可以出具文凭或及格证书的技术学校所开的任何课程中，都没有单独考试的润滑课程。

(d) 在 1964/65 年度的学期中，有三所学校曾开设过短期的润滑课程(在晚上上课)，其时间为 3 至 10 周不等。其中有两个班的学生人数为 60 至 80 人。

(e) 有些学校校长表示，如果当地给予支持，愿意开出润滑课程。

31. 根据上述情况可以得出，在英国的四百多所学校中，只有极少数提供了适当的设施。这一点可以充分反映出工业界对这门学科是比较重视的。

**四、由大学和工学院提供的设施**

32. 工程师大多数是在大学或工学院里接受高等教育的。为了查明这些高等院校所提供的润滑教育内容，曾向大学和工学院的系主任了解了他们系里的大学生和研究生课程。调查信寄给英格兰、威尔士、苏格兰和北爱尔兰的 30 所大学的系和 10 所工学院。所了解的大多数是机械工程系，但是也了解了一些工程科学系和生产工程系。调查的反应很好，很多系提供了有价值的评论和答复所提问题的补充资料。

33. 调查结果

对于大学生

(a) 润滑、轴承、摩擦和磨损等课题很少成为学生读的机械工程课程中的主课，而通常是流体力学、机械原理或机械设计课程的一部分。尽管很难明确地确定这些主要课程的有关章节需要化多少时间学习，而答复却提供了润滑课题得到重视的程度。

(b) 对于不同的院校，润滑课程所占的比重有很大的不同，对学生讲授润滑课程的最多时数是 29 小时，而作答复的各所大学的平均时数是 10 小时。对于工学院，相应的时数分别为 40 小时和

11 小时。但是在讲课中，有些课程是最后一年的选修课，因此实际的平均时数要少一些。

(c) 在大学和工学院里，学生在课程设计课中要用 3 小时左右的时间做轴承设计作业。

(d) 润滑实验课的最多时数，大学里是 6 小时，工学院里是 7 小时。平均时数，大学里是 1 小时，工学院里是 2 小时。

对于研究生

(e) 有一所大学（利兹大学）开出了专攻润滑课题的整整 12 个月的课程，修毕后可以获得理科硕士学位。该课程于 1964 年 10 月开始，大致要上 200 次课，还要持续上一个月的设计课和做 3 个月的科学实验。

(f) 下列的短期课程是专讲润滑的：

(i) 伦敦大学帝国学院每年都开出一门为期 3 周、大致讲 60 次的"工程中的润滑问题"课程。

(ii) 设菲尔德大学研究生院应用力学系开出一门为期 5 周、大致讲 50 次的课程，这是获得学位课程的一个组成部分。

(iii) 斯特拉思克莱德大学 (1964/65) 开出一门为期两学期、大致讲 30 次的润滑课程，这是一组高等课程中的一门课。

(g) 有四所工学院开设为期 10～20 小时的短期课程（有时在晚上上课）。

(h) 有七所大学专门开出研究润滑课题的课程，这些课通常作为理科硕士或获得学位课程（例如流体力学或机床制造学）的一部分。

## 第三部分　润滑（摩擦学）研究

### 一、引言

34. 各类研究之间没有明确的界线；按定义来区分研究与发展更加困难。对于润滑（摩擦学）的研究与发展，也不例外。

35. 为了作此调查，按研究目的来划分两类研究，即：

1. 基础研究：增长科学知识，无需涉及任何一种应用。

2．应用或实用研究：能应用科学知识，其中包括将基础研究成果应用于某种工程技术，例如制定设计准则便是。

发展含有研究的成份，但只适用于产品，即：

3．产品改进和研制：破例地应用现有的设计和发展特定产品、工序等知识。

36．调查内容是企业、研究协会、政府非军事部门、大学、工学院、工业专科学校和军事部门所进行的润滑研究。

二、企业的润滑研究

37．众所周知，英国的企业单位很多；其中只有少数几个（主要属于一些较大的公司）可算是从事润滑课题的研究。因此，调查对象是从这样的单位中选出：（a）据悉正在研究润滑课题的一些公司和其他组织；和（b）很少或没有进行这种润滑研究，但根据其业务性质能从这种研究中得到利益的一些企业。供应“润滑品（轴承、润滑剂、滤清器等）”的一部分企业和使用润滑品的一部分企业应加以区别。这些用户可分为：在产品中使用润滑品的主要设备制造厂以及最后使用机器和润滑品的用户，例如动力公司和运输公司等。一共调查了134个企业，其中22个是公营企业。

38．企业方面的反应很好；80%以上有具体答复，其中大部分提供了较大的帮助。对这些答复作了分析后可以得出如下结论：

（a）英国企业对于润滑研究作出了很大的贡献，这不是指某个企业集团，而是指各种供应和使用润滑品的企业。

（b）在所调查的典型企业中，有309名有资格（具有国家高级证书或具有很高的资格）的人在从事润滑方面的基础研究或应用研究，根据这一点来看，英国企业从事润滑研究的总雇员估计不到500人。

（c）“磨损”是最普遍的研究课题，其次是“润滑剂”和“边界润滑”。“普通滑动轴承”在轴承研究中居首位，这可能是由于这类轴承用得多，或者这类轴承发生的问题多。虽然“流体动力润滑”和“流体静力润滑”正在加以研究，但是“弹性流体动力润滑”这门较

新的课题却没有得到重视。

(d) 企业的润滑研究工作大多数是在应用或实用方面，企业所进行的基础研究比较少，但是总数却不少。

(e) 已经查明，轴承制造厂、石油公司、宇宙空间和"综合工程"公司提供了大部分研究成果，而某些最后用户也作了重大贡献和支持。

(f) 很少或没有进行润滑研究的一些著名企业是机床、汽车、化工设备和钢铁等企业。因此，有些重要的工业部门由于没有直接研究其润滑技术(摩擦技术)，必定会受到损失。对于钢铁业尤其如此。

(g) 某些石油公司、轴承制造厂和其他一些供应部门的服务工作正在不断改进。这种服务工作对各自进行润滑研究的企业也同样有利。虽然这种服务工作构成了企业中润滑研究和发展的重要而有价值的一部分，从而大大影响各企业的润滑技术(摩擦技术)标准，但是它必然会由于商业上的原因而受到限制。

(h) 虽然在调查中没有按类索取外来的资料，很多答复仍表明了信赖于供应润滑品的公司所提供的这种服务工作。另一方面，对于研究协会的信赖是无与伦比的。

(i) 各企业都致力于发展个别产品，其研究项目几乎涉及润滑的各个方面。

(j) 某些有普遍性的研究课题显然没有受到重视，例如润滑在金属切削和金属成形中的作用便是。

(k) 从全局看，各企业的任何研究或研究计划没有取得协调。

三、研究协会的润滑研究

39. 在调查中联系了53个研究协会。在53个协会中，有14个协会报导了他们在润滑方面所作的应用研究，这基本上局限于他们各自的活动领域。他们雇用了38名有资格的职员从事这项工作，总人数最多的是8名。有3个研究协会报导了他们所作的基础研究，当然只报导与他们各自行业有关的课题。

