

金属塑性加工的冶金学基础

赵嘉蓉 编 著
赵 刚

冶金工业出版社

金属塑性加工的冶金学基础

赵嘉蓉 赵 刚

编 著



冶金工业出版社

(京)新登字 036 号

内 容 提 要

本书主要叙述:建立在位错基础上的塑性变形机构,钢在塑性变形过程中的组织和性能变化,钢的可加工性及控制轧材组织性能的典型实例。

本书主要是为塑性加工专业大学生学习“塑性加工金属学”或“塑性加工冶金学”而编写的,也可供从事塑性加工生产、科研、设计的工程技术人员参考。

金属塑性加工的冶金学基础

赵嘉蓉 赵 刚 编著

*

冶金工业出版社出版发行

(北京北河沿大街嵩祝院北巷 39 号)

武汉钢铁学院印刷厂印刷

*

787×1092 1/16 印张 10.5 字数 269 千字

1995 年 2 月第一版

1995 年 2 月第一次印刷

印数 1~3000 册

ISBN 7-5024-1653-6

TG·208 定价:13.90 元

前 言

塑性加工是利用材料的塑性制造加工度更高的产品的工程。塑性加工不仅可使毛坯获得所要求的形状,而且也能在很大程度上改善材料的内部组织和性能。在许多情况下,改善塑性加工产品的组织性能已成为制定塑性加工工艺制度的主要出发点。例如,近20年间发展起来的微合金钢控制轧制技术就在于改善微合金钢的组织性能。

本书是为金属塑性加工专业学生和工程技术人员而编写的,目的是为了解和制定塑性加工工艺制度提供冶金学基础。学习本书时,读者应具备一般的“金属学”知识。本书重点集中在塑性加工过程中的冶金学问题上。第1章复习性地给出金属晶体构造的概念,熟记这些知识对于学习后面的章节十分重要。第2章从晶体的构造和原子(离子)之间相互作用的角度分析弹性变形的微观本质。第3章介绍塑性变形的基本机构。明确了金属塑性变形是由晶体构造和晶体的缺陷控制之后,第4章介绍金属中最重要的缺陷——“位错”,重点在于位错的物理模型和用位错运动解释塑性变形。“位错”一章占了较大篇幅,因为在此之前,读者没有系统地学习过这方面知识,而在今后的深造或阅读科技文献时,经常会碰到“位错”。第5章阐述工程材料塑性变形的基本现象。第6章介绍工程材料中最重要的钢的热变形过程和钢的热机械处理,包括通过严格控制塑性加工工艺制度来提高钢材强韧性的应用实例。第7章介绍轧制深冲用薄钢板和电工用薄钢板时的组织变化,这两种工业产品是通过在材料中形成特定的“织构”来挖掘材料潜力的典型实例。第8章阐述钢的强韧性。第9章以较大篇幅阐述钢的可加工性。可加工性是材料接受变形,顺利完成塑性加工过程所必备的性质。

本书第2~6章由赵嘉蓉编写,第1章及第7~9章由赵刚编写。由于编者水平有限,书中难免有疏漏之处,敬请读者批评指正。

编著者

1994. 10

目 录

1 金属晶体的描述	(1)
1.1 金属的晶体结构	(1)
1.2 金属的实际结构和晶体缺陷	(6)
2 弹性变形	(11)
2.1 引言	(11)
2.2 金属晶体中原子间结合力	(12)
2.3 弹性变形	(14)
3 塑性变形的基本机构	(16)
3.1 滑移	(16)
3.2 滑移系	(17)
3.3 临界切应力定律	(18)
3.4 滑移系的转动和多系滑移	(19)
3.5 交滑移	(21)
3.6 切应变与线应变的关系	(21)
3.7 孪生	(22)
3.8 温度对变形机构的影响	(23)
3.9 滑移的理论临界切应力	(24)
4 位错	(26)
4.1 位错的几何模型	(26)
4.2 柏氏矢量和位错结构	(27)
4.3 位错环和混合位错	(29)
4.4 曲折位错	(30)
4.5 位错密度	(31)
4.6 弹性应力场和弹性应变能	(31)
4.7 位错线的张力	(34)
4.8 位错沿滑移面运动引起滑移	(35)
4.9 位错的保守运动与应变的关系	(38)
4.10 作用在位错线上的力	(39)
4.11 晶体点阵对位错保守运动的阻力	(40)
4.12 使位错线弯曲所需的力	(41)
4.13 位错应力场之间的相互作用	(42)
4.14 位错交截	(44)
4.15 位错在不可逾越的障碍附近塞积	(46)
4.16 位错与点缺陷的交互作用	(48)
4.17 位错的萌生和排列	(48)
4.18 位错增殖	(49)

