

陶瓷材料物理性能

陶瓷材料物理性能

华南工学院
南京化工学院
清华大学



高等学校试用教材

中国建筑工业出版社

中国建筑工业出版社
171
73

73.177
673

高等学校试用教材

陶瓷材料物理性能

华南工学院

南京化工学院

清华大学

中国建筑工业出版社

本书着重从物质组成、结构的角度阐述陶瓷材料的电学性能、力学性能和热学性能，对光学、磁学和耦合性能等也作了一般介绍。

书中既叙述了较完整的经典理论，又注意收入较新的基础理论和实验成果。

本书可作为高等学校无机非金属材料、陶瓷专业教材，也可供有关科研和生产单位的科技人员参考。

高等学校试用教材
陶瓷材料物理性能
华南工学院
南京化工学院
清华大学

*

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
中国建筑工业出版社印刷厂印刷(北京阜外南礼士路)

*

开本：787×1092毫米 1/16 印张：15¹/₂ 字数：376千字
1980年12月第一版 1980年12月第一次印刷
印数：1— 2,810册 定价：1.60元
统一书号：15040·3910

前 言

本书是根据1978年5月建筑材料工业部召开的“陶瓷专业教材会议”制订的教学大纲编写的，作为高等工科院校陶瓷专业的试用教材。本书在编写过程中注意了加强基础理论和联系实际。书中详细阐述了陶瓷材料的电学、力学、热学性能，对光学、磁学和耦合性能也作了一般性的介绍。

本书由华南工学院陈楷主编。各章节编写人员为：第一章，清华大学吴建铨；第二章、第七章，南京化工学院何旭初；第五章一、四节，华南工学院苏雪筠；二、三节，华南工学院刘登坤；绪论及第三、四、六章，华南工学院陈楷。其中第六章中一、二节由刘登坤、何旭初写出初稿，陈楷整理补充。

本书由中国科学院上海硅酸盐化学与工学研究所王永令主审；上海科技大学姚文沛、孙振鹤、沈阳陶瓷厂赵绍棠、上海第二耐火材料厂盛逸敏、北京七九八厂李远等参加了审阅；在编审过程中，还得到了其它有关兄弟院校的支持和帮助。对此我们表示深切的谢意。

本书可作为无机非金属材料、陶瓷等专业试用教材，按讲课时数80学时编写，各校可根据实际情况酌情增删。本书也可供从事陶瓷、耐火材料等无机非金属材料的生产、研究的科技人员和工人参考。

由于我们水平所限，书中难免有不妥之处，诚恳地希望读者批评指正。

编 者

一九七九年十一月

目 录

绪 论	1
第一章 陶瓷材料的力学性能	3
§ 1-1 陶瓷材料的弹性形变	3
§ 1-2 陶瓷材料的塑性形变	7
§ 1-3 陶瓷材料的高温蠕变	13
§ 1-4 高温下陶瓷材料的粘性流动	18
§ 1-5 陶瓷材料的脆性断裂与强度	22
§ 1-6 陶瓷材料的硬度	42
第二章 陶瓷材料的热性能	45
§ 2-1 晶体的点阵振动	45
§ 2-2 陶瓷材料的热容	47
§ 2-3 陶瓷材料的热膨胀	53
§ 2-4 陶瓷材料的热传导	59
§ 2-5 陶瓷材料的抗热震性	68
第三章 陶瓷材料的光学性能	78
§ 3-1 光通过介质时的现象	79
§ 3-2 乳浊釉和乳白玻璃的乳浊机理	87
§ 3-3 陶瓷材料的透光性	89
§ 3-4 光与颜色	92
§ 3-5 硅酸盐工业用颜料的呈色机理	94
第四章 陶瓷材料的磁学性能	97
§ 4-1 物质的基本磁学性质	97
§ 4-2 铁磁性与反铁磁性	98
§ 4-3 铁氧体的亚铁磁性	103
§ 4-4 铁氧体磁性材料	108
第五章 陶瓷材料的电学性能	113
§ 5-1 陶瓷材料的电阻及电导	113
§ 5-2 陶瓷材料在电场中的极化与介电常数	125
§ 5-3 陶瓷材料的介质损耗	148
§ 5-4 陶瓷材料的抗电强度	166
第六章 铁电材料的铁电性, 电-光性能与热-电性能	172
§ 6-1 铁电体的自发极化	172
§ 6-2 铁电体的非线性及其应用	186
§ 6-3 反铁电体的结构及其特征	188
§ 6-4 陶瓷材料各种性能间关系概述	190
§ 6-5 铁电陶瓷的电-光性能	191

§ 6-6 铁电材料的热释电效应·····	201
第七章 压电陶瓷的压电性能·····	204
§ 7-1 压电效应·····	204
§ 7-2 压电陶瓷的预极化·····	206
§ 7-3 压电陶瓷的主要参数·····	209
§ 7-4 压电方程·····	218
§ 7-5 压电陶瓷振子的等效电路和阻抗特性·····	222
§ 7-6 压电陶瓷振子的振动模式·····	226
§ 7-7 压电陶瓷的时间稳定性和温度稳定性·····	235
附录: 基本物理常数与导出常数·····	242
参考书目·····	242