40. 从全国来看，研究协会的润滑研究是分散的，显然很不协

调，而且规模也是极小的。几个重大的课题不够重视或没有得到重视。

四、政府非军事部门的润滑研究

41．为了查明政府部门的润滑（摩擦学）研究内容，联系了16个实验室。

42．在15个研究室中，有五个研究室报导了他们所作的某种润滑研究工作。那里雇用的有资格职员大都是兼职的，人数共41名，其中，“国家工程实验室”一个部门就雇用了50%以上。这一部门的研究工作涉及整个润滑（摩擦学）领域的许多方面；这项工作是由该部门的几个组进行的，作为其一部分活动。在其他四个部门中，有一个部门报导了他们所进行的某种基础研究；除此以外，基本上只进行适合于他们各自领域的研究。

43．由于摩擦学在各种活动领域和职责范围内的内容很多，政府部门在润滑（摩擦学）方面的研究项目总数就相形见拙了。

五、大学、工学院和工业专科学校的润滑研究

44．对大学和学院中润滑（摩擦学）研究所作的调查表明，他们已认识到目前是对这门学科进行科学技术研究的良机。

45．大多数研究工作都可分成下面四类：

(1) 润滑剂和轴承材料的性能。

(2) 润滑机理的基本原理（例如弹性流体动力学）。

(3) 摩擦和磨损的基本原理。

(4) 轴承和润滑剂在特殊条件下的研制（例如金属成形）。

很多研究工作必然会涉及摩擦学的基本原理，但也有一些项目研究轴承和润滑剂在工业使用条件下的性能。除某些情况外，看来大学中的润滑（摩擦学）研究在全国范围内很少取得协调或与企业的工作关系不够密切。研究规划常常反映出需要培训研究生和自己的技术人员。

46．目前大学研究力量的规模表明，在选择的中心设立摩擦学研究所可以扩大活动范围，以便更好地为企业服务。这对中小型企业特别重要，虽然它也有利于大型企业。

47. 虽然投入的力量很大和研究的范围很广，大学中目前的研究计划仍没有为很好地和直接地为企业服务提供所需的条件。

### 六、军事部门的润滑研究

48. 虽然在调查范围内没有包括润滑研究方面的军事需要，但军事部门的要求已使所调查的企业受到直接和间接的影响。

49. 军事部门使用各种能适应热带到寒带的气候条件的复杂设备。必须使这种设备的维修次数达到最少限度，因此军事部门致力于研究润滑的科学技术。军事部门制定自用的润滑剂规格和品种试验，并常常设计自用的设备，设立自用的车间以及分配和贮存自用的润滑剂。这些活动都需要雇用专家来研究润滑问题。

50. 军事部门所进行的研究可分为三种级别。首先，由企业提供设计设备和供应设备。其次，依靠内部力量进行品种试验与设备研制工作。最后，依靠外部力量，即特殊问题委托企业和研究协会解决。

51. 军事部门对外单位研究的要求愈来愈走向专门化，所以不一定能立即吸引许多外单位，他们情愿进行能广泛应用于一般企业的研究工作。扩大研究设施和设立专业研究所（如本报告后面所建议的）显然对军事部门有利，虽然他们的需要量与一般企业相比很小。

## 第四部分　对工业需要的估计

### 一、引言

52. 为了估计工业在润滑教育与润滑研究方面的需要，工作组考虑了主要的调查见证人、专家和提出专家书面意见的团体以及其他一些人的观点。他们的观点、评论和意见（其中大部分穿插在下列各节中）使我们能均衡地估计工业在润滑教育与润滑研究方面的需要。此外，本工作组还联系了国外这一领域的几位最有权威的人士，他们就自己国家里润滑教育与润滑研究的状况发表了意见，从而引起我们对某些问题的注意。

## 二、工业在润滑(摩擦学)教育方面的需要

53. 工业在润滑(摩擦学)教育方面的需要是:

(a) 首先,要求各级人员包括维修工、设计人员和管理人员具有比较全面的知识(常识)并了解这门学科。他们还应认识到用摩擦学知识进行合理设计和维修具有重大经济意义,并了解这门学科的广度及其最近的发展情况。

(b) 其次,工业需要很多学过润滑(摩擦学)的专家。特别是在设备成本很高的重工业和日益采用连续性和(或)自动化生产方式的企业(其中有一个轴承发生损坏或咬住就会引起极严重的经济后果)中,需要专业设计师和专业工程师。

对上述两方面的要求都要重视,以防偏废,不然就会丧失从润滑教育得来的某些收获。例如,如果对摩擦学常识和认识教育重视不够,就会使润滑专家改变信念,从而使今后的工业仍将沿着目前不符合摩擦学要求的道路走下去。

常识和认识教育

54. 虽然几乎一切工程实践都需要润滑,但是受过教育的典型工程师对其他任何学科都没有象对这门学科的要求、意义和潜力这样无知和缺乏认识。已经发现,在设备设计特别是重工业设备设计中,忽视了润滑(摩擦学)方面的要求,结果造成运转时功率消耗过多、磨损速度过大以及操作和维修困难。在设备维修中,缺乏摩擦学实践方面的充分知识,结果造成生产机器突然损坏,或者性能逐渐降低和工作能力达不到最大。

对于车间人员

55. 为了执行所制定的有效的润滑程序并显著减少机器损坏,工业要求技工和管理员具有必要的润滑基本知识。生产工程研究协会、动力工程师协会和英国钢铁联合会培训部在这方面做得很好。在生产技术发生急剧变化的形势下,具有专门知识和技能的技工正在逐渐取代传统的全能技工。随着日益走向专门化,必须保证采取积极措施使一切工人和技工都认识到掌握摩擦学实践知识的重要性。除了英国钢铁联合会为工段长所开的为期一周

的课程(已收到几份极受欢迎的报告)外，还没有看到能达到这些目的的教育和培训方法。因此，这类课程受到欢迎。应该指出，大部分人认为，企业本身和技术学校都能为满足工业在这方面的需要起较大作用。

对于技术人员

56．已经查明，技术人员很缺乏润滑(摩擦学)的基本知识。单单金属业和工程业就雇有10万名以上从事设计和制图的制图员和技术人员，还雇有10万名技术人员从事研究、设计、制造、实验和发展方面的工作。但在这些行业中，只有少数技术人员具有润滑方面的业务知识。在技术人员的课程中或国家颁发的普通证书和高级证书中，都没有重视这门学科，除少数外，对技术人员未开短期课程。另一方面，工业上有充分证据说明，技术人员缺少润滑(摩擦学)教育会直接造成机器损坏、润滑费用提高和生产时间浪费。