4.19	扩展位错	(51)
4.20	面心立方结构金属中的位错	(54)
5	钢的塑性变形和流动应力	(59)
5.1	单个晶体的塑性变形和流动应力	(59)
5.2	多晶体的塑性变形和流动应力	(66)
5.3	提高金属屈服强度的途径	(72)
5.4	屈服现象和应变老化	(73)
5.5	巴色格效应	(74)
6	钢的热机械处理	(75)
6.1	引言	(75)
6.2	钢热轧时奥氏体的组织和热变形流动应力	(75)
6.3	低合金钢的控制轧制	(85)
6.4	低温形变热处理——奥氏体形变热处理	(101)
6.5	等温形变热处理	(105)
6.6	高温形变处理(HTMT)	(105)
7	织构及其在工业上的应用	(106)
7.1	织构的一般概念	(106)
7.2	铝镇静深冲用薄钢板的组织与性能控制	(107)
7.3	冷轧取向硅钢的组织与性能控制	(114)
8	钢的脆性断裂	(119)
8.1	强度、塑性和脆性的一般概念	(119)
8.2	钢的脆断	(120)
8.3	冲击试验	(122)
8.4	影响脆性转变温度的冶金学因素	(124)
9	金属的塑性和可加工性	(126)
9.1	基本概念	(126)
9.2	塑性断裂机制	(127)
9.3	影响可加工性的因素	(130)
9.4	轧制过程中的缺陷	(140)
9.5	可加工性的试验研究	(147)
9.6	可加工性的预测	(156)
9.7	金属的超塑性	(158)
	参考文献	(163)

1 金属晶体的描述

1.1 金属的晶体结构

1.1.1 晶体的概念

金属在固态下通常都是晶体,故研究金属的塑性变形首先应了解金属晶体的结构。为此,我们先介绍一些有关晶体的一般概念。

所谓“晶体”,是指其原子(更确切地说是离子)呈规则排列的物体。图 1-1(a)所示为一最简单的晶体结构示例。在自然界中,除了一些少数的物质(如普通玻璃、松香及赛璐珞等)以外,包括金属在内的绝大多数固体都是晶体。晶体之所以具有这种规则的原子排列,主要是由于各原子之间的相互吸引力与排斥力相平衡的结果。晶体内部原子排列具有规律性,有时甚至可以看到某些物质的外形也具有规则的轮廓,如水晶、食盐及黄铁矿等。但一般则看不到金属晶体有这种规则的外形。

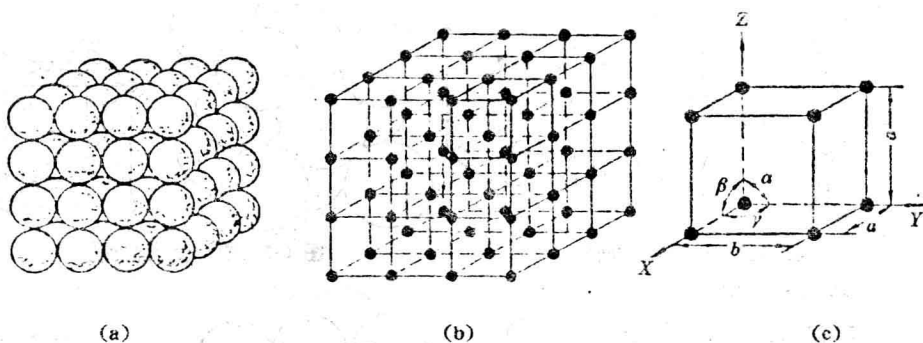


图 1-1 简单立方晶体(a)、晶格(b)及晶胞(c)的示意图

为了便于分析各种晶体中的原子排列规律或形式,我们常以通过各原子中心的一些假想联线把它们在三维空间里的几何排列形式描绘出来。如图 1-1(b)所示,各联线的交点称为“结点”,在结点上的小圆圈(或黑点)表示各原子中心的位置。我们把这种表示晶体中原子排列形式的空间格子叫作“晶格”(或点阵)。显然,由于晶体中原子重复排列的规律性,因此可从其晶格中确定一个最基本的几何单元,我们把它叫作“晶胞”。晶胞的各边尺寸 a, b, c 叫“晶格常数”,其大小常以 $\text{\AA}$ (埃)为计量单位($1 \text{\AA} = 1 \times 10^{-8} \text{cm}$);晶胞各边之间的相互夹角常分别以 α, β 及 γ 表示。如图 1-1(c)所示的晶胞,其晶格常数 $a=b=c$,而 $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$,这种晶胞叫作简单立方晶胞。具有简单立方晶胞的晶格叫作简单立方晶格。简单立方晶格只见于非金属晶体中,在金属中则看不到。

各种晶体物质,或其晶格形式不同,或其晶格常数不同,主要与其原子构造、原子间的结合力(或称结合键)的性质有关;因晶格形式及晶格常数不同,于是不同晶体便表现出不同的物理、化学和机械性能。

1.1.2 三种常见的金属晶格

在金属元素中,约有百分之九十以上的金属晶体都属于如下三种密排的晶格形式。

1.1.2.1 体心立方晶格

体心立方晶格的晶胞(见图 1-2)是由 8 个原子构成的立方体,并在其立方体的体积中心还有 1 个原子,因其晶格常数 $a=b=c$,故通常只用一个常数 a 即可表示。由图可见,这种晶胞在其立方体对角线方向上的原子是彼此紧密相互接触排列着的,故由该对角线长度 $\sqrt{3}a$ 上所分布的原子数目(共 2 个),可计算出其原子半径的尺寸为 $r=(\sqrt{3}/4)a$ 。在这种晶胞中,因每个顶点上的原子是同时属于周围 8 个晶胞所共有,故实际上每个体心立方晶胞中仅包含有: $(1/8) \times 8 + 1 = 2$ 个原子。属于这种晶格的金属有铁($<912^\circ\text{C}$, $\alpha\text{-Fe}$)、铬(Cr)、钼(Mo)、钨(W)、钒(V)等。

