

高等学校交流讲义

鍋炉鋼材及鍋炉元件的 强度計算

李之光編著

只限学校内部使用

前 言

我校鍋爐專業成立以來，主要課程是采用曾在我校工作過的蘇聯專家、技術科學副博士、副教授華·米·馬克西莫夫同志編寫的講義作為教材。根據幾年來的教學經驗和在工作崗位上的畢業學生反映，這些資料既反映了現代科學技術的最新成就，同時也是密切聯繫生產實際的。學生到工作崗位後，能夠在已學專業知識的基礎上，解決生產中的問題。

但是，教材缺乏還是目前我專業教學工作中所存在的一項重大問題。首先，由於蘇聯資料原文的較多，已譯成中文的很少，不便于學生課內閱讀，而現有的中文書籍有的在內容上、有的在系統完整性上尚不適合作為高等學校鍋爐專業的教材。其次，我們過去所用的專家講義寫得較精簡，缺乏供學生課後閱讀的補充內容，其中部分章節由於鍋爐技術的迅速發展和新的設計計算標準的採用，也有修改和補充的必要。第三，原用的教材在聯繫我國生產實際方面還很不夠。

為此，我們在總結已有教學經驗的基礎上，將過去採用的講義按我校教育計劃的要求加以修改補充，編成本書，供校內外使用。

由於時間短促，在本書中收集我國的有關生產資料，特別是我國工業大躍進中的技術成就仍感不足，尚待今後陸續補充。

本書可作為高等學校鍋爐製造專業“鍋爐鋼材及鍋爐元件強度計算”課程教材，亦可作為中等技術學校教學參考書及鍋爐製造部門、熱力發電廠有關人員在工作中參考之用。在採用此書作為教材時，應根據教學時數及學生已學“金屬學”課程情況選用所需部分。

鑒於我們的教學經驗和生產技術知識之不足，書中錯誤、遺漏之處在所難免，尚希校內外同志提出寶貴意見。

哈爾濱工業大學 鍋爐教研室

目 次

前言	1
概 論	4
第一章 金屬的彈性、塑性及強度	5
第一节 金屬的微观結構	5
第二节 金屬的彈性、塑性及強度	7
第三节 強度特性及塑性特性	14
第四节 金屬的強化	24
第二章 高溫条件下金屬的強度	26
第一节 溫度对金屬強度性能及塑性性能的影响	26
第二节 高溫下金屬的蠕变及其試驗方法	29
第三节 抗蠕变特性（蠕变限）	35
第四节 高溫下金屬的持久強度	41
第五节 塑性儲量及高溫強度特性的綜合图	43
第六节 金屬的扩散及再結晶、高溫下金屬的強度及塑性的特点、蠕变的本质	46
第七节 影响蠕变的因素及提高抗蠕变能力的方法	54
第八节 复杂受力状态下金屬的高溫強度	70
第九节 高溫下金屬的松弛及其試驗方法	71
第十节 抗松弛特性	77
第十一节 影响松弛的因素及提高抗松弛能力的方法	80
第十二节 蠕变与松弛的关系	89
第三章 金屬的脆性	92
第一节 冲击韌性及靜載韌性	92
第二节 变形速度及試件形状对金屬韌性的影响	95
第三节 溫度对金屬韌性的影响	96
第四节 回火脆性及熱脆性	99
第五节 时效	103
第六节 苛性脆化	107
第四章 內应力	113
第一节 由于溫度差所引起的暂时內应力——溫度应力（熱应力）	113
第二节 由于熱塑性变形所引起的剩余內应力	121
第三节 由于不均匀变形所引起的剩余內应力	125
第四节 由于金屬相变所引起的剩余內应力	128
第五节 金屬的熱疲勞	129
第六节 內应力对金屬強度的影响	131
第七节 內应力的測量方法	133
第五章 高溫長时作用下金屬組織的变化、在运行中对鍋爐鋼材的監察	136
第一节 鍋爐鋼材組織的变化	136
第二节 在运行中对鍋爐鋼材的監察	146
第六章 鍋爐制造用的金屬材料	151
第一节 鍋爐元件的工作条件	152

第二节	金属的氧化及腐蚀	153
第三节	对锅炉钢材及半成品所提出的要求	160
第四节	锅炉钢材的分类	163
第五节	锅炉钢材牌号的表示方法	167
第六节	化学元素对锅炉钢材性能的影响	168
第七节	锅炉汽包、受热面钢管、管道及联箱所应用的钢材	175
第八节	法兰联结零件所应用的钢材	189
第九节	吹灰器及固定零件所应用的钢材	192
第十节	铸钢及铸铁	195
第七章	承受内压力作用的锅炉元件强度计算	200
第一节	极限应力及极限载荷的强度计算方法	200
第二节	锅炉元件的许用应力	201
第三节	承受内压力作用的圆筒形容器的应力状态及强度计算公式	204
第四节	汽包圆筒形部分的强度计算	218
第五节	圆筒形联箱的强度计算	230
第六节	钢管(管道)的强度计算	234
第七节	汽包圆筒形部分、联箱及钢管(管道)的附加外力校验计算	238
第八节	凸起封头的应力状态及强度计算公式	243
第九节	汽包凸起封头的强度计算	249
第十节	圆筒形联箱的平封头及堵板的强度计算	253
第十一节	方联箱的应力状态及强度计算公式	257
第十二节	方联箱的强度计算	259
第十三节	孔的加强计算	263
附录	主要牌号碳钢及合金钢的物理性能	267
参考文献		267

概 論

在近代鍋爐中，金屬材料的工作條件是十分不利的。首先，某些承受內壓力作用的鍋爐元件（如蒸汽過熱器蛇形管及聯箱、蒸汽管道等）是處於相當高的溫度（達 $500\sim 700^{\circ}\text{C}$ ）下長期（一般不少於100000小時）地工作着，在這樣高的溫度下，金屬的強度性能顯著下降；氧化現象會十分明顯地表現出來；金屬的內部組織也可能發生各種不利的變化，使強度性能及塑性性能變壞。其次，鍋爐元件須承受由內壓力所造成的很高機械應力的作用，同時，由於溫度差及工藝原因，使鍋爐元件中還出現附加的溫度應力及剩餘應力，而附加的溫度應力值有時是周期變化的，這都對鍋爐元件的強度起着不利的作用。再次，鍋爐元件內受汽、水，外受煙氣的腐蝕作用，腐蝕不僅使器壁變薄，強度減弱，而且有時還將引起金屬的脆化，這都嚴重地影響到元件的安全可靠性。