57．为了尽量减少摩擦和磨损，工业要求技术人员一级的在职设计员、制图员和发展工程师具有这门学科的基本知识，并对润滑技术的最近进展情况、润滑技术的应用、轴承设计和表面处理方法有所了解。对于制造重型设备的行业尤其应该做到这一点。对技术人员来说，改进教育将对工业产生最大的影响。大多数专家和谘询过的团体也持有这种观点。

对于大学生

58．调查表明，在机械工程系学生的许多课程中至少有几门润滑(摩擦学)方面的课程，这是很好的。然而，许多非机械工程系的毕业生，在其一生中有时也会遇到润滑问题；调查结果提出，所有学习工程的大学生都要修读一门关于润滑理论和简单实践方面的基础课程，这包括摩擦及表面间各种接触情况下的物理学、化学、力学和冶金学引论。此外，还应指出，对于轴承的设计和应用要说明现有知识的局限性和超过安全设计极限的后果。对大学生来说，无需把这门课程讲得很彻底，这门课程的目的也不是培养专家。但是，在这一阶段介绍摩擦学的基础理论和实践对于工程能

产生深远的影响。

摩擦学的专业教育

59．十分明显，在设备设计中，缺乏摩擦学的专业知识会使机器性能大大降低。当设备尺寸增大和工作条件恶化时，如用按比例放大的简单外推法将轴承设计成大尺寸，在技术上是危险的，在经济上是浪费的。雇用各级专家来维护设备可以提高设备利用率、延长设备寿命和提高生产率。设计、安装和操作有效的润滑系统需要各级专家。

对于车间人员

60．工业特别是重工业，需要对机械工程维修工进行专门培训，在一些不够条件雇用润滑技术员或润滑工程师的小公司中，他们可以当润滑工段长或润滑管理员来从事润滑方面的工作，而在设有润滑部门的大公司中，他们可以当润滑管理员。应该为技工和管理员开课，正象为锅炉房管理员开课一样，使他们能领得润滑能手证书。此外，还应考虑颁发从事润滑实践的职业证书。工业的需要十分迫切，长期措施无法满足，需要迅速采取一定的行动以适应工业需要。

对于技术人员

61．已经查明，工业迫切需要具有摩擦学专业知识的设计绘图人员，特别是重型设备制造厂的设计室人员和从事设备维修工作的润滑专业技术人员。虽然已经采取了一些措施，但还不能满足工业需要。需要增设一些专业课程，时间达三个月，其内容应该是材料科学的大部分以及润滑剂和轴承的制造、组成和性能的某些细节。在这些课程的教学大纲中应当突出"环境条件"，例如：防止导轨因遇铁屑而发生损坏、轴承的刚度和用有效密封防止进水等。

对于大学生

62．工作组大多数人认为，对于大学生无需普遍进行摩擦学专业教育。

对于研究生

63．工业需要合格的工程师，他们能把摩擦学专业知识应用

于设备的设计和维修以及研究和发展。再次指出，需要主要是在重工业方面。应该有这类专家，就象应该有应力专家或仪器测试专家一样。

64．在设计和制造重型设备时，很少生产标准机器，设计师经常会遇到要迅速解决新的机械问题，这样的专家就能较快地提出圆满解决办法，从而使生产率大大提高；他们还能为制定不断发展的方针而作出重大贡献。在设备维修和工作组织方面，这样的专家能拟定并执行润滑体制和程序，从而防止和避免损坏和过度磨损。

65．直到现在，只有一所大学为研究生获得理学硕士学位而开设摩擦学课程，第一年曾授予五名学生以硕士学位。据估计，企业还需要500名这样的专家，只要每年能培养出25名研究生，就能满足这种需要。届时，目标应该是每年至少要培养出50名。开出更多的研究生课程和进修生课程可以更有利于加强工业和教育之间的联系，从而使双方有利。

66．根据"教育科研部"的最近调查，可以进一步证实工业在研究生教育方面的需要。"润滑和磨损过程"是许多课题中的一项，而这些课题中的许多课程都是工业所需要的，但调查发现，研究生课程总的说来尚未得到企业的充分支持。上述调查还要求工业和教育方面在制定和执行研究生培训规划时加强联系。工作组也得出同样结论，认为为了对研究生进行摩擦学培训以适应工业需要，这种联系是至为重要的。

制定的规模

67．目前还不能对教育和培训所需达到的规模提出精确的数字。这取决于对摩擦学意义的认识程度。由于传播资料等手段能反过来促进对摩擦学意义的认识，因此应该可以保证提供的教育和培训跟上需要，以使(a)工业需要得到满足和(b)所开的课程得到充分支持。

68．要记住下面两个主要目标：

第一，要保证在教育和培训任何接触机器的人员时摩擦学具

有一定的地位。

第二，要弥补目前人力的缺乏。

69. 根据1964年5月劳动部对制造业雇员所作的调查可以看出所需的教育和培训规模，制造业雇员包括下面三类人：

| | |
|---|---|
| 熟练工和半熟练工 | 约3,400,000人 |
| 技术人员 | 约240,000人 |
| 有资格的科学家和技术专家 | 约70,000人 |

然而这并不是说这些人都要或都希望得到摩擦学教育，调查结果表明，即使只有一小部分人需要某种常识，显然也要大大扩大现有的对各级人员进行摩擦学教育的设施，以便在适当的时期内做到这一点。

70. 因此，虽然这些数字没有排除在设置课程时仔细估计工业需要的问题，但是它们仍可用以表明摩擦学教育的需要程度。

## 三、工业在润滑(摩擦学)研究方面的需要

概　况

71. 各种机器和设备的损坏会使国家蒙受很大的损失，这是由于工作人员不仅没有受过合适的摩擦学教育和培训，而且缺乏这门学科的基础知识和无法将之应用于工业设计所致。这需要国家出力通过摩擦学的研究掌握新知识，并通过工程的研究和发展把摩擦学知识应用于各个工业部门。

72. 但是，还有一个原因，也是最重要的一个原因是：

未来的技术发展将要求机器在日益严重的热工和化学条件下工作。如不在摩擦学的基础理论、技术和应用方面作充分的和协调一致的研究，英国产品的性能、可靠性和生产率就一定比不上正在努力进行摩擦学研究的那些国家。

73. 为了回答现代科学和工业发展中面临的问题，工业需要润滑(摩擦学)研究，这种研究必须在如下五方面满足工业需要：(a) 质量、(b) 数量、(c) 协调、(d) 传播研究成果和(e) 为工业所用。