绪 论

陶瓷是人类文明的象征之一。在过去相当长的时间里，“陶瓷”一词是陶器和瓷器的总称。在现代，已逐渐把“陶瓷”的概念扩大到整个无机非金属材料。这个概念，已越来越被广大的科学技术工作者所接受。

作为无机材料的陶瓷，它与金属材料、高分子材料鼎立地构成三大固体材料。这三者的主要区别是化学键，即原子间的相互作用不同，因而表现出在多方面的性能上有极大的差异。它们相互配合，取长补短，相辅相成，基本上能满足现代科学技术对材料的需要。

从物质状态的角度，无机材料包括单晶体、多晶体及非晶体三类；从化学组成的角度，无机材料包括纯元素（如碳、硼等）、氧化物（单一的和复合的）、非氧化物（如氮化物、碳化物、硼化物、硅化物、砷化物、卤化物和硫族化物等）。因此，现代陶瓷的研究对象是极其众多，领域是极其宽广的。

陶瓷在国民经济及实现社会主义现代化建设中有着重要的作用。除了生活日用、建筑材料、卫生洁具、化工设备、变电和输配电、切削刀具、钻井钻头、电子技术、自动控制、广播电视，有线、无线通讯等广泛应用陶瓷材料之外，近二十年来空间技术、能源开发、计算技术、激光技术、电子技术等的发展，也越来越多地应用陶瓷新材料。

无机材料科学的理论基础是固体物理学、结晶化学和物理化学。有了这方面的理论指导和研究手段，就可以对材料的组成与结构、显微组织与其性能之间，找出相互联系的规律，从而为合成有预定性能的新型无机材料打下基础。量子化学应用在无机材料的研究中，近年已引起学术界的重视，曾开展过一些应用量子化学的理论和方法来处理、计算具体材料的特定性能的尝试，取得了一些成功。综合上面的工作，无机材料科学的远期目标是：设计并实现按照预定要求的新材料；充分发挥某种材料之所长，弥补其弱点，最大限度地挖掘材料的潜力。

根据无机材料科学与工程的专业范围及学科性质，其课程的设置，是在学完了高等数学、普通物理、无机化学、物理化学和理论力学等基础课程之后，开设“固体材料结构基础”，“陶瓷物理化学”和“陶瓷材料物理性能”三门专业基础理论课。“固体材料结构基础”课阐述从原子的电子组态，直至材料的显微组织各个层次的结构规律及相应的缺陷。“陶瓷物理化学”课阐述陶瓷从原料到成品的聚集状态及其结构、生产过程中的物理化学变化等。而“陶瓷材料的物理性能”课程则着重从组成、结构的角度阐述陶瓷材料的物理性能，包括力学、热学、光学、磁学和电学性能，以及材料的耦合性能，如压电、压磁、热电、电光、声光、磁光等内容。这几门专业基础课在内容及重点均有所分工而又互相配合，共同为以后学习材料、工艺等专业课程打下一定的理论基础。

根据无机材料科学的现状和设置本专业的大多数院校的实际情况，在本教材中详细地阐述了陶瓷材料的电学性能（包括介电和铁电、压电性能）；对力学（包括断裂力学）和热学性能也作了较深入的论述；而对光学和磁学性能则只作了一般介绍；关于陶瓷材料的

耦合性能，除对压电性能介绍较详细外，对电光、热电等性能，则只作了一般性的介绍。对材料的不同状态，以介绍多晶态为主，对单晶体和非晶态仅从讨论陶瓷材料性能需要的角度来阐述。

研究陶瓷材料物理性能，和研究其它材料一样，研究方法基本上是两种类型。一是经验方法，在大量占有实验材料（性能数据）的基础上，经过对数据的分析、处理、整理为经验方程式或实验曲线形式，以表示它们的函数关系。二是理论方法、从反映本质的基本关系（如原子间的相互作用，点阵振动的波动方程等）出发，按照研究对象的某些性能的有关规律，建立物理模型，然后运用数学求解（有时还需进行适当的简化），得到理论方程式。如离子间相互作用能、离子电导等都是较成功的例子。有些时候这种求解难以进行到底，则在建立的方程式中，某些系数有待实验确定，这就是半经验方法，所得的是半经验方程式。

第一章 陶瓷材料的力学性能

各种材料在外力作用下会发生形状和体积的变化，当外力超过一定限度时，材料就会破坏。研究陶瓷材料在外力作用下发生形变和破坏的规律，对陶瓷材料的制造、加工和使用都有重要意义。

§ 1-1 陶瓷材料的弹性形变

一、虎克定律

陶瓷、金属、木材等许多重要材料，在正常温度下，当应力不大时其形变是简单的弹性形变。对于弹性形变、应力与应变之间的关系已由实验建立，就是熟知的虎克定律。设想一长方体，各棱边平行于座标轴，在垂直于 x 轴的两个面上受有均匀分布的正应力 σ_x ，如图 1-1，实验证明，在各向同性体的情况下，这些正应力不会引起长方体的角度改变。长方体的单位伸长可表示为：