1.1.2.2 面心立方晶格

面心立方晶格的晶胞(见图 1-3)也是由 8 个原子构成的立方体,但在立方体的每一面的中心还各有 1 个原子。显然,在这种晶胞中,是在每个面的对角线上各原子彼此相互接触,因而其原子半径的尺寸应为 $r=(\sqrt{2}/4)a$,又因每一面心位置上的原子是同时属于两个晶胞所共有,故每个面心立方晶胞中包含有: $(1/8) \times 8 + (1/2) \times 6 = 4$ 个原子。属于这种晶格的金属有铝(Al)、铜(Cu)、镍(Ni)、铅(Pb)等。

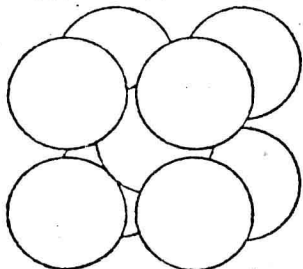


图 1-2 体心立方晶胞

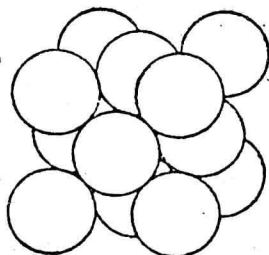


图 1-3 面心立方晶胞

1.1.2.3 密排六方晶格

密排六方晶格的晶胞(见图 1-4)与简单六方晶胞不同,它不仅在由 12 个原子构成的简单六方体的上下两个六方面的中心还各有 1 个原子,而且在两个六方面之间还有 3 个原子。密排六方晶格的晶格常数比值 $c/a \approx 1.633$ 。属于这种晶格的金属有铍(Be)、镁(Mg)、锌(Zn)、锡(Sn)等。

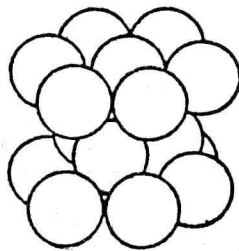


图 1-4 密排六方晶胞

除以上三种晶格以外,少数金属还具有其他类型的晶格,但一般很少遇到。

1.1.3 三种典型晶格的致密度及晶面和晶向的分析

1.1.3.1 晶格的致密度

所谓晶格的致密度,是指其晶胞中所包含的原子占有的体积与该晶胞体积之比。例如,在体心立方晶格中,每个晶胞含有 2 个原子,原子半径 $r=(\sqrt{3}/4)a$,晶胞体积为 a^3 ,故体心立方晶格的致密度为: $2 \times (4/3)\pi r^3 / a^3 = 2 \times 4\pi(\sqrt{3}a/4)^3 / (3a^3) = 0.68$,即晶格中有 68% 的体积被原子所占据,其余为空隙。同样可求出面心立方及密排六方晶格的致密度均为 0.74,而简单立方晶格的致密度则仅为 0.52。

此外,在定性评定晶体中原子排列的紧密程度时,还应用“配位数”这一概念。所谓配位数,即指晶格中任一原子周围所紧邻的最近且等距离的原子数。显然,配位数越大,原子排列也就

越紧密。据此定义,体心立方晶格的配位数应为 8,这从晶胞体心位置上的那个原子很容易看出来。当然,这对体心立方的任一顶点上的原子也应毫无例外。因为,如上所述,立方体每个顶点上的原子都是同时属于它周围 8 个晶胞所共有,即它周围 8 个晶胞中每个体心的原子与它都是最近邻且等距的。与此类似,可求出面心立方与密排六方晶格的配位数均为 12。三种典型金属晶格的各种数据列于表 1-1。由表列数据可见,不论从致密度或配位数来看,面心立方和密排六方晶格的原子排列都是最紧密的。

表 1-1 三种典型金属晶格的数据

晶格类型	晶胞中的原子数	原子半径	配位数	致密度
体心立方	2	$(\sqrt{3}/4)a$	8	0.68
面心立方	4	$(\sqrt{2}/4)a$	12	0.74
密排六方	6	$a/2$	12	0.74

1.1.3.2 晶面及晶向指数

晶体中各种方位上的原子面叫晶面;各种方向上的原子列叫晶向。在研究金属晶体结构的细节及其性能时,往往需要分析它们的各种晶面和晶向中原子分布的特点。因此有必要给各种晶面和晶向定出一定的符号,以表示出它们在晶体中的方位或方向,以便于分析。晶面和晶向的这种符号分别叫“晶面指数”和“晶向指数”。

确定晶面指数的方法包括如下三个步骤:

(1)设晶格中某一原子为原点,通过该点平行于晶胞的三棱边作 OX 、 OY 、 OZ 三个坐标轴,分别以晶格常数 a 、 b 、 c 作为相应的三个坐标轴上的量度单位,求出所需确定的晶面在三个坐标轴上的截距(见图 1-5);

(2)将所得三个截距之值变为倒数;

(3)再将这三个倒数按比例化为最小整数,并加上一个圆括号,即为晶面指数。晶面指数的一般形式用 (hkl) 表示。

例如,图 1-5 中所示带影线的晶面,其晶面指数的确定步骤为:(1)取它与 OX 、 OY 、 OZ 三个坐标轴的截距为:1、2、 ∞ ;(2)三个截距的倒数是:1、1/2、0;(3)化为最小整数后的晶面指数为:(210)。