如果鍋爐元件承受不了這種不利工作條件的長期作用，在運行中發生破裂，由於鍋爐內部工質的壓力及溫度很高，將造成十分嚴重的後果：這首先表現在嚴重危害到工作人員的生命安全；其次，將帶來重大經濟損失。這種經濟損失表現在兩個方面，一個是使電能供給中斷，影響到一系列生產單位的正常生產，其損失程度是難以估計的；另一個是使鍋爐設備本身及鄰近設備遭受破壞，因此，在鍋爐設計中首先要確保的乃是設備的長期安全可靠運行。

近代鍋爐設備的金屬耗量是十分巨大的，不僅需要優質碳鋼，而且在現有的高參數鍋爐設備上，還應用了相當數量的合金鋼；在超高參數設備上目前還必需用高合金奧氏體鋼。因而，如何在一定的條件下盡量節省優質鋼材，對於鍋爐設備來說，是一項十分重要的問題。

合理地為鍋爐元件選取鋼材及正確地進行強度計算是关系到上述安全性及經濟性的一個重要問題。合理地選取鋼材及正確地進行強度計算只能建立在對鍋爐鋼材的各種性能及鍋爐元件所處的應力狀態的深刻了解的基礎之上。到目前為止，有關鍋爐材料強度理論方面的各種問題仍處於探索、開始掌握、不斷發展及充實的階段。因此，有關資料及最新科研成果等尚十分分散，多刊載於新近期刊雜誌中，學生及有關工作人員在學習及工作中要應用起來很不方便。本書首先就是將新近科研成果進行收集、整理，使之系統化，便於學習應用。此外，還尽可能地反映出我國實際情況，並對某些問題作進一步的分析及探討。

本書前五章闡述有關鍋爐鋼材的強度理論問題。第一章所敘述的金屬的微观結構，金屬的彈性、塑性及強度，金屬的強化等，為學習以後章節所必需了解的內容。在第二章中，對金屬的蠕變、持久強度、松弛等做了詳細的介紹，因為鍋爐元件的主要強度特點即表現在這方面上。第三章包括鍋爐元件可能產生的各種脆化現象。在第四章中，着重講解各種內應力的產生原理，以便於掌握對各元件出現內應力的分析方法，同時單獨地講述了內應力對鍋爐元件強度的影響情況。第五章包括鍋爐鋼材組織的各種變化及對鍋爐鋼材在運行中的監察，並介紹了蘇聯近期對監察規程的討論意見。本書第六章為鍋爐鋼材部分。在這里除介紹了目前通常採用的牌號外，對即將採用的新牌號如耐高溫珠光體鋼及高強度奧氏體鋼也給予了敘述，此外，對資本主義國家鍋爐鋼材也做了某些介紹。第七章為鍋爐元件強度計算部分。本章系根據蘇聯新的“蒸汽鍋爐元件強度計算標準”（1956年）並參照蘇聯國家計劃委員會、波爾宗諾夫中央鍋爐渦輪機研究所對上述標準修改及補充的第215號通報（1958年）編寫的。

編著者

1959年12月

第一章 金屬的彈性、塑性及強度

第一节 金屬的微观結構

一切物体都是由尺寸极小的原子所組成；原子半徑介于 $0.528 \times 10^{-8} \sim 2.4 \times 10^{-8}$ 厘米 (cm) 之間，即只有几亿分之一厘米。原子的体积虽小，但也由不均匀的物质填充着，它是由运动着的物质所形成的一个复杂体系。原子的中心，即原子核是由带正电的质点——质子及不带电荷的质点——中子所組成。原子的绝大部分质量 (超过 99.98%) 是集中在原子核上，而核本身的体积却只占原子体积的极小一部分 (小于原子体积的 $1/10^{13}$)。圍繞着原子核的是电子，它們以极大速度繞核而运动着。原子核内质子的数目 (正电荷) 与繞核而运动着的电子数目是相等的，从电性讲，原子是中性的。电子是沿着一定圓或橢圓轨道运动着的，轨道尺寸愈大，則电子的能級 (电子在轨道上的运动量) 愈高。电子运动轨道的半徑为自然循数的平方，即 $r_2 = 4r_1$ ； $r_3 = 9r_1$ ； $r_4 = 16r_1$ 等。可将原子内的电子分为代表其能量的若干层 (能級)。在每层内电子的数目是不多于 $N = 2n^2$ 的，因而：

在第一层内可能有 $2 \times 1^2 = 2$ 个电子；

在第二层内可能有 $2 \times 2^2 = 8$ 个电子；

在第三层内可能有 $2 \times 3^2 = 18$ 个电子，余此类推。

根据电子的能級，每一层又可分为若干次层。在每次层内的电子数目是不多于 $N_n = 2(2l + 1)$ 的，因而：

在第零次层内可能有 $2(2 \times 0 + 1) = 2$ 个电子；

在第一次层内可能有 $2(2 \times 1 + 1) = 6$ 个电子；

在第二次层内可能有 $2(2 \times 2 + 1) = 10$ 个电子，余此类推。

当电子处于较高能級的次层而同时有未填满的較低能級次层存在时，就决定了元素的許多特殊性能：形成碳化物、氮化物的能力；碳化物、氮化物的稳定性等等。鋁、鉍、鈦、鉻、鈦等元素的第三层中的第二次层均未填满电子，而能級較高的层内却存在有电子，因而这些元素都能形成碳化物及氮化物，而且愈未被填满者，其所形成的碳化物及氮化物愈稳定。

鉄的原子中一共有 26 个电子，它們是按下述方式分布的：在第一层内有 2 个电子，这 2 个电子皆屬於零次层；在第二层内有 8 个电子，其中 2 个电子在零次层内，另 6 个在第一次层内；在第三层内有 14 个电子 (而能包含 18 个电子)，因而这层是未被填满的。此第三层的零次层内有 2 个电子，第一次层内有 6 个电子，第二次层内有 6 个电子 (可以容納 10 个电子)，即此第二次层未被填满。虽然如此，但余下的 2 个电子却处于第四层的零次层内。

金屬原子一般都与上述的鉄原子情形一样：在最外层都有 1~2 个电子。这 1~2 个电子与原子核的联系是很弱的，很易离开此原子而跑到其他原子的最外层去。因此，將它們看做为“自由的”电子。在由大量原子所組成的金屬中，这些自由的电子属于整个原子总

体，而不分属于某个原子，它们在金属中做不规则的各向运动，形成所谓的“电子云”。将自己的电子给予“电子云”的原子就带了正电荷，即形成了正离子。所以金属的特征是由相对不大运动的正离子（在其平衡位置上振动，即以每秒 10^{13} 的高频率围绕晶格结点而振动）构成晶格，而在晶格间隙中自由的电子以巨大的速度在运动着。

