

高等学校研究生教材

材 料 物 理

石德珂 朱维斗 编



机 械 工 业 出 版 社

材料物理 杨继昌、牛维斗编撰 北京：机械工业

I 圖材... II 圖石...②生... III 圖材料科学·物理

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1998) 第 50693 号

机械工业出版社 (北京百万庄大街24号) 邮政编码 100037

圖版年 圖月第 版第 次印刷
用冊第 印圖冊第 日發 圖版印張 · 總字

凡购本书 如有缺页 倒页 脱页 由本社发行部调换

前 言

本书是根据编者对材料科学与工程专业硕士研究生讲课内容整理编写而成的。全书分为三个部分：晶体缺陷、合金热力学和固态相变。晶体缺陷是研究材料的变形与断裂的物理基础；固态相变是研究与开发新材料的物理基础；而热力学是研究材料在制备与合成、处理与加工过程中所发生的各种物理与化学的变化，研究这些变化过程能否发生的条件。因此，它们是材料物理的重要组成。作为一门课程，考虑到与“固体物理”课程的分工，本书没有包含材料物理学的全部内容。编写这本书的意图是，既要使学生有较坚实的理论基础，又要强调在工程实际与具体材料中的应用，以保持工科类教材的特色。

本书第一篇晶体缺陷和第三篇固态相变由石德珂编写，第二篇合金热力学由朱维斗编写。全书由王笑天教授审阅。他对本书提出了许多宝贵意见，在此表示衷心的感谢。

由于编者学术水平有限，书中难免有不当和错误之处，敬请读者批评指正。

编者于
西安交通大学

目 录

前言	
第一篇 晶体缺陷	员
第一章 位错基本知识	员
第一节 直线位错的应力场	员
第二节 位错的应变能与线张力	源
第三节 位错间的作用力	远
第四节 位错的攀移	苑
第五节 割阶的生成及其运动	源
第六节 弯结的形成及其运动	怨
第二章 晶体中的位错	園
第一节 面心立方金属中的肖克莱位错	園
第二节 面心立方金属中的梯杆位错	園
第三节 面心立方金属中的弗兰克位错	園
第四节 密排六方金属中的位错	園
第五节 体心立方金属中的层错与共面扩展位错	園
第六节 体心立方金属中的非共面扩展位错	園
第七节 体心立方晶体孪晶的位错机制	園
第八节 有序超结构中的位错	園
第三章 晶体的塑性变形	園
第一节 派纳力和起始塑性变形抗力	園
第二节 屈服和位错增殖	園
第三节 单晶体的滑移变形	園
第四节 多晶体的变形	園
第五节 温度和应变速率对流变应力的影响	園
第六节 孪晶变形	園
第四章 位错间的交互作用——加工硬化	園
第一节 加工硬化现象的主要实验结果	園
第二节 长程加工硬化理论	園
第三节 短程加工硬化理论	園
第四节 硬化第三阶段与加工软化	園
第五章 溶质原子和位错的交互作用——固溶强化	園
第一节 柯氏气团	園
第二节 史氏气团	園
第三节 铃木气团	園
第四节 气团拖曳与动态应变时效	園
第五节 均匀固溶强化理论	園
第六节 空位与位错的交互作用	園
第六章 位错与第二相的交互作用——沉淀强化与弥散强化	園
第一节 屈服应力与障碍强度	園
第二节 共格应变硬化	園
第三节 化学(表面)硬化	園
第四节 层错强化	園