研究的质量

74．在调查中，始终没有发现英国的润滑(摩擦学)研究在质量方面有所不足；所有证据都支持这样的观点：英国的润滑研究在质量方面可和世界各国比美。英国科学家常常借助于临时做成的小型设备获得优良研究成果，这种才能已受到国外某些研究工作者的好评。

研究的数量

75．调查中很明显地暴露出英国的润滑(摩擦学)研究在数量方面有所不足。据报道，工业机器和家用机器的损坏数量是相当大的。在某些情况下，这些损坏设备的修理费已达一百万英镑。这一点说明，只要化上述费用的一小部分进行润滑(摩擦学)研究，就可避免发生这些损坏。从涡轮机到洗衣机，从金属成形工序到食品加工车间，都可举出这种例子来。此外，已经指出，为了执行和军事部门订立的协作合同，需要适当增设润滑(摩擦学)研究机构。

76．现有证据表明，目前润滑(摩擦学)研究在数量方面很缺，不能满足工业在这方面的需要，这种不足程度在不同行业之间相差很大，在重工业例如钢铁业中比较明显。

77．几年前情况更坏，当时国家工程实验室正在改组，前机械工程研究室润滑和磨损组已经瓦解，其任务由若干部门分担，而电气工业协会奥尔德马斯顿理科中心(其中一部门曾研究了润滑(摩擦学)基础科学，而且也获得了国际好评)也因经济原因而解散了。

78．工业要求增加润滑(摩擦学)研究的数量，特别是增加应用或实用研究的数量。特别是在目前进行的摩擦学研究较少但影响却很大的那些领域，如机床业、化工设备业和钢铁业等，必须采取紧急措施改善目前的不良现象。此外，还要增设研究机构来满足军事部门的需要。

79．这些调查结果表达了大多数专家在这方面的意见。

协调和指导

80．英国没有成立协调或规划摩擦学研究的机构，也没有采取任何措施对各研究室的润滑研究提供指导。工业上当前和即将

的需要，通常决定着研究工作的数量和性质。在大学和其他教育机构中，除了少量由企业主办的研究工作外，通常按个人兴趣决定研究项目，并在很多情况下按个人兴趣决定该项研究是否延续。

81．目前只是在科技刊物上发表研究成果（非预先计划的）和通过学会进行正式交流。这样就使研究力量发生不必要的重复。最突出的例子是，有六个单位都作同样的研究，彼此互不通气，而在重要的领域如钢铁方面的研究却大都受到忽视。此外，有些高质量的研究工作由于没有考虑工业参数而不能加以应用。

82．也没有采取措施通知各研究室哪些方面的研究已获成果。大学和工业方面的专家一致认为这是一个缺点，需要采取措施加以纠正。

83．已经指出，很多研究工作者，特别是教育部门的研究工作者，没有把他们的研究工作和工业需要联系起来，他们在发表自己的成果时未作鉴定，也未指出自己研究工作的最终目的。另一方面，这样的共同见解通常是错误的，即大学里提出的一些好想法是由于企业不愿意加以发展而落空的。他们的想法大都不适应工商业界的条件。这种情况表明缺乏指导常识。

84．但是，国家利益要求大学向企业靠拢，以便利用其丰富的智能和专业知识资源。

85．许多专家提倡成立一个能起谘询委员会作用的中心协调团体。按专家们的意见，这样的委员会可以成为一个关于工业问题研究规划的情报集中点，它能指明哪些重复和哪些落空，并向国家级的摩擦学研究指出方向，从而保证目前进行的少量研究中获得最大的利益。

86．工作组认为，设立这样一个团体来指导和随意协调大学、工学院、研究协会和工业企业的摩擦学研究，是工业上迫切需要的。工作组认为，这件事是重新全面估计现状的一个方面，急需加以重视，而现在的情况远远不能满足工业在这方面的需要。

研究成果的传播

87．通过学会和科技刊物来原原本本发表研究成果的现行制

度是完全可行的。可是，世界各国刊物数量的增多使得收集资料的工作非常困难。

88．目前，没有专门收藏摩擦学刊物的中心图书馆，没有为企业查询者精选和摘录有用的资料的业务，也没有地方登记送来的研究成果和哪里可以获得已有的研究成果。已经发现，由于缺少收集和传播研究项目的机构，造成了研究力量的浪费和研究项目的重复；甚至有几个公司进行同样性质的研究，而以前发表的论文却已表明这项研究大部分已经完成。

89．和许多专家发表的意见一样，工作组也认为工业上非常需要建立一个交流摩擦学课题方面知识的情报中心。

研究成果在工业上的应用

90．据报道，企业在吸收和应用摩擦学新知识方面极为迟缓，许多尚未得到应用的摩擦学知识有待企业予以吸收。一部分由于缺乏合适的润滑教育，企业不懂得润滑（摩擦学）的科学技术可以用来判断许多产品损坏的原因（目前还认为是“不可避免的”），而且常能将其修复和加以预防。如果今后能较好地协调摩擦学研究并使研究成果适当地满足工业需要，则研究所得的新知识将立刻为企业所接受而迅速投入实际应用。

91．因此，必须采取措施帮助企业吸收和应用研究成果，并把工业上的问题和要求告知企业和大学的研究室。所以，工业上非常需要与摩擦学研究中心密切联系和随时交流，以使设计师和工程师一方与科学家一方对工业问题能有共同语言。只有做到这一点，才算完全满足工业在这方面的需要。

**四、工业在专业协会活动方面的需要**

92．有组织的专业协会活动，特别是筹备讨论会，对帮助企业起着重大作用，讨论会是使个人能够扩充其知识和吸收最新知识的一种手段，也是使各个领域的研究人员相互交流的一个渠道。如上所述，对于摩擦学这门学科来说，专业协会活动可以作出有益的贡献。

93．近十年来，机械工程师协会的润滑和磨损组在这方面作

出了很大的贡献。其他一些团体，例如石油协会和动力工程师协会也作出了一些显著的贡献。

94．工作组明确表示同意这样的意见：需要组织协会进行摩擦学活动，不仅要把机械工程师和对这门学科感兴趣的其他方面工程师，也要把化学家、冶金学家、物理学家和有相当名望的润滑工程师都吸收到一个专业团体内。而且，在这样的团体内，会员之间应该一律平等，随着人们日益认识到摩擦学本身是一门学科，这样的团体如获得独立和成为单一体将更有利。

95．工作组原则上不反对建议成立一个新的专业团体，如果现有的专业团体不能充分提供必要的活动和条件的话，但是考虑后认为，如果把机械工程师协会的润滑和磨损组的活动和体制扩大到包括这门学科的上述各方面，则这样一个经过改组的小组要比成立一个新的专业团体更能满足工业需要。