金属是结晶体。在金属内，原子^①以最外电子层的球面彼此相接触，且依照一定规则的几何次序在空间内排列着。这样有规则排列的结果就形成了所谓的“结晶体”（“晶体点阵”）

结晶体有不同的类型。在金属内通常遇到的是以下几类晶格：“体心立方”晶格；“面心立方”晶格及“六方”晶格。

体心立方晶格的晶胞（单位晶格）如图1-1 a所示。在这种晶格的晶胞内有9个原子（8个在立方体的顶点上，1个在中心），每一顶点处的原子为8个晶胞所共有；因而每一晶胞内平均只有 $8 \times \frac{1}{8} + 1 = 2$ 个原子。在晶体内原子的距离在不同方向是不一样的。沿立方体对角线方向的原子间距要比沿立方体棱方向的原子间距为小；而沿棱方向的原子间距又比沿立方体面的对角线方向的原子间距为小。

面心立方晶格的晶胞如图1-1 b所示。在这种晶格的晶胞内有14个原子（8个在立方体的顶点上，6个在面上）。每一顶点上的原子为8个晶胞所共有，而每一面上的原子为2个晶胞所共有；因而每一晶胞内平均有 $8 \times \frac{1}{8} + 6 \times \frac{1}{2} = 4$ 个原子。

六方晶格的晶胞如图1-1 c所示。在这种晶格的晶胞内有17个原子（12个在顶点上，上下面的中心各有1个，在中间截面内有3个）。这时，每一晶胞内平均有 $12 \times \frac{1}{6} + 2 \times \frac{1}{2} + 3 = 6$ 个原子。

应该注意到，在图1-1中左边所示的晶胞是一种假定的图像；实际上当然没有任何线条将原子联成晶格的。原子的实际排列如图1-1中右边所示，即原子彼此相靠，密集地排列着。

在晶格中原子排列的密度是很大的：在面心立方晶格及六方晶格内原子占据了晶体总体积的74%，而原子之间的间隙（孔洞）占26%；在体心立方晶格内原子占68%，而间隙占32%。

必需指出，在实际晶体中原子的排列并不能保持像上述简单晶胞情况的那样次序。实际上，原子在晶格内的排列与理想次序是有若干出入的（图1-2）。

^① 此处原子实际是指正离子而言，但一般皆称原子。

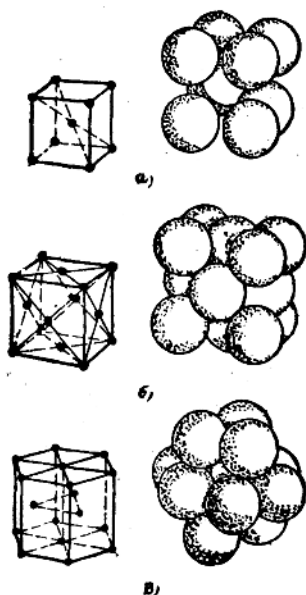


图1-1 晶胞内原子的排列：
a—体心立方的，b—面心立方的，c—六方的。

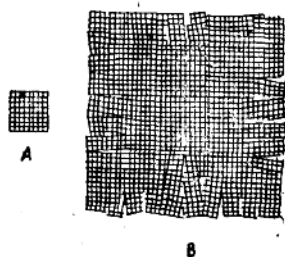


图1-2 理想晶体(A)及实际晶体(B)的晶格(图中每一个小方格表示一个晶胞)。

金屬是由无数晶粒組成的。各晶粒中晶格的方向彼此互不相同(图1-3)。在晶粒的交界处, 晶格有着严重的扭曲现象。晶粒边界层的结构較晶粒内部疏松。在实际金屬中, 各种杂质——金屬的、非金屬的、气体的——多分布在晶粒的交界处。晶格的扭曲不仅只表现在晶粒的交界处, 或晶粒内部也是这样。晶粒往往是由大量方位不一, 彼此互呈几十分之一度, 而横截面尺寸約为 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 毫米的区域(嵌镶块)所組成。这种組織称为

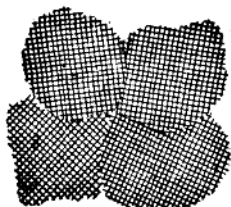


图1-3 多晶体中晶粒的示意图。

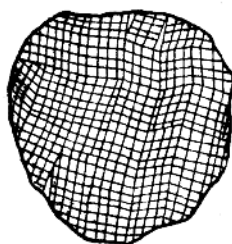


图1-4 晶粒中的“嵌镶”结构。

“嵌镶”结构或“超晶”结构。它在极大的放大倍率下, 尤其可借电子显微鏡显现出来。嵌镶结构如图1-4所示。

前面已提及过, 原子皆圍繞着晶格結点振动着。温度愈高时, 这种振动的振幅愈大。在一定温度下, 晶格内大多数原子具有相同的能量, 但个别原子具有较高的能量。这类少数原子不仅振幅較其他原子为大, 而且还可能由一处跃至另一处(由結点上跃至結点之間; 由晶体表面跃至体外等)。这种脱离晶格結点的原子称为“脱位原子”。

在研究金屬内部发生的各种过程以及闡明其性能发生改变的原因时, 必需将实际晶体结构的上述特点(缺陷)考虑在内。

晶体的有規則排列且各个方向的密度不同就使晶体的性能在各方向也不相同。但实际金屬皆由无数个方向各不相同的晶粒組成; 因此, 总的来看金屬各向的性能是相同的。

金屬的性能在很大程度上取决于它的晶粒大小: 事实証明, 晶粒愈小硬度及强度愈高, 而塑性愈低。

第二节 金屬的彈性、塑性及强度

金屬受力作用时, 一定产生变形。若作用的力較小时, 所产生的变形是彈性的。“彈性变形”是力去除后能消失掉的变形。若作用的力較大时, 所产生的变形除彈性外, 还有塑性的。“塑性变形”是力去除后不能消失掉的变形, 因而有时将塑性变形称为“剩余变形”或“残余变形”。在图1-5中表示出上述两种情形。

图1-5中: l_0 ——試件原长; λ ——在力 P 作用下产生的变形; l_k ——力 P 去除后試件的长度。当作用的力 P 較小时: $l_k = l_0$, 即所产生的变形 λ 当力 P 去除后完全消失掉, 变形 λ 是彈性变形。当作用的力 P 較大时: $l_k > l_0$, 即所产生的变形 λ 当力 P 去除后只有 λ_p 部分消失掉, 尚有 λ_n 部分保留下来。 λ_p 是彈性变形; λ_n 是塑性变形。