第五节	有序合金的强化	吴源	第一节	偏摩尔量	吴源
第六节	有序合金的强化	吴源	第二节	理想气体	吴苑
第七节	第二相对材料加工		第三节	理想的气体混合物	吴源
	硬化的影响	吴园	第四节	理想溶液与稀溶液	吴源
第八节	钢中两相组织的变形	吴源	第五节	混合熵	吴园
第九节	探讨获得高强度材		第六节	规则溶液	吴源
	料的途径	吴园	第七节	最邻近原子键的概念	吴缘
第七章	断裂的位错		第八节	混合自由能	吴源
	理论	吴源	第九节	调幅分解	吴苑
第一节	解理裂纹的形成	吴源	第十节	有序化	吴园
第二节	解理裂纹的扩展	吴源	第十一节	准化学溶液模型	吴园
第三节	钢中控制解理断裂		第十二节	真实溶液	吴缘
	的组织参数	吴源	第十章	间隙固溶体的最邻近	
第四节	体心立方金属的冷			原子交互作用模型	吴苑
	脆转化	吴园	第一节	概述	吴苑
第五节	韧性断裂	吴源	第二节	铁碳二元系中碳的	
第六节	金属在循环变形时			化学位	吴源
	的应力-应变曲线	吴源	第十一章	铁磁性对相变的	
第七节	低应变幅下基体的			影响	吴园
	位错结构	吴源	第一节	纯铁	吴园
第八节	持久滑移带及其位		第二节	铁合金	吴缘
	错结构	吴源	第十二章	二元系相图	吴苑
第九节	低应变幅下疲劳裂		第一节	摩尔图	吴苑
	纹的萌生与扩展	吴苑	第二节	二元系两相平衡的	
第十节	高应变幅下的疲劳			相界	吴源
	特性及位错结构	吴园	第三节	固溶体同素异构转变	吴园
参考文献		吴源	第四节	铁中的置换合金元素	吴苑
第二篇	合金热力学	吴缘	第十三章	三元系及多元系	
第八章	材料热力学的基本			相图	吴源
	定律	吴缘	第一节	概述	吴源
第一节	热力学常用术语及含义	吴源	第二节	三元系中的规则溶	
第二节	热力学第一定律	吴源		液模型	吴园
第三节	热力学第二定律	吴源	第三节	化学计量相	吴源
第四节	自由能	吴苑	第四节	两固溶体平衡的相	
第五节	热力学第三定律	吴园		界线的近似表达	吴园
第九章	溶液	吴源	第五节	合金元素对两相平	
				衡的影响	吴缘

第六节	化合物与固溶体间的平衡	圆象	第三节	转变晶体学的表象理论	猿园
第七节	易动组元扩散与平衡	圆源	第四节	马氏体的形核与长大	猿园
第十四章	线性非平衡态热力学	圆苑	第五节	马氏体转变动力学	猿员
第一节	非平衡态热力学简介	圆苑	第六节	形变诱发马氏体	猿园
第二节	熵产生	圆愿	第七节	热弹性马氏体与形状记忆效应	猿苑
第三节	唯象方程	圆圆	第八节	马氏体的强化	猿苑
第四节	稳态	圆缘	第十七章	贝氏体转变	猿远
第五节	稳态的稳定性	圆远	第一节	贝氏体形态	猿远
第六节	孤立体系	圆愿	第二节	贝氏体的晶体学关系	猿员
第七节	在电动效应中的应用	圆愿	第三节	贝氏体铁素体的起始碳量	猿猿
第八节	在二元合金扩散中的应用	圆猿	第四节	贝氏体的形核与长大	猿缘
参考文献		圆缘	第五节	贝氏体转变动力学	猿怨
第三篇	固态相变	圆远	第六节	贝氏体转变机制	猿员
第十五章	扩散型相变 (I)	圆远	第七节	粒状贝氏体	猿源
第一节	固态相变中的形核与长大	圆远	第八节	针状铁素体	猿苑
第二节	先共析铁素体的转变	圆圆	第九节	贝氏体的强度与韧性	猿园
第三节	珠光体转变	圆怨	第十八章	过饱和固溶体的分解 (扩散型相变 II)	猿源
第四节	钢中的相间沉淀	圆怨	第一节	调幅分解	猿源
第五节	不连续沉淀	圆缘	第二节	过饱和固溶体的脱溶沉淀	源圆
第十六章	马氏体相变 (非扩散型相变)	猿圆	第三节	铁碳合金马氏体的回火	源怨
第一节	马氏体相变的特征	猿圆	第十九章	扩散型转变 (III)	源圆
第二节	铁基合金马氏体的形态、亚结构及晶体学	猿苑	第一节	块状转变	源圆
			第二节	有序转变	源怨
			参考文献		源怨

第一篇 晶体缺陷

第一章 位错基本知识①

第一节 直线位错的应力场

一、螺型位错

对于图 15.17 中的螺旋位错, 可设想成将圆柱体沿 z 轴方向切开一径向切口, 再使切口处两个表面在 z 方向彼此位移一个相当于柏氏矢量大小 b 的距离 (图 15.18)。