**五、工业对润滑设计（摩擦工程设计）和实践手册的需要**

96．不论已否为制图员和工程师开设了润滑（摩擦学）课程，还有很多从事零件、设备、机器和机构等设计的人没有受过任何润滑（摩擦学）教育。此外，他们大多数人不能利用将来开出的课程。

97．听了短期润滑（摩擦学）课程或其中某些章节的设计人员和制图人员，都能基本上了解这门学科或懂得这门学科的基本原理，但是不能获得较深的专业知识。如果他们有一本随时可用、内容丰富的润滑设计和实践指南，他们的工作实效就会得到提高。

98．在第二次世界大战期间和结束后，曾就蒸汽的利用问题提出过同样的要求，为此英国皇家文书出版局出版了“如何有效地利用蒸汽”一书。该手册于1948年出版后，重印了八次，据报道，销售量超过33,000册。英国皇家文书出版局出版的“如何有效地利用燃料”另一本书，据报道，销售量超过55,000册。

99．工作组认为，对于设计人员和维修工程师，也迫切需要一本类似的摩擦工程指南。如果这本书编写得文句简炼，基本上不用数学，插图完整，内容丰富，而且毫无偏见，就可以从中得到很大的利益。它将会大大减少设备的损坏，并给予设计人员和维修

工程师以很大的帮助。

## 第五部分　调查结果和建议

### 一、调查结果摘要

100. 在调查范围内，工作组发现：

1. 英国企业由于对摩擦学了解和应用不够而受到重大损失；这种情况的基本原因在于工业上对摩擦学这门学科缺乏了解。

2. 据估计，改进了摩擦学的教育和研究后，每年大概可节约五亿以上英镑。这个年节约指标，可以在十年内达到。

3. 这样的改进不仅从节约费用的观点看具有重大意义，它也是许多领域内技术进步的决定因素，所以它对国民经济和英国工业品声誉都具有重要意义。

教育

4. 对于具有作相对运动的相互作用表面的设备，所有的设计人员、制造者或用户都要深深懂得，正确地应用了摩擦学知识会带来最有效的摩擦学实践和经济利益。

5. 对各级人员，即车间人员、技术人员、大学生和研究生都要给予更多的摩擦学教育和培训。

6. 摩擦学是一门对很多工业部门都具有重大意义的学科；工业部门和教育部门必须进行合作，有系统地提出摩擦学方面的要求，并提供更多的摩擦学教育和培训。

研究

7. 英国的摩擦学研究质量虽高，但是在可能获得的经济利益中所占的比重很小，特别是在技术和应用方面，而且研究还缺乏连贯性。

8. 为保证更有效地利用有限的资源，必须更好地协调研究工作，并更广泛地传布和更迅速地应用研究成果。

9. 有关摩擦学的工业部门、教育部门、研究部门必须进行合作，规定对摩擦学研究的要求、需要解决的问题、各自范围内必须解决的体制、长期的趋向和摩擦学未来发展的技术意义。

一般情况

10．由于缺乏收集和传布摩擦学各方面情报和资料的机构，因而造成人力和财力大量浪费。这一缺陷对工程设计人员的工作和那些计划研究工作产生特别不利的影响。

11．虽有专业协会和学会在进行摩擦学某几方面的活动，但这是由几个独立的团体分散进行的。这些活动需要在认识到这是一门边缘学科的基础上合在一起进行。

12．工程设计人员和制图员很需要一本摩擦工程设计方面的参考书，而目前没有这样一本著作。

二、关于教育的建议

101．在前文中已经明确，改进各级的摩擦学教育是工业的需要。改进各级的摩擦学教育是改善经济上和技术上的不利影响的一项重要措施，而这种不利影响是由于目前摩擦学教育太少所致。

102．这种要求不仅适用于专家，例如从事摩擦设计或润滑实践的人员；也适用于经理、工程师、技术员、工段长和技工，虽然他们的文化程度不同。因此，适当进行摩擦学常识教育，并进行摩擦学重要性和经济、技术意义的认识教育，应该成为对上述人员进行正规培训的一个主要部分。

103．为了达到这些目的，提出了下面的建议：

建议 (1) 摩擦学常识教育

(a) 对于车间人员

(i) 应该在某些技术学校中开设短期的基础摩擦工程课程。

(ii) 应该请伦敦市学院城这样的团体把摩擦学原理适当地列入其课程大纲中。

(iii) 摩擦学原理课应该成为机械工程维修工课程的一个主要部分。

(iv) 应该请工业培训部考虑把基础摩擦工程课程作为其工程方面培训计划的一个主要部分。

(b) 对于技术人员

(i) 摩擦学应该成为能获得国家高级证书的工程课程的一

个主要部分。

（ii）在从事机械工程的技术人员和初级制图员中，那些在培训过程中尚未受过摩擦学教育的人员，也应该为他们开设摩擦学补充课程。

(c) 对于大学生

（i）应该请那些为大学讲授工程课程的人员，考虑把摩擦科学技术的原理更广地引进工程课程中。

（ii）在介绍这门学科时，应该考虑反映其连贯性、边缘性和在工程实践中具有广泛的意义。

(iii) 在所选的中心，应该把摩擦科学技术作为获得工程学士而修的最后一年的一门选修课。

(iv) 应该请工程协会理事会和机械工程师协会把摩擦学作为其公共课程第 II 部分及全体会员要通过考试的一门课。

(d) 对于研究生

（i）应该请大学和能得工程学位的工业专科学校，考虑为那些已经合格但未受过摩擦学专业教育的人员，开设短期的研究生级摩擦学课程。

建议 (2)　摩擦学专家教育

(a) 对于车间人员

应该为技工特别是具有管理能力的技工开设课程，以培养他们成为企业中的润滑专家。应该考虑承认这样的课程，例如发给职业证书。

(b) 对于技术人员

应该对技术人员进行摩擦学专家教育，例如为技术人员开设机械工程的第 III 部分课程，这是当务之急。

(c) 对于研究生

（i）为适应工业需要而设置的三、四个中心，应该能够为研究生开设摩擦学课程，以使他们获得理科硕士学位、奖状和其他更高荣誉。这些中心也应该能够开设为期 4 周到 12 周的全日制课程。

（ii）最好在摩擦学研究中心对研究生进行摩擦学专家教育。

注：工作组收到许多关于摩擦学课程中可以讲授哪些论题的宝贵意见，但是工作组认为这些建议已超出调查范围。然而，由谘询委员会（其任务见第五部分三 2）来考虑这件事较适宜。

建议（3） 短期教育措施

到摩擦学教育计划全部实施之日，还有相当一段时间。所以，为了填补空白，以帮助那些未受过摩擦学教育和培训的人员，应该考虑采取下面的短期措施。

（a）摩擦学教育队

对了对现有的设计人员和技术人员进行摩擦学教育，应该组织一支小型教育队，其任务是在全国开出摩擦学课程。为学习制订教学计划，可以作为使教育队能够讲课的一种手段。应该每隔一段时期对教育队是否需要办下去进行检查。