在立方晶格中,最具有意义的是如图 1-6 中所示的三种晶面,即 (100) 、 (110) 与 (111) 晶面。应注意的是,所谓晶面指数,并非仅指某一晶格中的某一个晶面,而是泛指该晶格中所有那些与其相平行的位向相同的晶面。另外,在一种晶格中,如果某些晶面的位向虽然不同,但各晶面中的原子排列相同,如 (100) 、 (010) 及 (001) 等,这时若无必要予以区别,则可把这些晶面统一用 $\{100\}$ 一种晶面指数来表示,换句话说,即 (hkl) 这类符号系指某一确定位向的晶面指数,而 $\{hkl\}$ 则可指所有那些位向不同而原子排列相同的晶面指数。

晶向指数的确定方法是:

(1)通过坐标原点引一直线,使其平行于所求的晶向;

(2)求出该直线上任意一点的三个坐标值;

(3)将三个坐标值按比例化为最小整数,加一方括号,即为所求的晶向指数,其一般形式为 $[uvw]$ 。

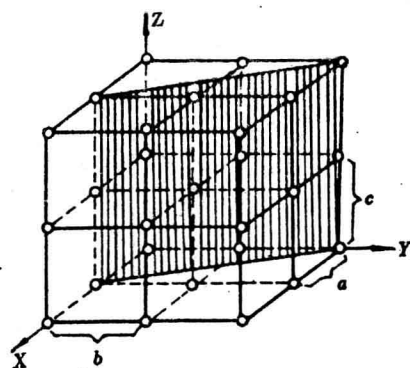


图 1-5 晶面指数的确定方法

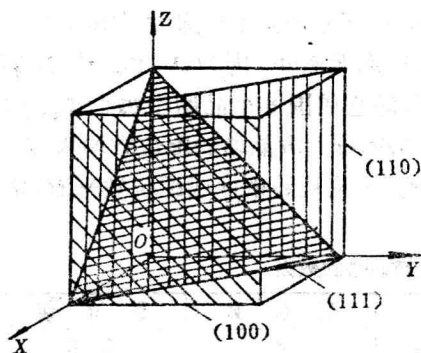


图 1-6 立方晶格中的三种重要晶面

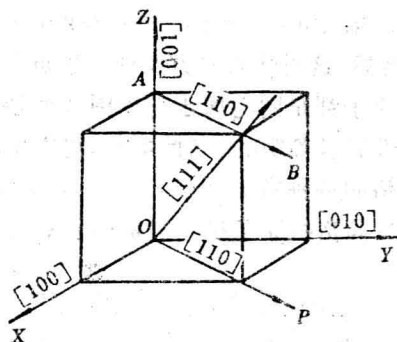
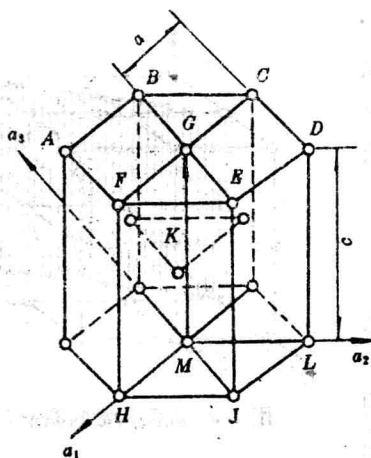


图 1-7 立方晶格中的三个重要晶向

如欲求图 1-7 中 AB 的晶向指数,可通过与其平行的 OP 直线上的任意一点的坐标化简而求出为 $[110]$ 。图 1-7 中所示的 $[100]$ 、 $[110]$ 及 $[111]$ 晶向为在立方晶格中最具有意义的三种晶向。与晶面指数的表示方法相类似,如 $[100]$ 、 $[010]$ 、 $[001]$ 等具有相同原子排列的晶向,若无必要区分时,可笼统用 $\langle 100 \rangle$ 这种符号来表示。对比图 1-7 与图 1-6 可以看出,在立方晶格中,凡指数相同的晶面与晶向是相互垂直的。



底面 (0001) — $ABCDEF$

棱面 $(10\bar{1}0)$ — $FEJH$

I 型第一种 $(10\bar{1}1)$ — GHJ

I 型第二种 $(10\bar{1}2)$ — KJH

II 型第一种 $(11\bar{1}2)$ — GHL

II 型第二种 $(11\bar{2}2)$ — KHL

对角线轴 $(11\bar{2}0)$ — FGC

图 1-8 密排六方结构(hcp)

为确定密排六方结构的晶面和晶向,使用有四个指数 $(hkil)$ 形式的密勒-布喇菲 (Miller-Bravais) 体系较为方便。这些指数以四个轴为基准: a_1 , a_2 , a_3 三个轴在底面内,其夹角分别为 120° 角,而直立的 c 轴垂直于底面。图 1-8 中给出了 hcp 晶体结构内的这些轴和典型晶面。第三个指数和前面两个指数的关系式为 $i = -(h + k)$ 。

1.1.3.3 晶面及晶向的原子密度

所谓某晶面的原子密度即指其单位面积中的原子数,而晶向原子密度则指其单位长度上的原子数。在各种晶格中,不同晶面和晶向上的原子密度都是不同的。体心立方和面心立方晶格中的各主要晶面和晶向的原子密度见表 1-2 和表 1-3。