可以看出，体内任一点在 θ 及 φ 方向上没有位移，即

怎么越玩越嗨

而沿 z 方向上的位移 z 只是 θ 的函数，即是 φ 的函数，当 θ 从 0 到 2π 时，位移均匀地由 0 到 2π

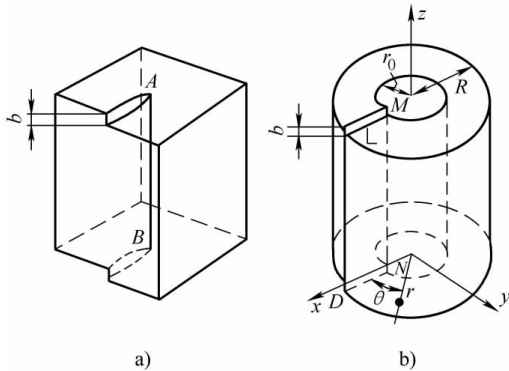


图 15-10 螺型位错的连续介质模型

因为 $\gamma_{\text{赠}} \left(\frac{\partial \text{赠}}{\partial \text{赠}} \frac{\partial \text{赠}}{\partial \text{赠}} \right)$, $\gamma_{\text{赠}} \left(\frac{\partial \text{赠}}{\partial \text{赠}} \frac{\partial \text{赠}}{\partial \text{赠}} \right)$, 故有

⊕ 本章是在本科生《材料科学基础》上,对位错基本概念的补充。

$$\gamma_{\theta z} = \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z}$$

各应力分量为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\theta z} &= \mu \gamma_{\theta z} \\ \tau_{z\theta} &= \mu \gamma_{\theta z} \\ \sigma_{\theta\theta} &= \sigma_{zz} = \sigma_{\phi\phi} = 0 \end{aligned} \right\}$$

(圆 8-1)

若用柱面坐标, 则形式更简单, 应变分量只有 $\gamma_{\theta z}$ 不为零

$$\gamma_{\theta z} = \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z}$$

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{\theta z} &= \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \tau_{\theta z} &= \mu \gamma_{\theta z} \end{aligned} \right\}$$

(圆 8-2)

式中, $\tau_{\theta z}$ 作用在平行于 z 轴、 θ 恒定的径向面中, 而 $\tau_{z\theta}$ 以扭力方式作用在垂直于 z 轴平面上。其他各应力分量均为零。

由式 (圆 8-1)、式 (圆 8-2) 可以看出: ① 螺型位错的应力场无正应变和正应力, 只有切应变和切应力; ② 应变场和应力场是径向对称的, 与 θ 无关; ③ 切应力 $\tau_{\theta z}$ 单调地随距离 ρ 的增大而减小。以上公式只对位错核心 (圆 8-3) 以外的区域适用, 圆 8-3

二、刃型位错

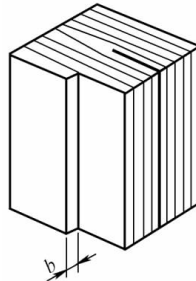
图 圆 8-4 为刃型位错, 图 圆 8-5 为模拟刃型位错产生的弹性畸变。可见, 沿 z 方向的位移为零, 而沿 x 及 y 方向的位移均不随 z 而变。即位错分量 u 及 v 与 z 无关, 圆 8-4 在刃位错

$$\text{周围介质中 } \epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

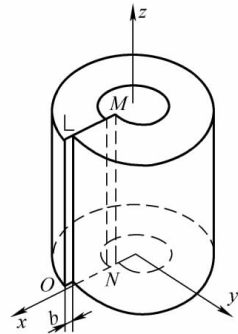
$$\text{圆 8-4 } \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

量 ϵ_{xx} 、 ϵ_{yy} 、 γ_{xy} 应变只产生于 xy 平面内, 故为平面应变问题。

因此, 相应的应力有 σ_{xx} 、 σ_{yy} 、 σ_{xy} 及 τ_{xy} 其余应力分量 $\sigma_{zz} = \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0$



a)



b)

图 圆 8-5 刃型位错的连续介质模型

在平面应变条件下, 力的平衡方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial r} - \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1.1)$$

应变协调 (应变连续) 方程则为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) (r \epsilon_{\theta\theta}) = 0 \quad (1.1.2)$$

引入应力函数 ϕ , 令

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2}, \quad \sigma_{rr} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}, \quad \tau_{r\theta} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (1.1.3)$$