（b）函授和半工半读相结合的摩擦学课程

为了对不能脱产上课的工作人员在晚上进行摩擦学专家教育，特别是在不设摩擦学专家课程的技术学校或工业专科学校的所在地，应该考虑设置函授和半工半读相结合的课程，以培训管理人员、技术人员和润滑工程师成为润滑专家。

这样的课程可由摩擦学研究所（见关于研究的建议 1d）或工学院来开。这些课程预期持续二年，其中包括学生每年要去学院上课八至十次，而每次连续三天，以便到实验室做实验和讨论进度等等。如这门课程的考试和实验成绩及格，可以授予学生摩擦学证书。

（c）用较新的教学法

应该考虑用较新的教学法，特别是用电视。可以认为，摩擦学这门课程比其他许多课程更适宜于应用这种方法讲授。

三、关于研究的建议

104. 为了通过摩擦学研究获得新知识，并通过工程研究和发展把这种新知识应用于各个部门，以适应目前的迫切需要，提出了下面的建议：

建议 (1)　摩擦学研究所

(a) 应该建立几个国立的润滑工程中心，使之成为摩擦学研究所。

(b) 这些研究所应该完成三个主要任务，即：

(i) 从事摩擦学的基础研究和应用研究。

(ii) 指导研究生，并为他们提供摩擦学研究设施。

(iii) 同企业形成和保持两方面的联系，一方面鼓励企业参加，不仅参与研究所的管理工作，还提供基金和物资，主办研究项目和派工业专家来讲授有关的课题；另一方面，研究所承担企业的咨询工作，并定期和不定期地派专家在摩擦学方面为企业服务。

(c) 研究所应该为技术学校或其他学校讲师开设摩擦学科的各级课程，每个摩擦学中心都要与所在地的一群学院不断保持联系。

(d) 研究所应该为专家的进一步教育提供方便，例如开设假期课程。

(e) 应该至少有一个研究所为企业进行轴承设计和应用作咨询服务，另有一个研究所为企业研制和试验专用润滑剂作咨询服务，以适应进一步发展技术的需要。

(f) 为了便于进行多学科教育，以适应摩擦学方面的主要要求，建议这些研究所与选出的一些大学和学院建立密切的关系。研究所的所长或主任应该是大学或学院的领导成员。

(g) 由于同企业密切联系是主要目的之一，因此要慎重考虑它们的地理位置，应该至少有一个研究所位于靠近钢铁工厂区。

(h) 各研究所的领导班子应该适当地吸收大学、学院、专业团体、政府部门和企业的代表参加。

建议 (2)　摩擦学协调和咨询委员会

(a) 建议成立摩擦学协调和咨询委员会。该委员会的主要任务是帮助协调研究所和其他单位所进行的摩擦学研究，并提供交换和发表研究计划的论坛。

(b) 摩擦学协调和咨询委员会还应该完成下面不一定属于摩

擦学研究的附加任务：

（i）应政府部门的要求提出摩擦学方面的意见。

（ii）提请注意国内摩擦学研究的任何不平衡和委员会认为要增加力量来研究的摩擦学课题。

(iii）对有关摩擦学教育的问题提出意见。

**四、总的建议**

105．此外，还提出了下面的总的建议：

建议 (1)　摩擦学情报中心

建议成立收集和传布摩擦学各方面情报的中心，组织情报服务工作以摘录和传布已公布的摩擦学课题情报。

建议 (2) 摩擦学专业协会活动

建议组织摩擦学学科的专业协会活动，由工程师、化学家、物理学家和冶金学家，以及有相当地位的在职润滑工程师参加；他们在进行摩擦学方面的活动时，各成员之间应该一律平等。

为了满足把上述各行业的人员集中到一个专门研究摩擦学的团体内的需要，建议请机械工程师协会按现行的规章扩充会员和现润滑和磨损组的人力，俾能在摩擦学方面进行这样的专业协会活动。

建议 (3) “摩擦工程设计和实践手册”

建议考虑出版一本«摩擦工程设计和实践指南»。该书的内容应该简明扼要，基本上不用数学，插图完整，内容丰富和完全没有偏见。

请参考皇家文书局出版的«如何有效地利用蒸汽 (The Efficient Use of Steam)»一书，该书按同样方式涉及另一个学科，已经判明它在工业上有很大的价值。

## 结　尾　语

摩擦学和国家计划

106．据国家计划所发表，科学基础工业和机器及设备制造工业在过去十年里比其他工业发展得快，在今后五年里仍将如此。

工程和联合工业是达到计划目标的关键，因为他们提供了英国出口物资的一半，并生产了为装备英国自己工业和军队而需要的机械、设备、车辆、船舶和飞机。

107．预计在机械工程、电气工程和联合工程方面发展最大，与最近几年的增长率 4.75% 相比，这些部门一年需要增长 6% 左右。预期在机床工业方面增长最快（每年 7～8%）。

108．计划中决定的提高效率和竞争能力，是这些部门和钢铁工业完成计划的基础。

109．比较一下国家计划所提出的要求和本报告中所述的各点可以明了，在整个工业中摩擦学能为达到国家经济目标作出非常重大的贡献。

## 致　谢

工作组对主要的调查见证人，提供内行意见的团体和专家以及企业、技术学校、大学、政府部门和研究协会中协助工作组调查润滑教育与润滑研究的一切人员表示感谢。

工作组还要对一切海外来信者，特别是荷兰德尔夫特工业大学 H. 布洛克教授和美国俄亥俄州纪念巴特尔学院 C. M. 艾伦博士表示感谢，他们帮助供给了许多关于他们自己国家里情况和实践方面的情报。

牛津大学出版社英语辞典部曾在“Tribology（摩擦学）”一词上予以帮助，也在此表示感谢。

# 索引(按笔划顺序)

## 一～五划

一氧化铅(高温润滑剂) lead monoxide (high tempevature lubricant) 133
一致性 conformity 166,184
二硫化钼 molybdenum disulphide 131
三角形(线性)分布 trianqular(linear)distribution 28
中线的定义 definition of centre-line 22
计划报废 planned obsolescence 8
气穴边界条件 cavitation boundary condition 230
无阻尼固有频率 undamped natural frequency 141
气体润滑 gas lubrication 255
支承面积曲线 bearing area curve 24
分段线性近似法 piecewise-linear approximation 148
牛顿特性 newtonian behaviour 193
无量纲群(弹性流体动力润滑) dimensionless groups(elastohydrodynamic) 277
互溶性 mutual solubility 124
不稳定性(流体动力润滑) instability (hydrodynamic) 266
气穴现象 cavitation 229
分布函数 distribution function 25,28,29
分布函数的方差 variance of distribution function 25
分布函数的中值 median of distribution function 29
分布函数的标准差 standard deviation of distribution fanction 25
分布函数的矩 moments of distribution function 27
分布函数的蜂态 kurtosis of distribution function 29
分布函数的偏态 skewness of distribution function 29
外压式轴承 externally pressurised bearings 292
边界润滑 boundary lubrication 111
可倾瓦块轴承(气体润滑) tilting pad bearings, gas lubricated 264