由表 1-2 和表 1-3 可见,在体心立方晶格中,具有最大原子密度的晶面是 $\{110\}$,具有最大原子密度的晶向是 $\langle 111 \rangle$ 。在面心立方晶格中,具有最大原子密度的晶面是 $\{111\}$,具有最大原子密度的晶向是 $\langle 110 \rangle$ 。

表 1-2 体心立方晶格中各主要晶面和晶向的原子密度

晶面指数	晶面示意图	晶面密度 (原子数/面积)	晶向指数	晶向密度 (原子数/长度)
{100}		$\frac{(1/4) \times 4}{a^2} = \frac{1}{a^2}$	<100>	$\frac{(1/2) \times 2}{a} = \frac{1}{a}$
{110}		$\frac{(1/4) \times 4 + 1}{\sqrt{2} a^2} = \frac{1.4}{a^2}$	<110>	$\frac{(1/2) \times 2}{\sqrt{2} a} = \frac{0.7}{a}$
{111}		$\frac{(1/6) \times 3}{(\sqrt{3}/2) a^2} = \frac{0.58}{a^2}$	<111>	$\frac{(1/2) \times 2 + 1}{\sqrt{3} a} = \frac{1.16}{a}$

表 1-3 面心立方晶格中各主要晶面和晶向的原子密度

晶面指数	晶面示意图	晶面密度	晶向指数	晶向密度
{100}		$\frac{(1/4) \times 4 + 1}{a^2} = \frac{2}{a^2}$	<100>	$\frac{(1/2) \times 2}{a} = \frac{1}{a}$
{110}		$\frac{(1/4) \times 4 + (1/2) \times 2}{\sqrt{2} a^2} = \frac{1.41}{a^2}$	<110>	$\frac{(1/2) \times 2 + 1}{\sqrt{2} a} = \frac{1.41}{a}$
{111}		$\frac{(1/6) \times 3 + (1/2) \times 3}{(\sqrt{3}/2) a^2} = \frac{2.31}{a^2}$	<111>	$\frac{(1/2) \times 2}{\sqrt{3} a} = \frac{0.57}{a}$

1.1.4 晶体的各向异性

由于晶体中不同晶面和晶向上的原子密度不同,因而晶体在不同方向上的性能便有差异。晶体的这种“各向异性”的特点是它区别于非晶体的重要标志之一。例如,体心立方的铁晶体,由于它不同晶向上的原子密度不同,原子结合力不同,因而其弹性模量 E 便不同,在<111>方向 $E=290000\text{MN/m}^2$,在<100>方向 $E=135000\text{MN/m}^2$ 。许多晶体物质,如石膏、云母、方解石等常沿一定的晶面易于破裂,具有一定的解理面,也都是这个道理。

晶体的各向异性不论在物理、化学或机械性能方面,即不论在弹性模量、破断抗力、屈服强度、电阻率、磁导率、线胀系数以及在酸中的溶解速度等许多方面都会表现出来,并在工业上得到了应用,用于指导生产,可获得性能优异的产品。例如制作变压器用的硅钢片,因它不同晶向的磁化能力不同,我们可通过特殊的轧制工艺,使其易磁化的<100>晶向平行于轧制方向,从而得到优异的磁导率等。

但必须指出的是,在工业金属材料中,通常却见不到它们具有这种各向异性的特征。例如,上述铁的弹性模量,我们日常在材料试验时,不论从哪一部位取样,所得数据均在 $E=210000\text{MN/m}^2$ 左右,而从未发现过它不同方向上的性能不同。这是因为以上所述只是一些晶体结构的理想情况,与实际的金属晶体结构还相差很远,因此我们在下面还必须再进一步讨论实际的金属结构。

1.2 金属的实际结构和晶体缺陷

1.2.1 多晶体结构

一块晶体,如果其内部的晶格位向完全一致,我们称这块晶体为“单晶体”。以上的讨论指的都是这种单晶体中的情况。但在工业金属材料中,除非专门制作,则都不是这样。实际上,哪怕是在一块很小的金属中也包含着许许多多的小晶体,每个小晶体的内部,晶格位向都是均匀一致,而各个小晶体之间,彼此的位向都不相同。如图 1-9 所示,由于其中每个小晶体的外形多为不规则的颗粒状,故通常把它们叫作“晶粒”。晶粒与晶粒之间的晶面叫“晶粒间界”,或简称“晶界”。显然,为了适应两晶粒间不同晶格位向的过渡,该处的原子排列总是不规则的。这种实际上由许多晶粒组成的晶体结构,我们把它叫作“多晶体”。如上所述,工业纯铁的弹性模量等性能,之所以测不出它们象在单晶体中那样的各向异性,就是因为其中各晶粒的位向不同,结果只表现出它们的平均性能。

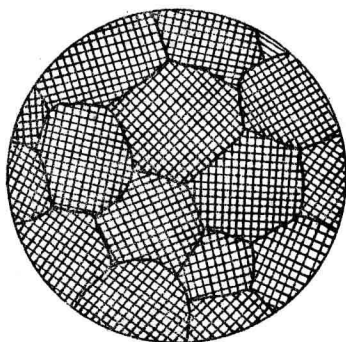


图 1-9 金属多晶体结构的示意图

钢铁材料的晶粒的尺寸一般在 $10^{-1} \sim 10^{-3} \text{mm}$ 左右,故必须在显微镜下才能看见。在显微镜下所观察到的金属中的各种晶粒的大小、形态和分布叫作“显微组织”。有色金属,如铜、铝、锡、铅、锌等的晶粒度一般都比钢铁的大些,有时甚至不用显微镜就能直接看见,如镀锌钢板表面的锌晶粒,其尺寸通常达数毫米至十几毫米。