将上式代入式 (1.1.1) 得到

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \phi = 0 \quad (1.1.4)$$

上式称为双调和方程。欲求应力分量, 需先解出此方程, 找出应力函数 ϕ 。

用分离变量法求出双调和方程的通解, 从中找出适合位错条件的特殊解, 求得的应力函数 ϕ 为

$$\phi = \frac{\mu b}{2\pi} \left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \ln r$$

于是各应力分量为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} &= \frac{\mu b}{2\pi r} \cos \theta \\ \sigma_{rr} &= \frac{\mu b}{2\pi r} \cos \theta \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{\mu b}{2\pi r} \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (1.1.5)$$

用柱面坐标表示则为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} &= \frac{\mu b}{2\pi r} \cos \theta \\ \sigma_{rr} &= \frac{\mu b}{2\pi r} \cos \theta \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{\mu b}{2\pi r} \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (1.1.6)$$

在上面公式推导中, 应力函数 ϕ 适用于半径为无限大圆柱体中刃位错, 外表面为自由表面。式 (1.1.5)、式 (1.1.6) 的应力场只满足位错条件, 但不满足表面条

件。在 $r=0$ 及 $r=R$ 的内外表面处，应力分量并不为零，严格说来应力函数尚需修正。但在 $r \approx 0$ 及 $r \approx R$ 的一般情况下，只要不考虑位错核心区（ $r \approx 0$ ），其结果是正确的。用柱面坐标表示应力如图 1-10 所示。

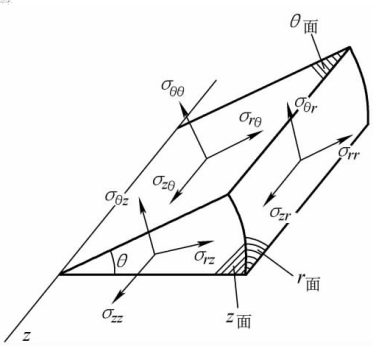


图 1-10 用柱面坐标表示应力

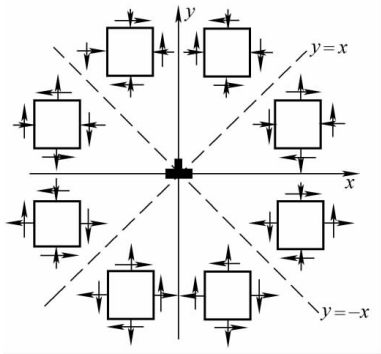


图 1-11 刃型位错的应力场

由应力公式及图 1-11 可知：①在滑移面上方（即 $y > 0$ ）， σ_{yy} 为压应力；在滑移面下方（ $y < 0$ ）， σ_{yy} 为拉应力；在滑移面上 τ_{xy} （ τ_{yx} ）最大。② σ_{xx} 在 $y > 0$ 及 $y < 0$ 处反向； τ_{xy} 在 $y > 0$ 及 $y < 0$ 处反向。③正应力与切应力的大小都与距离 r 成反比。④刃位错产生的体积应变 θ 随 r 增大而减小。

由广义胡克定律

$$\epsilon_{xx} = \frac{1}{E} [\sigma_{xx} - \nu (\sigma_{yy} + \sigma_{zz})]$$
$$\epsilon_{yy} = \frac{1}{E} [\sigma_{yy} - \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{zz})]$$

故

$$\theta = \frac{1}{E} \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2}$$

用柱坐标表示较简单

$$\theta = \frac{1}{E} \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{2}$$

这清楚表明在滑移面上方 $\theta > 0$ ，在下半部 $\theta < 0$ ，但平均的 θ 为零。由于 θ 的对称性，总体积变化为零。

第二节 位错的应变能与线张力

一、螺型位错的应变能

位错周围应力应变场所具有的能量就是位错的弹性应变能。直螺位错的弹

性能易于用应变能密度的体积分方法求得。螺位错的应变能密度为 $\frac{\tau}{2} \gamma^2$ ，故单位长度的总应变能为

$$W_{\text{螺}} = \int_V \frac{\tau}{2} \gamma^2 dV = \frac{\tau}{2} \int_V \gamma^2 dV$$

因 $\gamma = \frac{b}{r}$ ，代入得

$$W_{\text{螺}} = \frac{\tau b^2}{4} \int_{r_0}^R \frac{1}{r^3} 2\pi r dr = \frac{\tau b^2 \pi}{2} \ln \frac{R}{r_0} \quad (1.10)$$