当作用的力过大时, 于金屬内部产生微觀裂紋; 作用的力再加大时, 将产生宏觀裂紋; 最后产生破断, 即分裂成两个部分。图1-6示意地表示出上述情形。

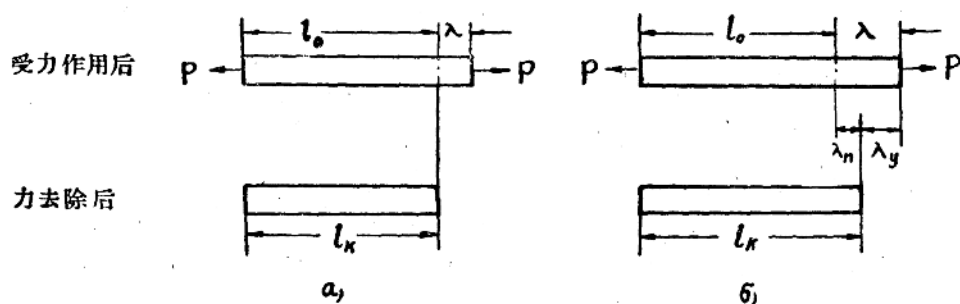


图1-5 金属受力作用的变形示意图:

a—作用的力较小,只产生弹性变形; b—作用的力较大,产生弹-塑性变形。

金属受力作用时产生弹性变形的能力叫做金属的“弹性”;产生塑性变形的能力叫“塑性”。弹性及塑性是金属的最基本性能,因此,有必要讨论一下金属弹性及塑性的物理本质。

弹性的物理本质 金属是多晶

体,我们必需从晶体结构的概念出发去理解金属弹性的物理本质。

构成晶体点阵的质点(正离子)间有力的相互作用:同时存在吸引力及排斥力。Я.И. 弗伦克耳对存在这种吸引力及排斥力的原因做如下的解释[1]^①。

金属是一群正离子的总和,它们浸在由公有电子形成的电子云中,电子是均匀地分布在正离子间。正离子与电子间的正负电荷吸引作用,就构成了晶体点阵的质点(正离子)间的吸引力。在金属内部无数正负电荷的交错分布,加之由于正负电荷的互相吸引,使金属成为不分散的一个整体。电子在构成质点(正离子)间吸引力中起桥梁的作用。

质点间的排斥力,是由于公有电子运动时由金属表面反射回来,因运动方向改变所引起的惯性力造成的。换言之,由公有电子所形成的压力在金属中起了排斥力的作用,这和气体中情况完全相似。

所存在的上述吸引力及排斥力皆随质点间距的加大而减小。它们的合力用下式表示:

$$F(d) = -\frac{c_1}{d^{n_1}} + \frac{c_2}{d^{n_2}}, \quad (1-1)$$

式中 d ——质点间距;

c_1, c_2, n_1, n_2 ——常数。

公式(1-1)中,第一项表示吸引力;第二项表示排斥力。

前述质点间的作用力与质点间距的关系也可由图1-7中看出。

当质点 A_1 和 A_2 的距离等于 d_1 时,排斥力和吸引力恰好互相抵消,质点处于不受力状态,这时 d_1 被称为质点的“平衡距离”。当质点由平衡位置被移近时(压缩),排斥力(合力)迅速增加;当质点由平衡位置被拉开时(拉伸),则出现了吸引力(合力)。所产生的这种排斥力或吸引力力图使质点恢复至平衡位置。当金属受力作用时,于金属内部出现应力,

① 文中方括号内的数码表示参考文献的序号。



图1-6 变形、破裂的示意图:

1—开始出现弹性变形; 2—开始出现可见到的塑性变形;

3—开始出现微观裂纹; 4—开始出现宏观裂纹; 5—破裂。

此应力的实质即这种排斥力或吸引力。质点间距 d 增大时, 吸引力也增大, 当 $d = d_m$ 时, 吸引力达最大值, 然后逐渐减小。当 d 很大时, 质点间的相互作用力趋向于零。

当晶体受外力作用时, 质点间距开始变化, 从宏观讲即金属开始变形。变形直到质点间力和外力平衡为止。质点间力比例于应力; 而质点间距比例于金属的变形。因此, 应力与变形之间的关系可以用图 1-7 中 $F(d) - d$ 曲线在平衡位置(d_1)附近的一段表示。当质点间距改变得不大, 即金属变形值不大时, $F(d)$ 曲线可视为直线 ($m - n$ 段)。这时, 应力与变形成直线的比例关系, 也就是, 是符合虎克定律的。在上述变形过程中, 外力反抗质点间力所做的功都以势能形式储藏在晶体点阵内, 晶体内没有不可逆的过程发生, 因而当外力去除后晶体要回復到原来形状。这就是弹性的物理本质 [2]。

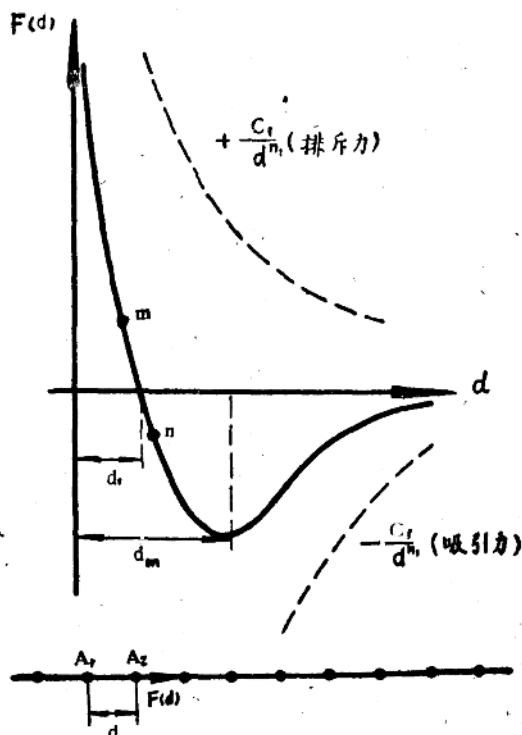


图1-7 质点间作用力与质点间距的关系。

在弹性变形过程中, 应力与变形间的关系——虎克定律是以下式表示的:

$$\sigma = E \times \delta_y \quad [\text{公斤/毫米}^2]; \quad (1-2)$$

$$\tau = G \times \gamma_y \quad [\text{公斤/毫米}^2]; \quad (1-3)$$

式中 σ 及 τ ——垂直应力及切应力;

E 及 G ——弹性模数及切弹性模数 [公斤/毫米²];

$\delta_y = \lambda_y / l_0$ ——伸长率 (缩小率);

γ_y ——相对剪切。

塑性的物理本质 在讨论塑性的物理本质以前, 必需预先指出: 塑性不能像弹性那样用简单的上述模型说明。塑性变形是一种十分复杂的现象。它以不同的方式进行着, 已知的塑性变形机构有九种之多, 在这里介绍两种主要的机构——滑移及孪生。