在每个晶粒的内部,实际上也不是那么理想,即每个晶粒内部的晶格位向在不同区域上还有微小的差别,一般仅差 $10' \sim 20'$,最多达 $1^\circ \sim 2^\circ$ 。这些在晶格位向上彼此有微小差别的晶内小区域叫作“亚晶”或“嵌镶块”,因其尺寸较小,故必须在高倍显微镜或电子显微镜下才能观察到。

1.2.2 点缺陷

图 1-10 表示三种形式的点缺陷。当一个原子离开正常点阵位置时,就存在一个空位或空的点阵位置(图 1-10(a))。在纯金属中,少量空位可由热激活产生,温度高于绝对零度时,这些空位热力学上是稳定的。给定温度下平衡时的点阵空位浓度由下式近似给出:

$$\frac{n}{N} = e^{-E_s/RT} \quad (1-1)$$

式中 n —— N 个位置中空位的数目;

E_s ——从晶体内部移动一个原子到表面所需要的能量;

T ——绝对温度;

K ——波尔兹曼常数。

表 1-4 说明,金属中空位浓度随温度升高而急剧增加,通过对接近熔点温度的金属急剧淬火,可能获得比室温时平衡空位数更多的空位。高于平衡空位浓度的情况也可由变形程度大的塑性变形(冷加工)或由高能核粒子轰击所产生。当空位浓度变得相当大时,它们可能相互聚焦而形成空洞。

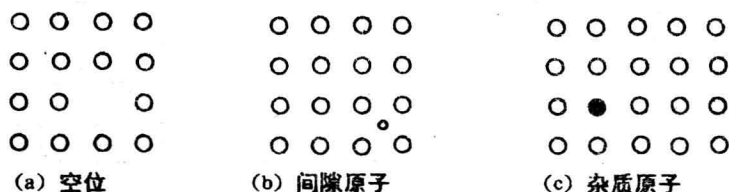


图 1-10 点缺陷

表 1-4 金属中的平衡空位 ($E_v = 1\text{eV}$)

温度($^{\circ}\text{C}$)	点阵空位的近似浓度
500	1×10^{-10}
1000	1×10^{-5}
1500	5×10^{-4}
2000	3×10^{-3}

陷入晶体内部正常点阵中间位置上的原子称为间隙原子或结点间原子(图 1-10(b))。在纯金属中间隙缺陷常不是由热激活产生,而是高能核粒子轰击(辐射损伤)的结果。

点阵结点上(图 1-10(c))或间隙位置上存在的杂质原子造成点阵周期性的局部破坏,这与空位和间隙原子的情况相同。

认识到任何材料都不是完全纯的这一点很重要。多数商业“纯”材料一般含 0.01%~1.0%的杂质,而像用于晶体管的锗和硅晶体那样的超高纯材料,则含有特意渗入的 10^{-10} 数量级的外来原子。在合金中,为了获得特殊性能,一般加入 1%~50%的外来原子。

1.2.3 线缺陷

最重要的线缺陷或一维缺陷是位错。所谓位错,就是存在于晶体中的一种管道状的原子畸变区域(管道直径约为几个原子间距,管道长度贯穿晶粒或整块晶体)。由于在三维空间中,这种原子排列紊乱区域在一个方向上的尺寸大大超过另外两个方向上的尺寸,故称为线缺陷。金属中存在着大量的位错,呈空间网络状分布在晶体中。

虽然对于位错区域原子排列的细节尚不清楚,但是这种确实存在的原子畸变区域却影响着金属的几乎所有力学行为,如塑性变形、加工硬化、屈服点、蠕变、疲劳和断裂等。第 3 章中将对位错进行更详细的讨论。

1.2.4 面缺陷

面缺陷即晶界和亚晶界(见图 1-11)。这两种晶格缺陷都是因晶体中不同区域之间的晶格位向过渡所造成的;但在小角度位向差的亚晶界情况下(如图 1-11(b)所示),则可把它看成是一种位错线的堆积或称“位错壁”。

通过上述讨论可见,在晶格缺陷及其附近,均有明显的晶格畸变,因而会引起晶格能量的提高,并使金属的物理、化学和机械性能发生显著的变化,如晶界和亚晶界愈多,位错密度愈大,金属的强度便愈高。

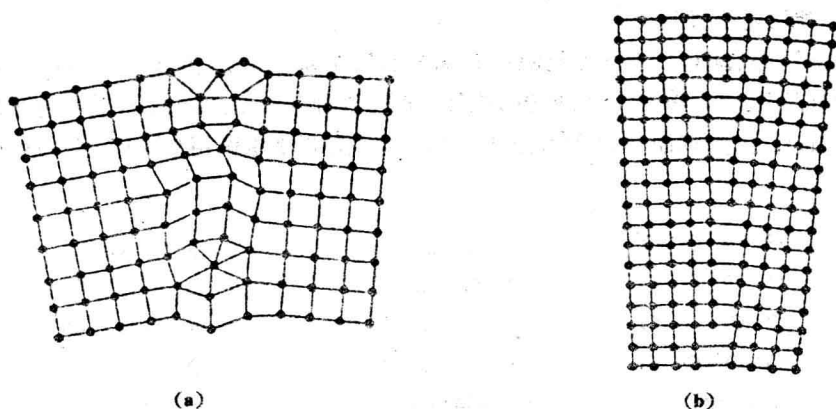


图 1-11 晶界(a)及亚晶界(b)的示意图

1.2.5 面心立方和密排六方晶体中原子的堆积和堆积缺陷

如上所述,用晶格和晶胞可以形象地描述晶体中原子(离子)的排列情况。对于金属所具有的简单晶体结构而言,还可以用其他更有效的方法加以描述。我们把金属晶体中的原子看作大小相等的球体。当然这只是近似的,但是却为我们提供了相当可靠的第一级近似,而这在许多情况下是非常有用的。