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} \quad (1-1)$$

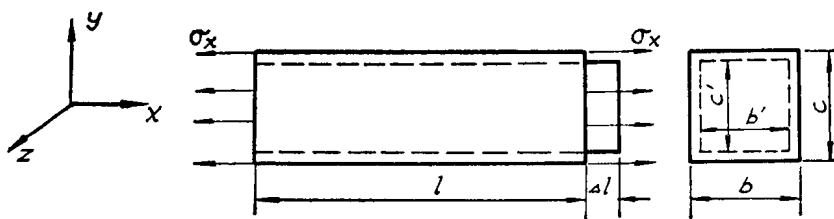


图 1-1 长方体受力形变示意

$\varepsilon_x = \frac{\Delta l}{l}$ ， E 为弹性模量，对各向同性体为一常数。这就是虎克定律，它说明应力与应变之间为线性关系。

当长方体伸长时，侧向要发生横向收缩，如图 1-1，由 σ_x 引起的，在 y 、 z 方向的收缩为：

$$\varepsilon_y = \frac{c' - c}{c} = -\frac{\Delta c}{c}$$

$$\varepsilon_z = \frac{b' - b}{b} = -\frac{\Delta b}{b}$$

定义横向收缩系数 μ 为

$$\mu = \left| \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} \right| = \left| \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \right| \quad (1-2)$$

叫做泊松比，由(1-2)式可得

$$\varepsilon_y = -\mu \varepsilon_x = -\mu \frac{\sigma_x}{E}, \quad \varepsilon_z = -\mu \frac{\sigma_x}{E} \quad (1-3)$$

如上述长方体各面分别受有均匀分布的正应力 σ_x 、 σ_y 、 σ_z ，则在各方向的总应变可以将三个应力分量中的每一个应力分量所引起的应变分量叠加而求得，此时虎克定律表示为：

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{1}{E} \left[\sigma_x - \mu (\sigma_y + \sigma_z) \right] \\ \varepsilon_y &= \frac{1}{E} \left[\sigma_y - \mu (\sigma_x + \sigma_z) \right] \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E} \left[\sigma_z - \mu (\sigma_x + \sigma_y) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

对于剪切应变则有

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{xy} &= \frac{\tau_{xy}}{G} \\ \gamma_{yz} &= \frac{\tau_{yz}}{G} \\ \gamma_{zx} &= \frac{\tau_{zx}}{G} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

式中 G 为剪切模量或刚性模量。

G 、 E 、 μ 之间有下面关系：

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)} \quad (1-6)$$

在各向同性的压力 P 作用下， $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = -P$ ，则由(1-4)式有：

$$\epsilon = \varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \frac{1}{E} \left[-P - \mu (-2P) \right] = \frac{P}{E} (2\mu - 1) \quad (1-7)$$

相应的体积变化为：

$$\frac{\Delta V}{V} = (1+\epsilon)(1+\epsilon)(1+\epsilon) - 1$$

将上式展开，略去 ϵ 的二次项以上的微量，得

$$\frac{\Delta V}{V} = 3\epsilon = \frac{3P}{E} (2\mu - 1) \quad (1-8)$$

我们定义各向同性的压力 P 除以体积变化为材料的体积模量 K ：

$$K = \frac{-P}{\Delta V/V} = \frac{-E}{3(2\mu - 1)} = \frac{E}{3(1 - 2\mu)} \quad (1-9)$$

上述各种结果是假定材料为各向同性体而得出的。对大多数多晶材料来说，虽然微观上各晶粒具有方向性，但因晶粒数量很大，且混乱排列，故宏观上可以当做各向同性体处理。单晶及具有织构的材料或复合材料（用纤维增强的）具有明显的方向性，此时，各种弹性常数将随方向而不同，虎克定律将有更一般的应力-应变关系。

对于弹性形变，一般材料的泊松比在0.2~0.3之间，大多数材料为0.2~0.25。陶瓷材料的弹性模量 E 随材料不同变化范围很大，约在 $10^9 \sim 10^{11}$ 牛顿/米²数量级之间。

二、弹性模量

弹性模量 E 是一种重要的材料常数。正如熔点、硬度是材料内部原子间结合强度的指

标一样，弹性模量 E 也是原子间结合强度的一种指标。从图 1-2 原子间的结合力曲线可以看出，弹性模量 E 实际上和平衡距离处曲线的切线与水平轴之间的夹角 α 有关，即 $\tan\alpha$ 就反映了弹性模量 E 的大小。原子间结合力弱，则如图 1-2 中曲线 1， α_1 较小， $\tan\alpha_1$ 较小， E 也就小；原子间结合力强，则如图 1-2 中曲线 2， α_2 较大， $\tan\alpha_2$ 较大， E 也就大。共价键、离子键结合的晶体，结合力强， E 都较大。而分子间键结合力弱， E 较低。由图还可看出，改变原子间距离将影响弹性模量。例如压应力将使原子间距离变小，因而 E 将会增加。张应力将使原子间距离增加，因而 E 下降。但象陶瓷这样的脆性材料，在较小的张应力下就会断裂，原子间距不可能有大的变化；温度升高，热膨胀增加，原子间距变大， E 也就降低，这些都被实验所证实。