滑移是一种最主要的塑性变形机构。当金属产生塑性变形时, 晶体的一部分相对另一部分沿一定的晶体平面 (滑移面) 和一定的晶体学方向 (滑移方向) 做整个质点距离的滑移即是塑性变形的滑移机构 (图1-86), 滑移后, 晶体形状就像一叠纸牌摊在桌面上一样。每层厚度为 0.5~50 微米 (10^{-6} 米)。很显然, 经过这样滑移以后, 当外力去除时质点再不会回到原来位置, 即产生了永久变形 (残余变形)。

滑移面一般是质点排列最密的面, 因这样面最弱。如 γ -铁是面心立方体, 滑移面为晶胞边缘表面; α -铁是体心立方体, 滑移面是对角面。另外, 从前述滑移机构可知, 只

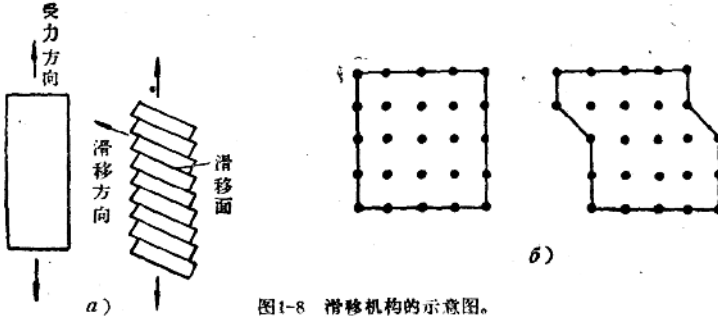


图1-8 滑移机构的示意图。

有切向应力才能引起滑移。当晶体受拉伸时，在与拉伸方向成 45° 角的平面上切应力最大，从受力角度讲，这个平面最易滑移。至于具体在那个晶体平面上进行滑移，要取决于上述两个因素的总和。

上述的滑移机构说明，变形是集中于晶体的某些区域，这很难从理想晶体点阵的性质加以解释。因为，如果回到图 1-7 就可以看到：当外力继续增加时，间距 d 也随之继续增加。这时应力-变形的关系显出和直线的显著差异，但质点的相互作用力始终是一个回复力，它指向原始的平衡位置。因此，变形尽管不符合虎克定律，但却不会发生永久变形。只有当 d 足够大时，质点间的相互作用力（吸引力）实际已变为零，此时质点间的键就被破坏，晶体应该全部粉碎；或者转为另一种晶体结构。显然，实际情况并非这样。因而，理想晶体的模型解释不了上述滑移机构。

另外，根据质点的相互作用力可以计算出一个质点面沿某一晶体学方向滑移一个质点间距所需的最小应力。但使人惊异的，是这种用理论推算出的应力值比实际所需的大数百以至数千倍。

为了解释上述现象，有些学者提出了真实晶体中质点排列情况并不像理想晶体那样完整的想法：在真实晶体中，质点的排列基本上是按照晶体点阵的，但其中包含着一种特殊形式的晶体缺陷——“位错”。滑移现象正是这些位错在晶体中运动所造成的。

最简单的位错模型如图 1-9 所示。具有位错的晶体中上半部分比下半部分多一个质点面，这多余的

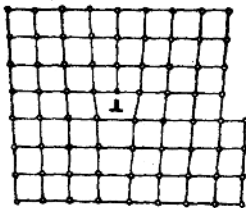


图1-9 晶体中有位错存在时，原子排列的近似图形（A符号以上的原子面是多余的）。

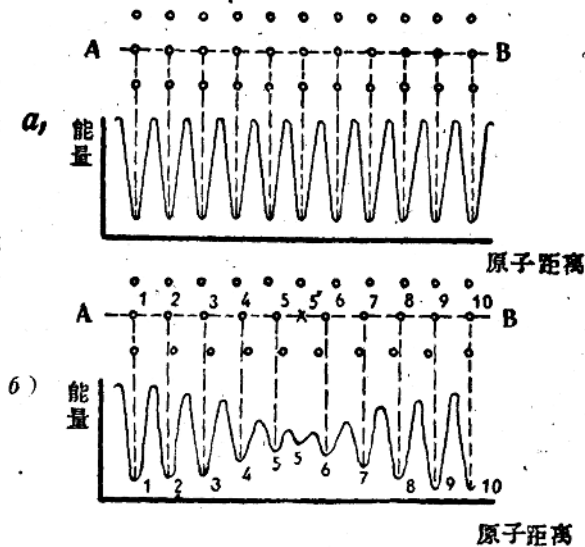


图1-10 滑移原理图：

a—理想晶体；b—具有位错的真实晶体。

半个质点面的边缘（垂直于纸面的直线）就形成了一个直线的晶体缺陷。

在具有位错的晶体中，质点面产生相对位移比理想晶体要容易得多。这点可利用图1-10加以解释。对于理想晶体，若沿 AB 面产生相对位移， AB 面上的每一个原子必需同时克服如图1-10所示的能量高峰。对于有位错的真实晶体，位错下面的原子（原子5）很易移至空穴5'。这时，位错即随之移至一个新的地方（质点4与5之间）。以后原子4在不太的外力作用下将很易移至新形成的空穴中。也就是说，在具有位错的晶体中，当受外力作用产生滑移时，不是所有原子同时克服同样大小的能量高峰移动；而是原子依次地移动着，而且在同一时间内，只需克服较小的一个能量高峰。这也就是为什么实验中得到的产生滑移所需应力比按理想晶体推算出的应力小很多的原因。

图1-9中位错的方向（垂直于纸面）与滑移方向是垂直的，这时，位错叫“直线位错”并以 $\perp$ 符号表示。符号 $\perp$ 以上的原子四周缺一个原子，符号 $\perp$ 以上的原子面像多余的。若位错方向与滑移方向平行，则叫“螺旋位错”。图1-11中位错方向 AD （ D 未表示出来）与滑移方向（如图中箭头所示）是平行的。这时，晶面弯曲成螺旋形的楼梯形状。