半速涡动 half-speed whirl 266,269
四球式试验机 four-ball tester 212
发热极限 thermal limits 346
打滑 190
石墨 graphite 129

## 六 划

压力中心(斜面推力块) centre of pressure(plane inclinedslider) 226
压力峰(弹性流体动力润滑) pressure spike(EHL) 276
压缩系数 compressibility number 258
光干涉法(测量膜厚用) interference methods for film thickness measurement 288
充气轮胎 pneumatic tyres 189
多叶轴承 lobed bearing 270
自由滚动 free rolling 167
自校准力矩 self-aligning torque 189
自润滑材料 self-lubricating materials 127
自激振动 self-excited oscillation 143
有限宽推力轴承 finite slider bearings 244
有限宽径向轴承 finite journal bearing 249
有限宽轴承 finite length bearings 244
有限宽滚滑圆盘 finite rolling and sliding discs 247
有效粘度 effectire viscosity 287
机车车轮 locomotire wheels 189
设计数据 design data 350
同步涡动 synchronous whirl 266,267
轨线 trajectory 149
当量圆柱 equivalent cylinders 228
伪塑性特性 pseudo-plastic behaviour 201
约翰逊线图 "Johnson"chart 279,280

## 七 划

阻尼比 damping ratio 141

驱动牵引力 driving traction 189
宏观粗糙度 macroroughness 17
层状固体 lamellar solids 128
连杆轴承 connecting-rod bearing 344
进口位置(径向轴承) inlet position(journal bearing) 236
抛物柱体 parabolic cylinder 230
冶金相容性 metallurgical compatability 115
余函数 complementary function 141
希思科特滑动 Heathcote slip 174, 184
劳思-赫维茨判据 Routh-Hurwitz criterion 163
阿查德磨损定律 Archard's law of wear 91, 118
折算压力 reduced pressure 236
逆流体动力解法 inverse hydrodynamic solution 275
库氏流动 Couette flow 354
阿蒙顿定律 Amonton's laws 69

## 八 划

非全周径向轴承 partial journal bearing 234
非牛顿特性 non-newtonian behaviour 199
泊氏流动 Poiseuille flow 354
罗氏磨损理论 Row's wear theory 93
非平行运转 non-parallel operation 327
挤压运动 squeeze motion 222
制动牵引力 braking traction 189
法向接近量 normal approach 57～59
固体润滑剂 solid lubricants 112
实际接触面积 real area of contact 58
屈服压力 yield pressure 75, 92
矿物油 mineral oils 210
  反乳化性 demulsibility 212
  极压性能 extreme pressure properties of 212
  添加剂 additives to 213
  碱性 alkalinity of 211

酸性 acidity of 211
表面全纵座标分布 all-ordinate distribution of 25
表面应变 surface strains 175
表面波谷 surface valleys 23, 24
表面波谷分布 distribution of surface valleys 34
表面变形 deformation of surfaces 39
表面变形判据 criterion for deformation of surfaces 63
表面参数 surface parameters 21
表面参数测量 measurement of surface parameters 37
表面的自相关函数 autocorrelation functions of surfaces 31
表面织构 surface texture 17
表面织构评定方法 methods of assessment of surface texture 18
表面的统计性能 statistical properties of surfaces 24
表面轮廓测量术 profilometry 19, 20
表面轮廓斜率分布 distribution of slope of surface 35
表面速度 surface relocities 221
表面高度分布 height distribution of surface 24
表面弹性变形 elastic deformation of surfaces 59
表面粗糙度 surface roughness 70
表面塑性变形 plastic deformation of surfaces 59
表面牵引力 tangential traction 175
表面微凸体 surface asperities 17
曲率分布 distribution of curvatures of 35
波峰分布 distribution of peaks of 34
面积分布 area distribution of 22
斜率分布 distribution of slop of 35
表面膜 sarface film 93, 108, 125
拐弯力 cornering force 189
轮胎花纹 tread pattern 191
轮胎-路面接触 tyre-road contacts 189
沾染膜 contaminant films 79
油脂 greases 214
油的离析 oil separation of — 216

机械稳定性 mechanical stability of — 216
极压性能 extreme pressure properties of — 216
氧化稳定性 oxidation stability of — 215
添加剂 additives to — 216
稠度 consistency of — 215
滴点 drop point of — 216
侧泄(弹流) side leakage(EHD) 288
侧泄系数 244
变粘度 variable viscocity 236, 274
纳维-斯托克斯方程 Navier-Stokes equation 352
环境 environment 10
软膜 soft films 112
金属表面 metallic surfaces 16
金属表面层 layers in 16
金属表面图 maps of 18
金属表面波度 waviness in 17
金属表面粗糙度 roughness of 17

## 九 划

等色线 isochromatics 44, 49, 50
径向轴承 journal bearing 231
矩形(均匀)分布 rectangular (uniform) distribution 27
相位平面解析法 phase-plane analysis 148
相变 phase change 113
轴的涡动 whirling of shafts 266
轴的临界转速 critical speed of shafts 268
轴承数(气体润滑) bearing number(gas lubrication) 258
临界剪应力 critical shear stress 76
点接触(弹性流体动力润滑) point contact(EHL) 288

## 十 划

氟化钙(高温润滑剂) calcium fluoride(hign temperature lubricant) 133
氧化膜 oxide films 109

流体动力润滑 hydrodynamic lubrication 218
流体动力润滑膜极限 hydrodynamic limit 348
流体的密度-温度关系 density-temperature relationship for fluids 253
流体静力润滑 hydrostatic lubrication 292
流体静力润滑膜极限 hydrostatic limit 348
流体静压径向轴承 hydrostatic journal bearings 332
流体静压推力轴承 hydrostatic thrust bearings 295
疲劳极限 fatigue limit 347
经济性 economics 10
特定积分 particulav integral 141
真空磨损 wear under vacuum 109
窄轴承理论 short bearing theory 249
圆柱元 elemental cylinder 181
圆盘 discs 228
圆盘式试验机 disc machine 210, 280
索莫菲尔德变换 Sommerfeld transformation 232
索莫菲尔德数 Sommerfeld number 235
索莫菲尔德解(径向轴承) Sommerfeld solution for journal bearing 233
热效应 thermal effects 65, 263
热楔 thermal wedge 253
高温固体润滑剂 high temperature solid lubricant 133
高斯分布 gaussian distribution 26
能量损耗 energy losses 9
润滑剂弹性 elasticity of lubricants 201
润滑膜形状 film shape 275, 283