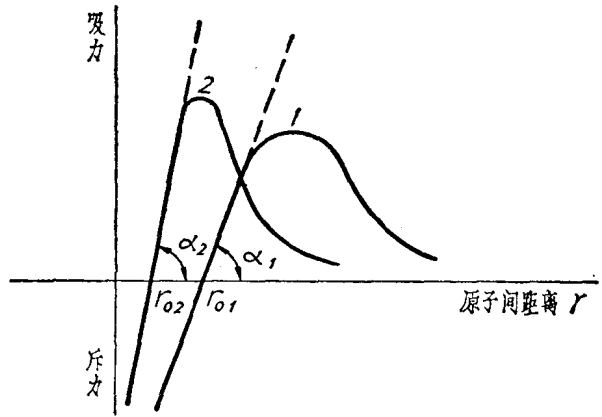


图 1-2 原子间的结合力

在两相系统中，总弹性模量在高弹性模量成分与低弹性模量成分的数量之间。精确的计算要有许多假定，所以都用简化模型的办法提出一些估计两相系统弹性模量的关系。例如假定两相系统的泊松比相同，在力的作用下两相的应变相同，则根据力的平衡条件，可得下面公式：

$$E_{\sigma} = E_1 V_1 + E_2 V_2 \quad (1-10)$$

式中 E_1 、 E_2 分别为第一相及第二相成分的弹性模量； V_1 、 V_2 分别为第一相及第二相成分的体积百分数。 E_{σ} 为两相系统弹性模量的最高值，也叫上界模量。式 (1-10) 对金属陶瓷、玻璃纤维增强塑料及在玻璃质基体中含有晶体的半透明材料的弹性模量作近似估算是比较满意的。

如假定两相的应力相同，则可得两相系统弹性模量的最低值 E_L ，也叫下界模量。

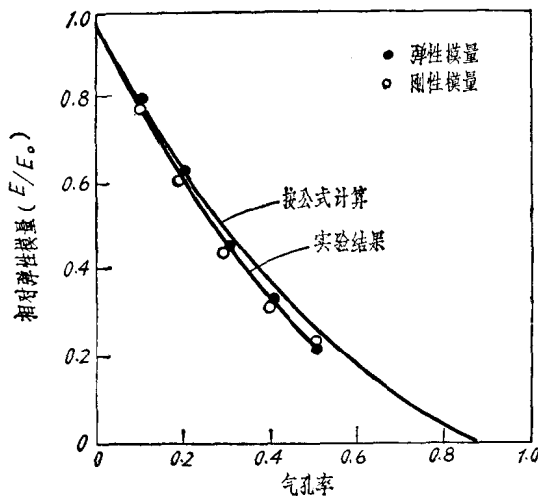


图 1-3 氧化铝相对弹性模量与气孔率的关系

$$\frac{1}{E_L} = \frac{V_2}{E_2} + \frac{V_1}{E_1} \quad (1-11)$$

气孔也可认为是一种第二相，但气孔的弹性模量为零，此时就不能应用 (1-10)、(1-11) 式。对连续基体内的密闭气孔，可用下面经验公式计算弹性模量：

$$E = E_0 (1 - 1.9P + 0.9P^2) \quad (1-12)$$

式中 E_0 为材料无气孔时的弹性模量， P 为气孔率。当气孔率达 50% 时此式仍可用。如果气孔变成连续相，则其影响将比 (1-12) 式还要大。图 1-3 为氧化铝的相对弹性模量与按式 (1-12) 计算的曲线对比，由图可以看出，按经验公式计算与实

验结果直到气孔率接近50%时仍符合得很好。

表 1-1 列出一些陶瓷材料弹性模量的数值。

一些陶瓷材料的弹性模量

表 1-1

材 料	E(牛顿/米 ²)	材 料	E(牛顿/米 ²)
刚玉晶体	38×10^{10}	烧结MgAl ₂ O ₄ (气孔率5%)	23.8×10^{10}
烧结氧化铝(气孔率5%)	36.6×10^{10}	致密SiC(气孔率5%)	46.7×10^{10}
高铝瓷(90~95%Al ₂ O ₃)	36.6×10^{10}	烧结TiC(气孔率5%)	31×10^{10}
烧结氧化铍(气孔率5%)	31×10^{10}	烧结稳定化ZrO ₂ (气孔率5%)	15×10^{10}
热压BN(气孔率5%)	8.3×10^{10}	SiO ₂ 玻璃	7.2×10^{10}
热压B ₄ C(气孔率5%)	2.9×10^{10}	莫来石瓷	6.9×10^{10}
石墨(气孔率20%)	0.9×10^{10}	滑石瓷	6.9×10^{10}
烧结MgO(气孔率5%)	21×10^{10}	镁 砖	17×10^{10}
烧结MoSi ₂ (气孔率5%)	40.7×10^{10}		