弗兰克-利德认为位错最初产生在晶粒生长过程中。

另一种塑性变形机构是孪生。设有一块板形晶体受 R 力作用（图1-12），I及II这两

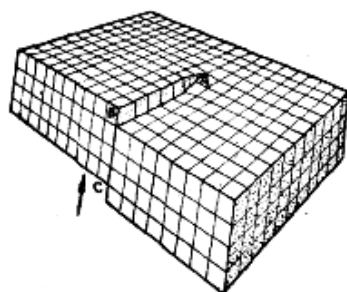


图1-11 生成螺旋位错的图例
(箭头表示滑移的方向)。

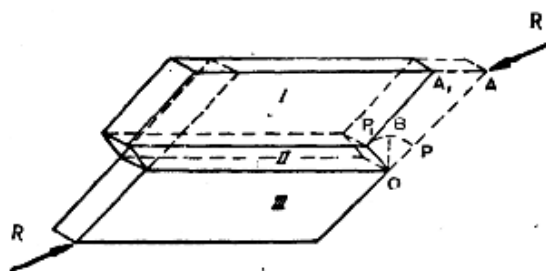


图1-12 孪生产生的示意图。

部分没有任何变化，而部分II产生了变形， P 以 O 为中心划了一个圆弧 PBP_1 ，直线 PA 平行地移到 P_1A_1 位置。这种变形机构即是孪生。在图1-13中给出了滑移及孪生两种塑性变形机构的比较图。

孪生的产生是突然的，有时在产生孪生时可听见声音，而滑移是逐渐进行的。

由于孪生使试件产生的变形值比由于滑移要小的多，若试件的塑性变形全由孪生造成时，其伸长率至多不超过10%。

孪生有一种促进滑移的作用，即一旦产生了孪生，外力不需加大，晶体中也可能出现滑移。这是因为孪生能使一部分晶

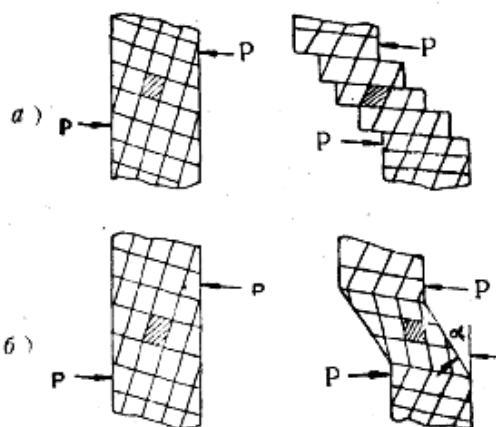


图1-13 滑移及孪生机构的比较图：
 a —滑移； b —孪生。

体轉了 α 角(圖1-13), 这种新的取向可能有利于产生滑移現象。

以上所介绍的, 是单晶体中的两种主要塑性变形机构。我們所遇到的金属都是多晶体, 多晶体的塑性变形机构更为复杂, 它有以下特点:

1. 多晶体中各晶粒間有边界层存在。起初认为边界层的结构为非晶体, 原子的排列十分混乱; 后来发现原子排列并不混乱。有人提出过渡学說, 即认为該处原子排列情形受两边晶粒中原子排列的影响, 是由一种排列过渡到另一种排列的。边界层中存在位錯的可能性很大。边界层本身的塑性变形情形区别于晶粒内部的; 另外, 边界层的存在也影响晶粒内部的塑性变形情形。

2. 多晶体中各晶粒的取向彼此不一样, 因而各晶粒有利于塑性变形的条件不一样, 即有些晶粒的滑移面正处在切应力最大的平面内; 而另一些晶粒的滑移面则处于切应力較小的平面内; 前者易于滑移但受到后者的牵制。因此, 多晶体塑性变形較为困难。

3. 多晶体中各点受力状态不一样: 外力为簡單拉伸时, 由于内部变形不均匀, 使有的点除受拉伸外, 还会受扭轉、弯曲等; 另外, 各点上受力大小也各不相同。由于受力状态区别于单晶体, 因而, 塑性变形情况也就有所不同。

4. 在多晶体中, 存在有大量的晶粒表面, 由于表面張力关系, 使不易于变形的。

5. 多晶体受拉伸时, 各晶粒一边滑移又一边轉动, 最后所有晶粒的方向皆平行于外力, 即形成了“纖維”。

近些年发现金属塑性变形的进行是有区域性的[3], 即塑性变形并不同时在金属全部体积中进行, 而是在局部区域中进行。这不仅表现于微观, 而且也表现于宏观中。苏联H. A. 奥勤格及B. C. 依万諾娃利用三种鋼材(阿姆柯鉄, ЭИ1Т及ЭИ454)进行拉伸試驗。試件尺寸是: 直徑为10毫米; 計算长度是200毫米。將試件分成許多个10毫米长的小段, 拉伸后測量每小段的变形情况。結果发现各小段的变形情况是不相同的; 而且对于不同鋼材, 不同变形程度, 不同温度下这种塑性变形在各小段中的不一样情况也各不相同。以阿姆柯鉄为例: 在常温下, 試件的平均塑性变形值不大时, 仅在試件某些小段中出現塑性变形; 当試件平均塑性变形值增加时, 参与塑性变形的小段数目也增加, 大約当平均塑性变形值为3%时, 各小段才都参与了塑性变形。

塑性变形分布的不均匀性以 $l = \delta_{\max} / \delta_{cp}$ 表示, 式中 $\delta_{\max}$ ——試件中局部最大塑性变形; δ_{cp} ——試件平均塑性变形。对于阿姆柯鉄, l 与 δ_{cp} 的关系曲线如图1-14所示。

这种塑性变形的区域性, 可能是由于晶粒方向的不一致、局部地集結了气体(氢、氮)、合金元素在不同点分布不均等所造成的。从工程观点出发, 希望得到 l 近于1的金属材料。

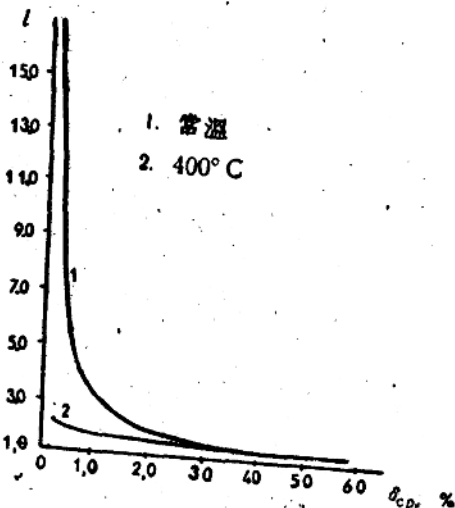


图1-14 阿姆柯鉄的局部塑性变形与平均塑性变形关系图。

苏联B. C. 依万诺娃确定出，在屈服台阶中塑性变形的进行不仅具有区域性，同时也具有跃进性[4]。每一跃进所产生的塑性变形值对于一定金属是一定的（对于工业用铁为2.5%；钢20为2.2%；钢30为1.1%）。对于没有屈服台阶的金属材料，在个别区域中塑性变形也是具有跃进性的，不过跃进的值较小（如对于某些奥氏体钢为0.2%）。