## 十 一 划

推力轴承 slider bearing 223
气体润滑推力轴承 gas lubricated 258
斜面推力轴承 plane inclined 223
偏心率 eccentricity ratio 232
牵引力 traction 166
径向轴承的牵引力 of journal bearings 242

流体动力润滑膜的牵引力 in hydrodynamic films 237
推力轴承的牵引力 of slider bearings 238
弹性流体动力润滑的牵引力 EHD 284
滚滑圆盘的牵引力 of rolling and sliding discs 240
弹性功 elastic work 169
弹性流体动力润滑 EHL 191,272
弹性流体动力润滑膜极限 EHD limit 348
弹性滞后 elastic hysteresis 75,169
弹性模量 Young's modulus 97
强迫振动 forced oscillations 141
惯性影响 inertia effects 346
控制 control 10
描述函数 describing function 149
粘度 viscosity 192
动力粘度 dynamic — 193
运动粘度 kinematic — 194
粘度单位 units of — 193
粘度测量 measurement of — 201
粘度指数 — index 196
粘度计 viscometer 202
毛细管粘度计 capillary — 202
相对粘度计 relative — 203
带式粘度计 band — 207
绝对粘度计 absolute — 203
转筒粘度计 rotating cylinder — 208
宾氏粘度计 Bingham — 203
恩氏粘度计 Engler — 204
射流粘度计 efflux — 204
落球粘度计 falling sphere — 206
奥氏粘度计 Ostwald — 204
雷氏粘度计 Redwood — 204
锥板粘度计 cone and plate — 208
滚球粘度计 rolling sphere — 207

落筒粘度计 falling cylinder — 207
赛氏粘度计 Saybolt — 204
粘着 adhesion 73
粘着面积 stick areas 179
粘着摩擦理论 adhesion theory of friction 75,77
粘弹性流体 visco-elastic fluids 201
粘滑 stick-slip 143,144
粘滑型式 stick-slip pattern 186
粘滑振动分析 analysis of stick-slip oscillation 153
接点生长 junction growth 78
接触区 contact region(contact zone) 167,177
接触电阻 electrical contact resistance 109
接触表面应力分布 stress distribution of surfaces in contact 40
接触表面变形 displacements of surfaces in contact 45
接触椭圆 ellipse of contact 172
渗碳 carburising 112
粗糙曲面接触 contact of curved rough surfaces 64
粗糙度中线平均高度 centre-line average roughness 21
粗糙度均方根高度 root-mean square value(R. M. S.)of roughness 21
粗糙度测量仪 Talysurf 21

## 十 二 划

最大载荷 maximum load 346
宾厄姆流体特性 Bingham fluid behariour 200
氮化 nitriding 112
硫化处理 sulfinuzing 112
犁沟 ploughing 76,85
晶体结构 crystal structure 115,125
塑性功 plastic work 171
塑性变形 plastic deformation 74
塑性指数 plasticity index 64
塑性流体特性 plastic fluid behaviour 200
硬度 hardness 92,95

温度影响 temperature effects, 126
硬涂层 hard coatings 112
等倾线 isocline 149
椭圆接触 elliptic contact 172
塑料 plastics 133
  氧化稳定性 oxidation stability of — 211
  润滑影响 effects of lubrication on — 138
  温度影响 effects of temperature on — 138
  润滑油 lubricating oil
  SAE 分级法 SAE classification of — 198
  比热 specific heat of — 211
  闪点 flashpoint of — 211
  导热率 thermal conductivity of — 211
  充填塑料和强化塑料 filled and reinforced — 138
  相对密度 relative density of — 211
  倾点 pour point of — 212
  起泡 foaming of — 212

## 十 三 划

简史 historical survey 3
滑动角 slip angle 190
滑动面积 slip areas 180
滑动表面接触 contact of surfaces in sliding 40
滑动摩擦 sliding friction 174, 285
摄动法 perturbation methods 147
微凸体互嵌 asperity interlocking 74
微凸体的相互作用 interaction of asperities 82
微观粗糙度 microroughness 17
微滑 microslip 175
触变性 thixotropy 200
瑞利阶梯轴承 Rayleigh step bearing 227
雷诺方程 Reynolds equation
  气体润滑 for gas lubrication 256

同时有滑动和挤压运动 for combined sliding and squeeze motion 223
法向运动 for normal motion 357
挤压运动 for squeeze motion 222
滑动 for sliding motion 221,357
滚动阻力 rolling resistance 169
滚动接触磨损 wear of rolling contact 98
滚动摩擦 rolling friction 284

## 十 四 划

箔轴承 foil bearing 266
赫兹方程 Hertz equations 98
赫兹接触 hertzian contact 167,276
二维赫兹接触 two-dimensional — 46
三维赫兹接触 three-dimensional — 54
压力分布 pressure distribution of — 47,54
应力分布 stress distribution of — 48
膜厚的测量 measurement of film thickness 280

## 十 五 划

摩擦 friction 69
动摩擦 kinetic — 69
粘着摩擦理论 adhesion theory of — 75
滑动摩擦 sliding — 174,285
静摩擦 static — 69
摩擦力 friction force 69
摩擦力模型 friction force models 150
摩擦不稳定性 friction instability 346
摩擦系数 coefficient of friction 175
摩擦学 tribology 1
摩擦定律 laws of friction 4,69
摩擦测量 measurement of friction 71
摩擦振动幅度 amplitude of frictional oscillations 146
摩擦振动频率 frequemy of frictional oscillations 147
飘滑 aquaplaning 191

## 十 六 划

磨合 running-in 119
磨损 wear 9,89
IBM 的磨损工程模型 IBM Engineering model of wear 106,118
气蚀 cavitation erosion 104
防止磨损方法 prevention of wear 117
严重磨损 severe wear 110
轻微磨损 mild wear 109
疲劳磨损 fatigue wear 98
粘着磨损 adhisive wear 90
微动磨损 fretting 102
腐蚀磨损 corrosive wear 101
磨蚀 erosive wear 103
磨损系数 wear coefficients of 137
磨损测量 measurement of wear 116
磨粒磨损 abrasive wear 94,119
磨损关系式在设计中的应用 application of wear relationships to design 117
磨损极限 wear limit 346
磨粒尺寸 size of wear particles 105
磨粒磨损 abrasive wear 94,119
膨胀性 dilitancy 201
瞬变振动 transient oscillations 141
磷化处理 phosphating 112
螺旋槽轴承 spiral groove bearing 264
蠕滑速度 creep velocity 180