三、滞弹性

在转变温度附近的玻璃及高温下许多含有玻璃相的材料，弹性模量不再是和时间无关的常数，而是随时间的增加而降低。这是由于在高温下，应力的作用能使一些原子从一个位置移动到另一位置。这种情况下，形变不是真正的弹性，而叫做滞弹性或粘弹性，这种形变在应力除去后或施加相反符号的应力时，绝大部分可以恢复，但不是瞬时就恢复，而是随着时间逐渐恢复。

当对粘弹性体施加恒定应力 σ_0 时发现其应变随时间而增加，这种现象叫做蠕变，此时弹性模量 E_c 亦将随时间而减小；

$$E_c(t) = \frac{\sigma_0}{\varepsilon(t)} \quad (1-13)$$

如果施加恒定应变 ε_0 ，则应力将随时间而减小，这种现象叫弛豫。此时弹性模量 E_r 亦随时间而降低

$$E_r(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} \quad (1-14)$$

可以用力学模型来表示物体在外力作用下的形变行为。例如用弹簧表示符合虎克定律的弹性元件，用一充满粘性液体的圆筒，其中置一活塞来表示符合牛顿定律的粘性元件，如图1-4。

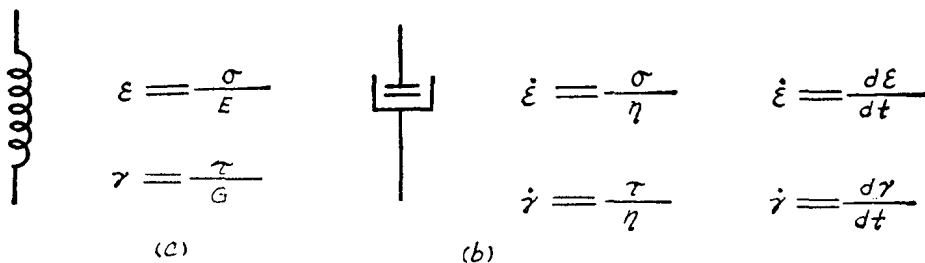


图 1 4

(a) 弹性元件；(b) 粘性元件

这两种元件不同的组合方式可表示不同的力学性能，图 1-5 (a) 就是通常用来表示滞弹性的力学模型。根据此模型可以写出：

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_{\text{弹}2} = \varepsilon_{\text{弹}1} + \varepsilon_{\text{粘}} & \sigma_{\text{粘}} &= \eta \dot{\varepsilon}_{\text{粘}} \\ \sigma &= \sigma_{\text{弹}1} + \sigma_{\text{弹}2} & \sigma_{\text{弹}1} &= E_1 \varepsilon_{\text{弹}1} \\ \sigma_{\text{弹}1} &= \sigma_{\text{粘}} & \sigma_{\text{弹}2} &= E_R \varepsilon_{\text{弹}2} \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

在式 (1-15) 中消去各元件的应力和应变，得：

$$\frac{\eta}{E_1} (E_1 + E_R) \dot{\varepsilon} + E_R \varepsilon = \frac{\eta}{E_1} \dot{\sigma} + \sigma \quad (1-16)$$

或

$$E_R (\tau_\sigma \dot{\varepsilon} + \varepsilon) = \tau_\sigma \dot{\sigma} + \sigma \quad (1-17)$$

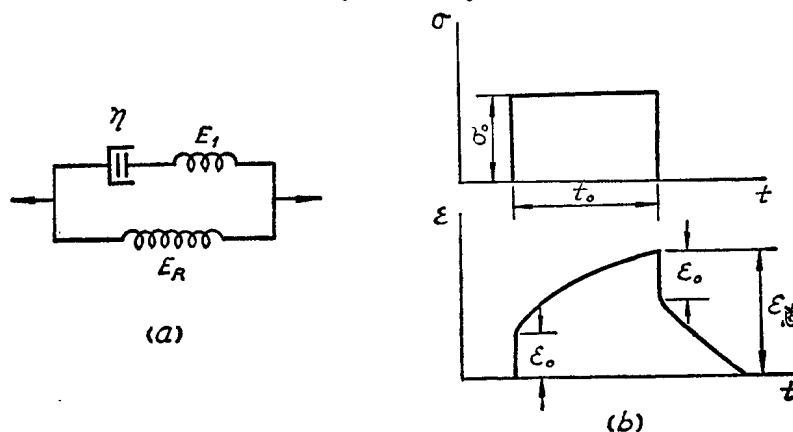


图 1-5

(a) 力学模型；(b) 表示施加恒定应力 σ_0 ，作用一段时间 t_0 ，移去应力后的应变随时间变化关系

式中 $\frac{\eta}{E_1} = \tau_\sigma$ 为恒定应变下应力弛豫时间， $\frac{E_1 + E_R}{E_R} \cdot \tau_\sigma = \tau_\varepsilon$ 为恒定应力下应变弛豫时间，都表示材料在外力作用下从不平衡状态通过内部结构重新组合以达到平衡状态所需的时间。 $E_R = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$ 为弛豫弹性模量。用图 1-5 (a) 的力学模型所表示的物体称为标准线性固体。如果材料的 η 大， E_1 小，则 τ_σ 、 τ_ε 大，说明滞弹性也大，如果 $\eta = 0$ ，则 $\tau_\sigma = 0$ ， $\tau_\varepsilon = 0$ ，此时弹性模量为常数，不随时间变化，表现出真正的弹性。对于具有滞弹性的材料，当我们做试验测定形变时，如果测量的时间小于 τ_σ 、 τ_ε ，则由于随时间的形变还没有机会发生，测得的是应力和初始应变的关系，这时的弹性模量叫未弛豫模量；如果测量的时间大于 τ_σ 、 τ_ε ，测得的是弛豫模量。弛豫模量总小于未弛豫模量。