式中， μ 为切变模量。

二、刃型位错的弹性能

因为刃位错的应力场较复杂，用形成位错时外力反抗应力场所做的功来求弹性能更方便。如图 1.10 在切开面上沿 xy 方向两侧互相推移 αb (α 约 0.5) 时，位错的柏氏矢量为 αb 这时

$$\tau = \frac{\mu \alpha b}{2\pi r} \theta$$

如图圆柱体沿 xy 轴长度为 l 再向前推移 αb 所需做的功为

$$W_{\text{刃}} = \int_V \tau \alpha b dV = \frac{\mu \alpha^2 b^2 l}{4\pi} \int_{r_0}^R \frac{1}{r^3} 2\pi r dr = \frac{\mu \alpha^2 b^2 l}{4} \ln \frac{R}{r_0}$$

对 α 和整个圆柱体积分，得到总的应变能为

$$W_{\text{刃}} = \int_V \frac{\mu b^2}{4\pi} \frac{1}{r^3} 2\pi r dr = \frac{\mu b^2}{4} \ln \frac{R}{r_0} \quad (1.11)$$

比较式 (1.10) 和式 (1.11)，可知刃位错的应变能比螺位错多一个因子 $\frac{1}{2}$ ，如

取 $\alpha = 0.5$ ， $\tau = \frac{\mu b}{4r}$

三、混合位错的弹性能

若位错线和柏氏矢量的夹角为 θ ，则刃位错成分 $\frac{1}{2} b \sin \theta$ 螺位错成分 $\frac{1}{2} b \cos \theta$ ，混合位错弹性能 为

$$W_{\text{混}} = \frac{\mu b^2}{4} \ln \frac{R}{r_0} \left(\frac{1}{2} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \right) = \frac{\mu b^2}{4} \ln \frac{R}{r_0}$$

式中， $\frac{1}{2} b \sin \theta$ 为刃位错成分， $\frac{1}{2} b \cos \theta$ 为螺位错成分。若取 $\theta = 45^\circ$ ，则 $\frac{1}{2} b \sin \theta = \frac{1}{2} b \cos \theta = \frac{1}{2} b$ ，

(相当于退火态位错平均间距), 则 $\gamma \approx \frac{\mu b}{2\pi}$ 可知位错能量正比于柏氏矢量的平方, 单位长度的位错能相当于每原子面 $\frac{\mu b^2}{4\pi}$

四、位错的线张力

位错的线张力定义为：位错线每增加单位长度所增加的能量。用 γ 表示线张力, 则 $\gamma = \frac{dE}{dL}$ 对直位错一般将 γ 写为

$$\gamma = \frac{\mu b^2}{4\pi}$$

α 取平均值 $\alpha = \frac{1}{2}$ 作为粗略估计, $\alpha = \frac{1}{2}$, 通常用 $\gamma = \frac{\mu b^2}{4\pi}$

但是需要注意的是, 以上是对直位错而言, 对刃型直位错, 其线张力比螺位错大 $\frac{1}{2}$, 即 $\gamma = \frac{3\mu b^2}{8\pi}$ 左右。但直位错受力弯曲后, 情况则相反, 直刃型位错弯曲后, 增加了螺位错分量, 虽然位错线长度增加了, 但位错线 (单位长度) 的能量却减少了, 而直螺型位错在弯曲时却增加了刃位错成分。这样, 螺位错倒反比刃位错难弯曲, 螺位错的线张力约为刃位错的 $\frac{2}{3}$ 。这在位错绕过第二相作定量计算时是需要考虑的。

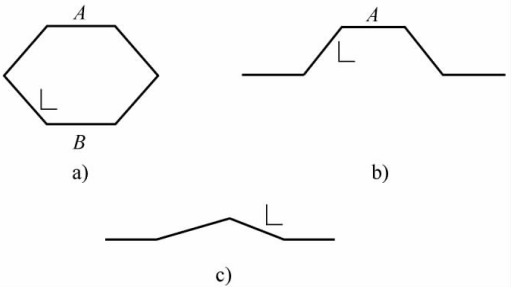


图 1.15 各种形状刃位错的表面张力 (柏氏矢量垂直于纸面)