强度的物理本质 强度是金属承受力的作用而不破坏的一种能力。前面曾介绍过，金属是由浸溺于公有电子云中的正离子晶格所组成的。这些电子使正离子间产生了结合力。这种结合力即保证了当金属受力作用时，正离子不致于分散开（金属不致于破裂）。这就是受力作用时，金属不破坏的原因。

从理论上大致推算出金属强度的数值也并不困难。为了简化，下面我们以NaCl的晶体代替金属晶体进行这种推算。它们之间的差别，主要在于金属中的电子并不像负的氯离子那样集中在某些点上，而是均匀地分布在由正离子所组成点阵间隙的整个空间中。这种区别，从估计强度观点来看是没有重要作用的，因为，强度是异号相邻电荷间的相互引力。

下面就推算一下使NaCl晶体上半截与下半截断开所需的力（图1-15）。

在粗略的近似中，可以只限于考虑每一离子对其最邻近的异号离子的作用。每一个正离子对其相对而处的负离子的吸引力的数量级等于： $\frac{e^2}{R^2}$ ，式中 e ——电荷； R ——离子间距。倘若是金属的话， R 是两个相邻正离子的间距，而上面公式中的 R 应该代之以 $R/2$ 。可是，我们所推算的只是数量级，所以不去考虑这种无关重要的情形；何况在精密计算中不但需考虑每个离子与相邻离子间的引力，而且也需考虑离子间的斥力。

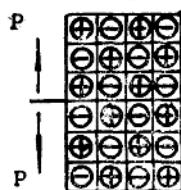


图1-15 NaCl晶体的示意图。

在计算中，认为金属中每对离子间的吸引力的数量级是 $\frac{e^2}{R^2}$ 。每一离子占有的截面积约为 R^2 ，那么单位面积中离子的数目便等于 $1/R^2$ 。因此，晶体两部分在分界面上相互作用力就等于：

$$\frac{e^2}{R^4} \cdot \frac{1}{R^2} = \frac{e^2}{R^6}$$

此作用力应该等于使晶体两部分分开所需的外力 P （单位面积上的外力）。

如果认为 $e = 5 \cdot 10^{-10} \text{ cgs e}$ ； $R = 2 \cdot 10^{-8} \text{ 厘米}$ ，我们就得到：

$$P = \frac{e^2}{R^4} = \frac{25 \cdot 10^{-20}}{16 \cdot 10^{-32}} \approx 10^{12} [\text{达因/厘米}^2];$$

$$P \approx 10^{12} [\text{达因/厘米}^2] \approx 10^4 [\text{公斤/厘米}^2].$$

这就是金属的最大强度。这一基于质点间作用力的电子理论所做出的结论与实验基本相符合的，实验中所得的强度数值从没有明显地超过这一数值。

塑性材料及脆性材料

在前面曾介绍过，弹性是材料在力作用下产生弹性变形的一种能力。我们将具有弹性的材料叫做“弹性材料”；橡皮等就是弹性材料。金属也具有弹性，但金属的弹性很小，因此，金属一般不叫“弹性材料”。金属的弹性虽小，但是一个重要的性能。机械制造中也在利用着它，如弹簧以本身的特殊形状（如螺旋形）使金属材料的不大弹性得以积累，从而形成弹性大的弹簧。

塑性是材料在力作用下产生塑性变形的能力。具有塑性的材料叫做“塑性材料”，如软钢、铜、铅等即是。

不具备或很少具备塑性的材料叫做“脆性材料”，如玻璃、石头、混凝土、铸铁等（也有人将塑性不大的铸铁叫做“低塑性材料”）。

在前面图1-6中给出的变形、破裂示意图是属于塑性材料的。脆性材料的变形、破裂示意图见图1-16。

金属材料分为塑性的及脆性的两类，下面比较二者性能上的区别：

1. 塑性材料可以在热的或冷的状态下靠外力永久地改变了自己的形状，如弯管、卷板等；脆性材料则不然，只能靠铸造方法得到所需的形状的工作。

2. 塑性材料破坏时伴随着很大的塑性变形；在材料的拉伸图中，拉伸曲线下面的面积很大，也就是需支出很大的功才能促使材料破坏；在冲击载荷条件下能接受很多能量，不易破坏，即塑性材料较不怕冲击而脆性材料则怕冲击。

3. 二者的显著区别也表现在应力集中问题上。塑性愈小的材料愈怕应力集中。这点在第四章中将详细叙述。

4. 塑性材料抗拉及抗压的能力几乎一样；而脆性材料抗拉能力较抗压能力为弱，如铸铁怕拉不怕压。

5. 脆性材料当应力接近于强度限时，仍保持不大的变形值，所以它可在不大变形的条件下承担较大应力，这对于变形要求严的工件很有意义。

锅炉制造工艺过程中：弯管、卷板、胀管、压制封头等占有重要地位，而在这些工序中，材料将产生很大塑性变形。因此，锅炉制造中所用的绝大部分材料是塑性好的材料。另外，为了使工件不怕温度应力，也要求采用塑性好的材料。

第三节 强度特性及塑性特性

在上一节里，从质的方面介绍了材料的强度及塑性等。在本节中，介绍材料强度及塑性的数量特性。在工程上将利用这些数量特性计算工件的强度及判断金属材料是否合乎要求。

原始拉伸图 为了得到金属材料的强度特性及塑性特性，需进行材料的强度试验；最常见的，是拉伸试验。拉伸试验时，试验机上的特殊机构绘出载荷 P 与试件伸长值 λ 的关系曲线。这种以 P 及 λ 为座标的曲线叫做“原始拉伸图”。不同材料的拉伸图是不一样的，但总的形状大致相似。在

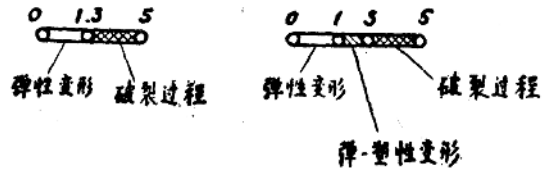


图1-16 脆性材料的变形、破裂示意图（图注见图1-6中的）。

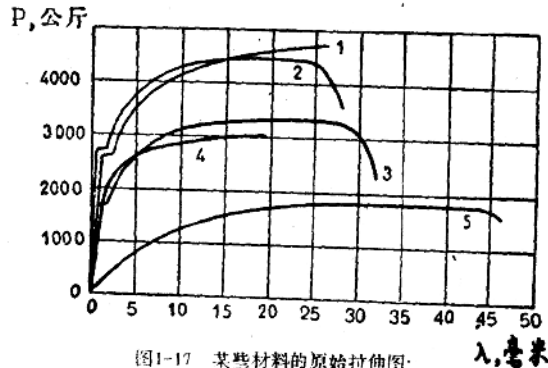


图1-17 某些材料的原始拉伸图：

1—铅青铜；2—含碳0.35%的钢；3—含碳0.15%的钢；4—硬铝；5—铜。

图 1-17 中给出了不同材料的原始拉伸图。

根据拉伸时试件的伸长情况,可将金属材料分为二类:第一类——在整个拉伸过程中沿试件全长做均匀的伸长,如铝青铜及硬铝等;第二类——拉伸开始时沿试件全长做均匀的伸长,这样继续下去,但到快要拉断之前,伸长集中于试件一部分,这部分很快变细,最后由这部分破坏。变细的这部分叫做“缩颈”;属于这类的材料,有低碳钢、铜等。