由于材料内部重新组合的复杂性，仅用标准线性固体还不能很好描述材料的滞弹性。因为可能有很多种组合过程。要用无数个蠕变或弛豫模型来表示，这样就具有蠕变时间或弛豫时间的分布，这种分布可以认为是在 0 和 ∞ 之间的连续的时间谱。

在晶态陶瓷中，滞弹性弛豫最主要的根源是残余的玻璃相。这种残余玻璃相常处在晶界上，当温度达到玻璃转变温度时，晶界上的滞粘性弛豫就变得重要起来。

§ 1-2 陶瓷材料的塑性形变

塑性形变是指外力移去后不能恢复的形变。材料经受此种形变而不破坏的能力叫延展

性。此种性能对材料加工、使用都很有用，是一种重要的力学性能。陶瓷材料的致命弱点就是在常温时大都缺乏此种性能，这使得陶瓷的应用大大受到限制。五十年代曾经发现AgCl离子晶体可以冷轧变薄。MgO、KCl、KBr单晶也可以弯曲而不断裂，而LiF单晶的应力-应变曲线竟和金属类似，也有上、下屈服点，如图1-6、1-7所示。

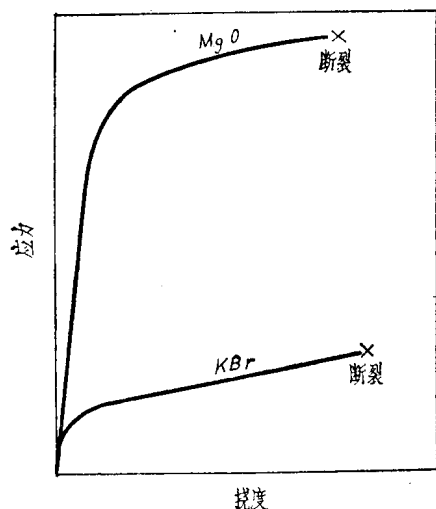


图 1-6 MgO和KBr单晶的应力-应变曲线

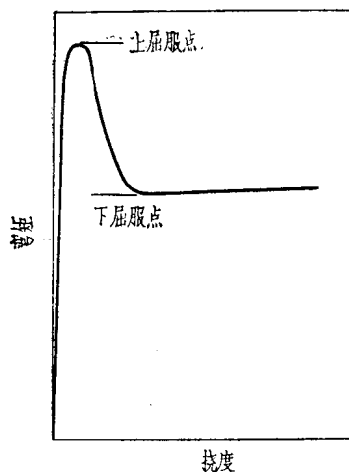


图 1-7 LiF单晶的应力-应变曲线

能否将陶瓷做成延性材料呢？对此，多年来进行了大量研究，是极受重视的领域之一。但至今为止可以说在常温下除少数例外，大多数陶瓷都不能做成延性材料，也就是说没有或只有很小的塑性形变。这里要说明一点，材料表现出延性或脆性与加载速度（形变速度）、环境条件（温度等）有关。不同条件下可能表现出不同性能。高温下，许多陶瓷材料都表现出不同程度的延性，而在冲击荷载下延性金属却表现出脆性。

为什么常温下大多数陶瓷不能产生塑性形变而呈现脆性呢？这要从研究塑性形变的机理来回答。我们先从比较简单的单晶入手，这样可以不考虑晶界的影响。

一、滑移

晶体中塑性形变有两种基本方式，即滑移和孪晶。由于滑移现象在晶体中最为常见，所以我们主要讨论晶体的滑移。

晶体受力时，晶体的一部分相对另一部分发生平移滑动，叫做滑移。晶体形变后，发现表面有一些宏观条纹，显微镜下可看到这些条纹组成一些滑移带，如图1-8(a)所示。图1-8(b)为滑移现象的微观示意图。

晶体中滑移总是发生在主要晶面和主要晶向上，这些晶面和晶向指数较小，只要滑动较小的距离就能使晶体结构复原，所以比较容易滑动。滑移面和滑移方向组成晶体的滑移系统。例如NaCl型结构的离子晶体的滑移系统通常是(110)[1 $\bar{1}$ 0]。以MgO晶体为例图1-9(a)为MgO晶体形变后表面显示出(110)面上的滑移条纹，随着应力增加，滑移条纹就愈密，图1-9(b)为腐蚀后MgO晶体(110)面上显示的滑移带。