因此, 当直位错不仅改变长度而且改变形状时, 其线张力需精确计算。即使位错类型不变, 如棱柱形刃位错采取不同形状, 其线张力也不同, 如图 1.15 与 1.16 计算得出

$$\gamma = \frac{\mu b^2}{4\pi} \left(\frac{\alpha}{2} \right) \quad (\text{刃型位错})$$

对图中 葬 遭 槽 三种情况, α 分别为 $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ 和 $\frac{1}{8}$ 。对于图 葬 因为线段 粤 和 月 相等且符号相反, 在形成环时需反抗它们之间的吸力做功, 故线张力最大; 图 遭 中没有 月 段, 做功减小; 图 槽 线张力最低。

第三节 位错间的作用力

一、马基斯-科莫斯基公式

设有一段位错线元 dx 在外应力 σ 作用下位移了 y , 则位错元滑过的面积为

造成位错，在该面积内滑移面两边晶体的相对位移为 b ，故应力 σ 所做的功为

$$W = \sigma \cdot b \cdot \Delta x \quad (1.1.1)$$

利用虚功原理，将位错看成实体，该位错元 Δx 上所受的力为 F （为虚力）， F 使位错运动 Δx 距离所做的功为

$$W = F \cdot \Delta x \quad (1.1.2)$$

式 (1.1.1) 和式 (1.1.2) 必然相等，故有

$$F = \sigma b \quad (1.1.3)$$

令 ξ 为位错线元的单位矢量，则单位长度位错线上所受的力为

$$F = \sigma b \xi \quad (1.1.4)$$

该式表示在应力 σ 作用下，单位长度位错线所受的力的大小等于 $|\sigma b|$ ，方向恒与位错线垂直。此即称为 **马德里森公式**。式中的应力可以是外加应力，也可以是来自其他位错的应力。

为计算方便，柏氏矢量常用三个分量，应力用应力张量代入，即

$$F = b \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \\ \xi_z \end{pmatrix}$$

$$F_x = b(\sigma_{xx}\xi_x + \sigma_{xy}\xi_y + \sigma_{xz}\xi_z)$$

$$F_y = b(\sigma_{yx}\xi_x + \sigma_{yy}\xi_y + \sigma_{yz}\xi_z)$$

$$F_z = b(\sigma_{zx}\xi_x + \sigma_{zy}\xi_y + \sigma_{zz}\xi_z)$$

二、平行螺位错间的作用力

设有两个平行于 z 轴，柏氏矢量分别为 b_1 和 b_2 ，其间距离为 r 的螺位错（图 1.1.5），求两者之间的作用力。可以认为螺位错 b_1 置于螺位错 b_2 的应力场之内，它所受的力为

$$F = b_1 \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \tau_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \\ \xi_z \end{pmatrix}$$

$$F_x = b_1(\sigma_{xx}\xi_x + \sigma_{xy}\xi_y + \tau_{xz}\xi_z)$$

$$F_y = b_1(\sigma_{yx}\xi_x + \sigma_{yy}\xi_y + \tau_{yz}\xi_z)$$

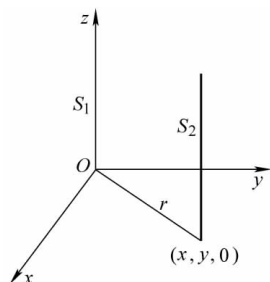


图 1.1.5 两平行螺位错的相互作用

$$\frac{\mu b^2}{2\pi a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)$$

当然，对于平行螺位错之间作用力可直接用式 (1.10) 得出

$$\frac{\mu b^2}{2\pi a}$$

这里只是为应用马基斯定律公式。计算表明，两平行螺位错之间只有径向作用力而无切向作用力。对于同号位错，两者相斥；异号螺位错，两者相吸，云约园作用力大小与间距 则成反比。

三、平行刃位错间的作用力

设有两个平行于 轴，柏氏矢量分别为 和 的刃型位错，如刃位错 位于坐标原点，刃位错 位于 (曾 赠位置，处于 的应力场中，所受到的力为

$$\frac{\mu b_1 b_2}{2\pi a} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \sigma_{yz} \\ \tau_{xy} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \sigma_{yz} & \tau_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{b_2}{a} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\mu b_1 b_2}{2\pi a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)$$

即
$$\left. \begin{aligned} & \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \\ & \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