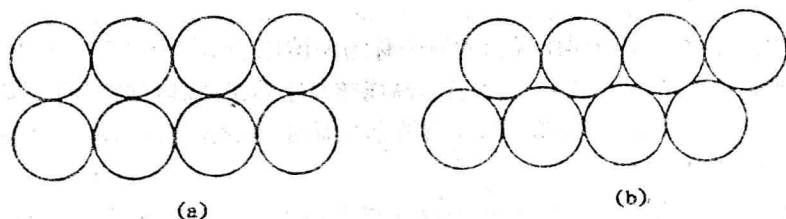


图 1-12 二维排列方式

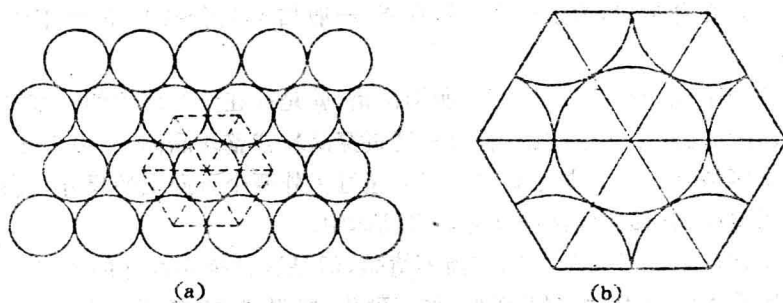


图 1-13 二维最密排方式中的六边形

使金属原子结合在一起的金属键方向性很小,因此可以认为,这种将金属原子拉在一起的吸引力将使金属原子在各个方向上都等地堆积起来,并使金属原子间具有最小的间隙空间。如果把原子视为刚球,现在问:将大小相等的刚球堆积在一起,并使各刚球之间的空隙达到最小,可以有几种堆积方式? 由于明显的原因,这种结构称为“密集结构”。下面我们来讨论这个问题。首先,我们在二维平面上确定这些刚球怎样排列,才能形成最密排的平面阵列,然后确定这些最密排的原子面以怎样的最密集方式加以堆积,才能得到最密集的三维阵列。考虑图 1-12(a)中的两排原子。很明显,如果这两排原子靠在一起,而且上面一排原子被推到图 1-12(b)

所示的位置,那么这两排原子将最紧密地排列在一起。如果象图 1-13(a)那样重画图 1-12(b),便可看出在二维平面上密排原子的中心将构成六边形的网格。为了便于分析这些密排面的堆积情况,考虑图 1-13(b)所示的六边形区域。值得注意的是,这个六边形网格单元可看作是 6 个等边三角形,而且这 6 个三角形的中心与密排原子的 6 个空隙中心相重合。图 1-14(a) 表明