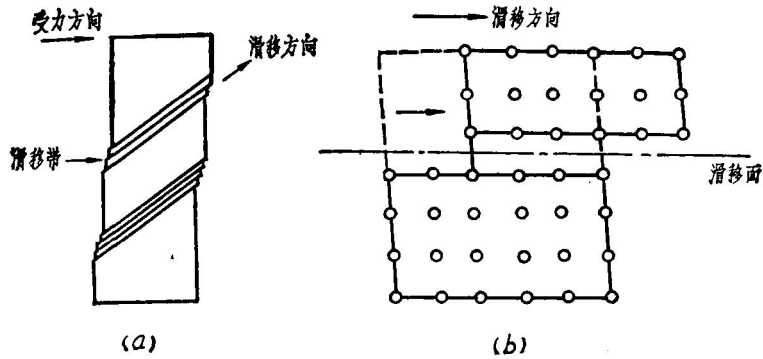


图 1-8 晶体的滑移示意图

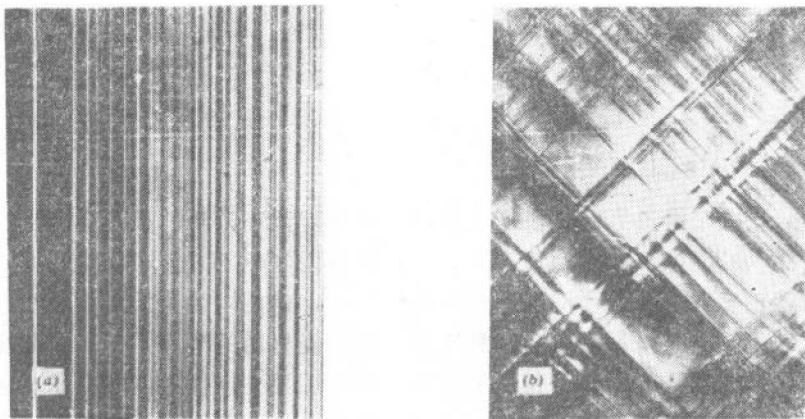


图 1-9 MgO晶体的滑移线

图1-10为MgO晶体滑移微观示意图，由图可见：（1）从几何因素考虑，在(110)面，沿 $[\bar{1}10]$ 方向滑移，同号离子间柏氏矢量较小，即 $b < b'$ 。（2）从静电作用因素考虑，在滑移过程中不会遇到同号离子的巨大斥力，因此在(110)面上，沿 $[\bar{1}10]$ 方向滑移比较容易进行。

滑移是在剪应力作用下在一定滑移系统上进行的。当拉伸或压缩时，都会在滑移面上产生剪应力。由于滑移面的取向不同，其上的剪应力也就不同。现以单晶受拉为例，看看滑移面上的剪应力要多大才能引起滑移。由图1-11可知，滑移面上的应力为：

$$\sigma = \frac{F}{A/\cos\varphi} = \frac{F\cos\varphi}{A}$$

此应力在滑移方向上的分剪应力为：

$$\tau = \frac{F\cos\varphi}{A} \cdot \cos\lambda \quad (1-18)$$

当 $\tau \geq \tau_0$ 临界剪应力时就发生滑移。不同滑移面及滑移方向，同一滑移面上不同滑移方向，剪应力 τ 都不一样。由于滑移面的法线 N 总是和滑移方向垂直，即 $\lambda + \varphi = 90^\circ$ ，所以 $\cos\lambda \cos\varphi$ 的最大值为0.5，可见，在外力 F 作用下沿滑移方向的剪应力最大，其它方向剪应力均较小，故较易沿滑移方向滑动。

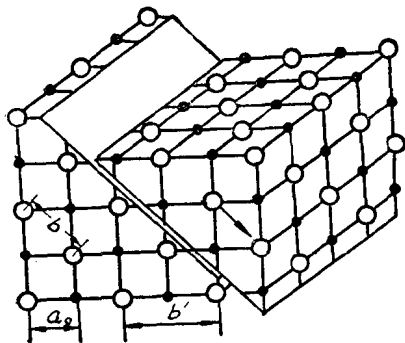


图 1-10 MgO晶体滑移微观示意图

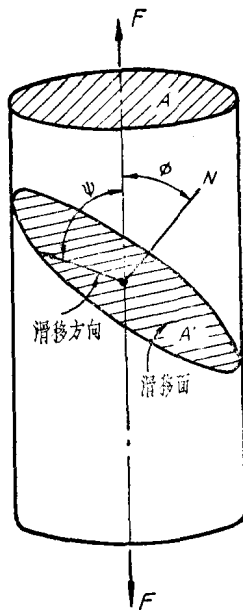


图 1-11

如果晶体只有一个滑移系统，则产生滑移的机会就很小，滑移系统多的话，对一个滑移系统来说可能 $\cos \lambda \cos \varphi$ 较小，但对另一个系统来说 $\cos \lambda \cos \varphi$ 可能就较大，达到临界剪应力的机会就较多。金属易于滑移而产生塑性形变，就是因为金属滑移系统很多，如体心立方金属（铁、钼等）滑移系统有48种之多，而陶瓷材料的滑移系统却非常少。原因是金属键没有方向性，而陶瓷为离子键或共价键，具有明显方向性，同号离子相遇，斥力极大，只有个别滑移系统才能满足几何条件与静电作用条件。晶体结构愈复杂，满足这种条件就愈困难。因此只有为数不多的陶瓷在室温下具有延性，这些陶瓷都属于离子晶体中最简单的晶体结构之一的NaCl型，如AgCl、KCl、MgO、KBr、LiF等。 α - Al_2O_3 属刚玉型晶体结构，比较复杂，因而室温下不能产生滑移。