下面分析软钢的原始拉伸图(图 1-18)。

在 0-1 段上,载荷 P 与变形 λ 成正比例,即二者保持直线关系。

点 2 处产生了水平台阶(屈服台阶),即不增加外力时材料自行变形。

点 3 是极大点,点 3 以后试件中出现有缩颈。

试件变形至点 4 而破坏。

对应于以上三个点(1、2 及 3)的载荷除以试件最初断面积 f_0 ,即得到如下的三个强度特性:

$\frac{P_1}{f_0} = \sigma_{np}$ 叫“比例限”;比例限以下,应力与变形的关系符合虎克定律;

$\frac{P_2}{f_0} = \sigma_T$ 叫“屈服限”;

$\frac{P_3}{f_0} = \sigma_B$ 叫“强度限”。

以后分别对上述强度特性加以介绍。

塑性特性 设试件的原长为 l_0 ,原断面积为 f_0 ;拉伸破坏以后的长度变为 $l_0 + \lambda_n = l_k$,破坏以后的断面积为 f_k 。材料的塑性特性是:

$$\delta = \frac{l_k - l_0}{l_0} 100\% \text{ 叫“伸长率”}; \quad (1-4)$$

$$\psi = \frac{f_0 - f_k}{f_0} 100\% \text{ 叫“断面缩率”}。 \quad (1-5)$$

在工程上用它们来表示材料塑性的大小。

前面曾介绍过,有些金属材料拉伸时不产生缩颈;在这种情况下很易求出伸长率 δ 与断面缩小率 ψ 之间的关系[5]。如果忽略当塑性变形时使金属比容的微小改变(比容的增加不超过 0.2%),则可认为拉伸前后试件体积并不改变;这时,可写出下列等式:

$$f_0 \cdot l_0 = f_k \cdot l_k = f_k (l_0 + \lambda_n) = f_k \cdot l_0 (1 + \frac{\lambda_n}{l_0}) = f_k \cdot l_0 (1 + \delta)$$

$$\text{或} \quad f_0 = f_k (1 + \delta),$$

将此式代入公式 (1-5) 中,即得出 δ 与 ψ 的关系式:

$$\psi = \frac{\delta}{1 + \delta}; \quad (1-6)$$

或

$$\delta = \frac{\psi}{1 - \psi}。 \quad (1-7)$$

当试件在拉伸时出现缩颈,则有另一情况。这时,试件的剩余变形 λ_n 是由两部分组

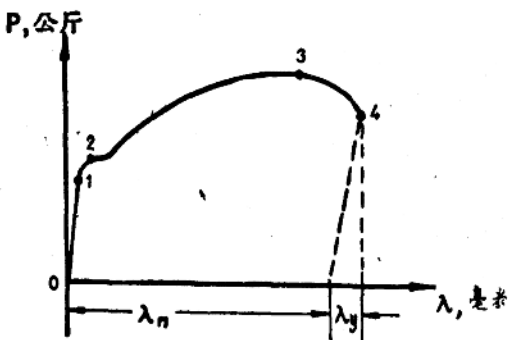


图 1-18 软钢的原始拉伸图。

成:

1. 由均匀伸长产生的剩余变形 λ_σ , 它与试件原长是成正比例的, 即: $\lambda_\sigma = \delta_\sigma \cdot l_0$, 式中: δ_σ 是常数;

2. 缩颈处产生的局部剩余变形 λ_m 。

因此, 总的剩余变形可写成:

$$\lambda_n = \lambda_\sigma + \lambda_m = \delta_\sigma \cdot l_0 + \lambda_m,$$

这时, 伸长率为:

$$\delta = \frac{\lambda_n}{l_0} = \delta_\sigma + \frac{\lambda_m}{l_0} \quad (1-8)$$

根据 J. 施辛哥尔的研究, 局部剩余变形 λ_m 与试件原断面积 f_0 有关; 他给出了如下关系式:

$$\lambda_m = k \sqrt{f_0},$$

式中 k 是常数。将此式代入公式 (1-8), 则得:

$$\delta = \delta_\sigma + \frac{k \sqrt{f_0}}{l_0} \quad (1-9)$$

这个公式说明: 产生缩颈的金属材料的伸长率是与试件的形状有关的; 为了利用伸长率来比较它们之间塑性的大小, 必需使令试件原长 l_0 与原断面积 f_0 (或圆柱形试件的原直径 d_0) 有一定比例关系。

在我国及苏联常用以下两种尺寸的试件:

$$l_0 = 11.3 \sqrt{f_0} = 10 d_0, \text{ 叫“标准试件”};$$

$$l_0 = 5.65 \sqrt{f_0} = 5 d_0, \text{ 叫“短型试件”或“五倍试件”。}$$

五倍试件比标准试件节省金属。标准试件的伸长率以 δ_{10} 表示; 短型试件的以 δ_5 表示。若只写 δ 时, 指的是 δ_{10} 。

其他国家情况, 见表 1-1。

表 1-1 各国拉伸试件尺寸表

国 别	意大利	英 国	英 国 日 本	中 国 苏 联	法 国 比 利 时	英 国 日 本	中 国 苏 联
$\frac{l_0}{d_0}$	2.5	3.55 3.58 3.76	3.94 4.0	5	7.2 7.25	8	10

将 $l_0/d_0 = x$ 叫做“试件倍率”, 对于软钢, 伸长率与试件倍率的关系如图 1-19 所示 [6]。由图可见: 当 $x = 0.1$ 时, $\delta_{0.1} = 180\%$; 而当 $x = 5$ 时, $\delta_5 = 45\%$ 。

A. 克利斯及 W. 昆奇分析了类似的一些曲线后, 得出下述关系式:

$$\delta_x = (\delta_{\max} - \delta_\sigma) x^{2n} + \delta_\sigma,$$

式中 x 及 δ_x ——试件倍率及对应于此倍率的伸长率;

$\delta_{\max}$ ——以缩颈处的最大断面缩小率按公式 (1-7) 换算出的伸长率 (最大伸长率);

δ_σ ——试件的伸长率;