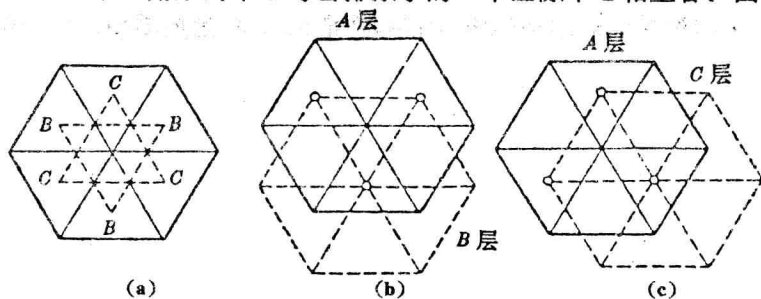


图 1-14 空隙位置和密排面的堆积方法

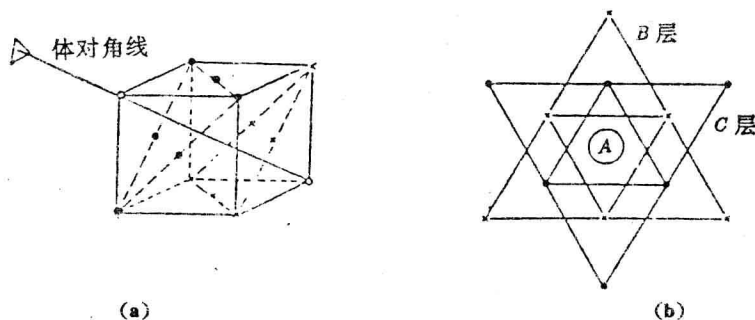


图 1-15 面心立方晶体中的密排面

这 6 个空隙可以分为 B, C 两组,每一组构成一个等边三角形,同时在每一组中,空隙中心间的距离恰好是网格上原子的间距。因此,当在第一层上堆积第二层密排面时,使其原子落在空隙 B 处,就可得到最密集的三维空间阵列,如图 1-14(b)所示。此外,也可将二层原子堆在空隙 C 处,获得如图 1-14(c)所示的最密集的三维空间阵列。如果把一层原子所占据的位置称为 A 位置,那么图 1-14(b)便属于 $A-B$ 堆积方式,而图 1-14(c)是 $A-C$ 堆积方式。为了得到晶体结构的模型,各原子层必须继续堆积下去,以便获得长程有序的排列。显然,只存在四种可能的堆积方式:(1)— $A-B-A-B-A-B$ —;(2)— $A-C-A-C-A-C$ —;(3)— $A-B-C-A-B-C$ —;(4)— $A-C-B-A-C-B$ —。对于两种不同的晶体,第(1)种与(2)种堆积方式之间的差异是难以辨别的,第(3)种和第(4)种堆积方式也是如此。因此,只有两种堆积方案:一种是每两层重复一次,即— $A-B-A-B-A-B$ —;另一种是每三层重复一次,即— $A-B-C-A-B-C$ —。

密排六方晶体结构和面心立方晶体结构都是密集结构,它们对应于这里所讨论的两种堆积方式。在密排六方晶体结构中,基面是密排面。密排面堆积的层序是— $A-B-A-B$ —。在面心立方结构中,密排面为(111)面,图 1-15(a)给出了其中的两个密排面在晶胞上的交线。如果沿图示的体对角线方向向下看,这两个密排面便如图 1-15(b)所示。显然,这两个面是相互邻接的密排面,分别称之为 B 层和 C 层。体对角线上两顶角上的原子分别位于两个相互平行的(111)晶面上;应当看到,这两个晶面应当处于 A 位置,这是因为这两个晶面的原子位于 B 层和 C 层的剩余空隙之上。因此,在面心立方结构中,密排面的堆积层序是— $A-B-C-A-B-C$ —。

体心立方晶体结构不是密集结构。在这种结构中,沿立方体对角线方向的原子是相互接触的。由此可推论,体心立方结构比密集结构包含着较多的间隙空间。

密集晶体中,长程堆集层序的破坏会产生两类常见的晶体缺陷:(1)孪晶区;(2)堆积层错。堆积层序在许多原子间距范围内改变时便产生孪晶,当堆积层序的改变只发生在几个原子间距的范围内时,则为堆积层错。不全位错沿滑移面滑动时,将造成厚度仅为一层的堆积层错(见本书 4.19 和 4.20)。

2 弹性变形

2.1 引言

许多金属材料既能够弹性变形又能够塑性变形。只要用手去弯一根金属丝,就可以熟悉这两种变形的区别。如果只把这金属丝略微弯一下,那么把手放开以后,它就完全弹回去,因而它的变形是完全弹性的。但是,如果把它弯得更剧烈些,它便不会完全弹回去,因为它已经产生了一些不可回复的或塑性的变形。

普通的单向拉伸试验所获得的真实应力-应变曲线更清晰地反映了金属的变形现象。典型延性金属(如铝)的真实应力-真实应变曲线见图 2-1(a)。真实应力定义为

$$\sigma = \frac{P}{A}$$

式中 P ——瞬时载荷;

A ——试样瞬时断面积。

真实应变定义为

$$\epsilon = \ln \frac{L}{L_0}$$

式中 L ——试样的瞬时长度;

L_0 ——试样的原始长度。

由图 2-1(a)可见,真实应力低于屈服应力 σ_s 时,材料符合虎克定律(σ_s 的数值取决于应变测定的精度)。高于 σ_s 时,材料产生塑性变形,大部分金属在此范围内发生应变硬化。因此,增大应变所需求的应力值大于初始屈服应力 σ_s 。然而,和弹性区的情况不同,应力和应变之间并无简单的比例常数关系,若使金属变形至 A 点,卸去外载时,则金属全应变立即由 ϵ_1 降到 ϵ_2 (下降量为 σ_s/E),应变减小值($\epsilon_1 - \epsilon_2$)为可恢复弹性应变。

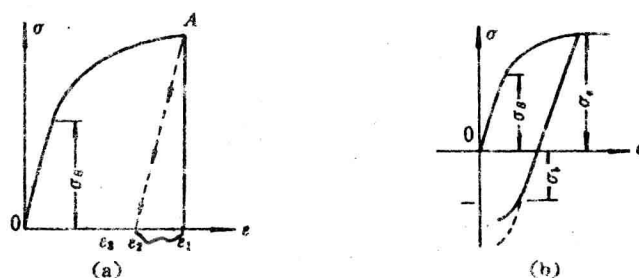


图 2-1 延性金属的典型真实应力-应变曲线

若对一试样沿一方向(例如拉伸)加载至超过屈服应力,产生塑性变形后卸载至主应力为零,然后再沿相反方向加载(例如压缩),则发现重新加载时的屈服应力低于原来的屈服应力(图 2-1(b)), $|\sigma_s| > |\sigma_s|$ 。这种屈服应力取决于加载路线和加载方向的现象称为巴色格效应。

弹性变形或塑性变形所引起的金属晶体宏观形状和尺寸的变化,与晶体的结构和原子间作用力有关。关于金属晶体结构已在第 1 章中介绍过,本章将在简略地讨论原子间作用力之后,说明弹性变形的物理本质。塑性变形涉及到晶体结构的更细微部分,将在随后的章节中详细讨论。