云是垂直于滑移面的作用力，使位错 攀移。而 云是沿滑移方向的作用力。作用力 云随 曾的变化如图 1.10 图中虚线为异号位错间的作用力，实线表示同号位错间的作用力。云对 曾的关系曲线有极值。靠近原点的极值在 曾越 依 园 园 处，更远的极值在 曾赠 越 依 园 园 处。在这些位置，(云) 越

$$\frac{\mu b^2}{2\pi a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)$$

距离为 赠的两个平行刃位错间的相互作用可用图 1.11 来概括。若为同号位错，只有在 曾越 园 的位置 位错才是稳定的，若为异号位错， 在 | 曾 越 赠 的 源 方向是稳定的平衡位置。因此，我们看到一些实验现象：例如，冷变形金属在低温回复阶段产生所谓“多边化”，这就是同号位错排列成墙，形成小角度的倾侧晶界的结果。另外，单晶体变形在易滑移阶段，电镜下常观察到异号刃位错构成的偶极子和多极子，以及在低应变幅下疲劳的位错结构 (见第七章)，都可用上述规律来解释。

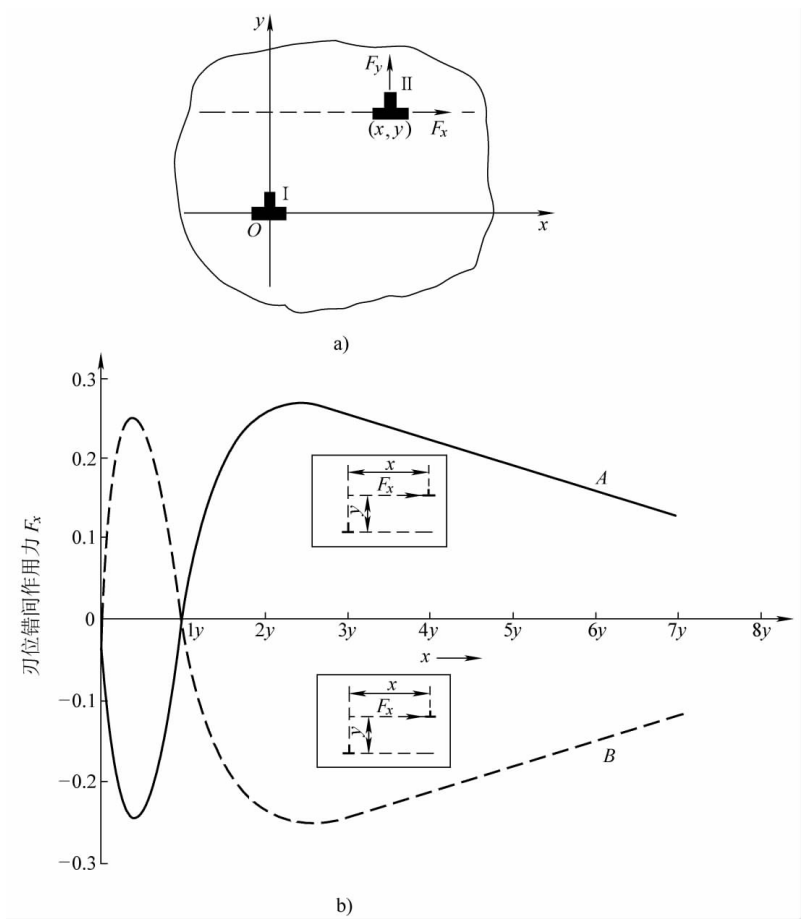


图 1-15 两平行刃位错相互作用力 F_x 随距离的变化

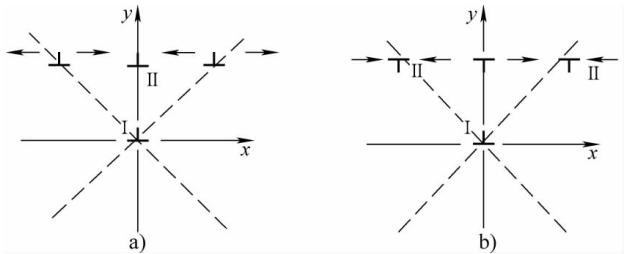
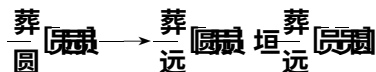