对多晶陶瓷，晶粒在空间混乱分布，不同的晶粒其滑移面上的剪应力差别很大，即使个别晶粒已达临界剪应力而发生滑移，也会受到周围晶粒的制约，使滑移受到阻力而终止。所以多晶材料更不容易产生滑移。

二、理论剪切强度（理论屈服强度）

如前所述，当 $\tau \geq \tau_0$ 时，就要发生滑移， τ_0 为临界剪应力，它是一个材料常数。那么理论上剪切强度有多大呢？1926年弗仑克尔(Я.И. Френкель)估计了晶体的剪切强度。假定晶体中原子的排列是理想的，相邻两列原子的稳定位置如图1-12(a)所示，图1-12(b)表示原子列的势能曲线，图1-12(c)表示剪应力曲线。相邻两列原子间的力有两种：(1) A-A之间或B-B之间的相互作用力，这和 x 方向的位移无关；(2) A-B之间的相互作用力，这与 x 方向的位移有关。因为势能曲线 E 是周期性变化的，而 $\frac{dE}{dx} = \tau$ ，所以 τ 也是周期性变化的， τ 可表示为：

$$\tau = \tau_m \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1-19)$$

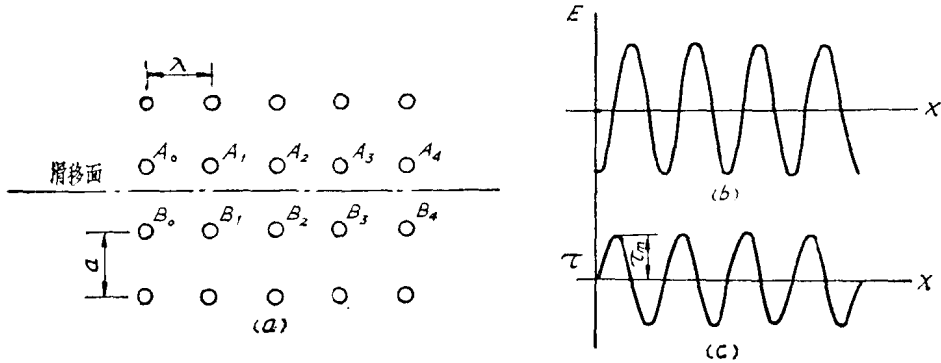


图 1-12
(a) 原子平衡位置; (b) 势能曲线; (c) 剪应力曲线

式中 τ_m 就是理论剪切强度。起始滑移时, 在原点附近, $x \ll \lambda$ 。

$$\sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \approx 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1-20)$$

于是起始滑移的临界剪应力为:

$$\tau_0 = \tau_m \cdot 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1-21)$$

可见临界剪应力和理论剪切强度有关。起始滑移时在原点附近, x 很小, 可把正弦曲线的这部分用切线代替, 这样就可以应用虎克定律:

$$\tau_0 = G \cdot \frac{x}{a}$$

可以认为 a 近似等于 λ , 于是

$$\tau_0 \approx G \frac{x}{\lambda} \quad (1-22)$$

式中 G ——剪切模量,
由式(1-21)及(1-22)得:

$$G \cdot \frac{x}{\lambda} \approx \tau_m \cdot 2\pi \frac{x}{\lambda}$$

$$\tau_m \approx \frac{G}{2\pi} \quad (1-23)$$

一般陶瓷材料的 G 约为 $10^9 \sim 10^{10}$ 牛顿/米², 根据式(1-23)估算的 τ_m 约为 $10^8 \sim 10^9$ 牛顿/米²。而实际晶体的抗剪强度只有 10^6 牛顿/米² 左右, 甚至更小, 就是说实际抗剪强度比理论值差百倍甚至上千倍。为什么有这么大的差别呢? 经过大量实验和研究, 发现晶体两部分整体相互发生位移这一模型与事实不符。由于实际晶体中存在位错缺陷, 当受外力作用时并不是晶体两部分整体相互移动, 而是位错在滑移面上沿滑移方向运动。使位错运动所需的力比使晶体两部分整体相互滑移所需的力小得多。所以实际晶体的滑移是位错运动的结果。

三、塑性形变的位错运动理论

位错是一种缺陷, 在原子排列有缺陷的地方一般势能较高。平衡时原子处于势能最低的位置。有了位错情况就不同了, 在位错处出现势能空位, 邻近的原子 C_2 跳到空位上需要克服的势垒 h' 就比 h 小, 克服势垒 h' 所需的能量可由温度升高引起的热能或由外力所