图 1-16 平行刃位错相互作用的稳定位置
葬 同号位错 遭 异号位错

四、两个肖克莱位错间的作用力

已知，面心立方晶体中全位错常可分解为两个肖克莱位错以降低能量



如图 1-29 所示，肖克莱位错是混合位错，它可由刃型分量 $\vec{b}_1$ 和螺型分量 $\vec{b}_2$ 组成。设 $\vec{b}_1$ 和 $\vec{b}_2$ 的刃型分量 $\vec{b}_{1r}$ 和 $\vec{b}_{2r}$ 同号且相等，为

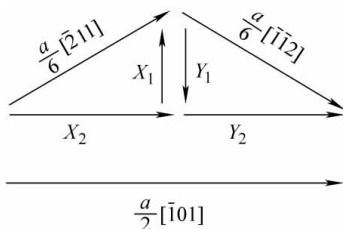
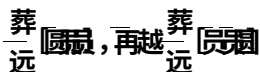
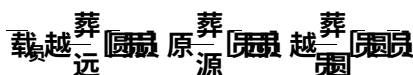


图 1-29 全位错分解为两肖克莱位错时，其间的相互作用

它们的刃型分量 $\vec{b}_{1r}$ 和 $\vec{b}_{2r}$ 同号且相等，为



螺型分量相等但方向相反，为



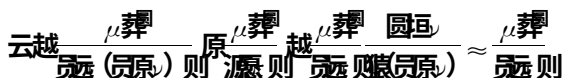
可见两刃型分量间的斥力大于螺型分量间的吸力，所以，两肖克莱位错间的净作用力为斥力。

对刃位错 $\tau_{12} = \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi r}$ 则

对螺位错 $\tau_{12} = \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi r}$ 则



故两肖克莱位错净斥力为



这个净斥力使两肖克莱位错分开，但为层错能 γ 的表面张力所平衡，即



第四节 位错的攀移

一、攀移力

位错垂直于滑移面的运动叫攀移。只有刃位错才能攀移。攀移时多余的半原

子面扩大或缩小。纯螺位错不能攀移,因为没有多余的半原子面,但刃型割阶的螺位错在运动时割阶可以攀移。攀移要引起晶体的体积变化,只能由正应力产生,而切应力产生的滑移没有体积改变,故通常称攀移为非保守运动,而滑移称保守运动。

如刃位错向上攀移引起体积变化 ΔV 为位错线扫过的面积。 ΔV 可看成由 n 个点缺陷造成。点缺陷主要是空位,当空位扩散聚集在位错的下方,即可引起位错线向上攀移(反之,如空位离开位错或有间隙原子被吸引至位错周围,则引起位错向下攀移),如图 1-10 设空位的体积为 V_v (空),且 $V_v \approx V_0$, 则 $\Delta V = n V_v$, 即

$$\Delta V = n V_v = \frac{\Delta V}{V_v} V_v = \frac{\Delta V}{V_v} V_0$$

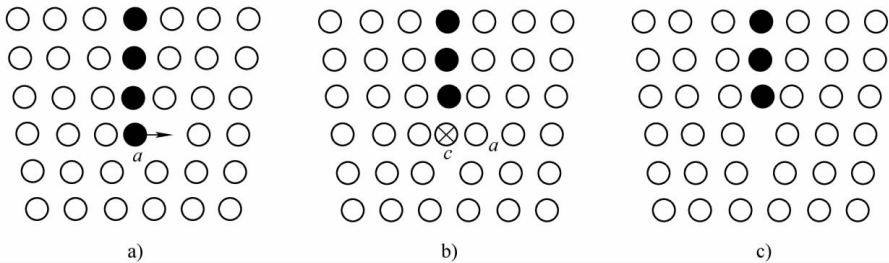


图 1-10 位错攀移过程

设空位的形成能为 E_v , 则产生 n 个缺陷所需能量为

$$E = n E_v$$

若单位长度位错线攀移时所需的力为 F , 位错线攀移 Δx 距离所做的功为 W , W 应等于该过程产生空位所需的能量, 因此

$$W = F \Delta x = n E_v$$

$$F = \frac{n E_v}{\Delta x}$$

(1-11)

如攀移力靠外加正应力 σ 提供, 则 $F = \sigma b$, 已知空位形成能约为

$E_v \approx \frac{1}{2} E_{\text{原子}}$, 故 $\sigma \approx \frac{E_{\text{原子}}}{2 b \Delta x}$ 。这是理论强度数值, 表明刃位错线要整体向上攀移, 外加正