

目 录

第一章	原子间的结合力及固体的理论强度	(1)
1.1	原子间的作用力	(1)
1.2	固体的结合力和结合能	(7)
1.3	弹性性能与原子间的作用力	(11)
1.4	固体的理论强度	(17)
第二章	裂纹及位错	(27)
2.1	纯脆性固体中的裂纹	(27)
2.2	钢化玻璃	(33)
2.3	晶体材料中的裂纹	(35)
2.4	晶体中的位错	(39)
2.5	位错与塑性	(44)
2.6	关于固体中裂纹和位错的试验	(46)
第三章	金属和合金的强化	(51)
3.1	金属中的晶体缺陷	(51)
3.2	加工硬化	(51)
3.3	晶界强化	(55)
3.4	点缺陷强化	(61)
3.5	合金强化	(61)
3.6	钢的强化	(69)
3.7	某些新型高强度钢	(70)
第四章	高温强度	(74)
4.1	蠕变	(74)

4.2	金属的蠕变	(75)
4.3	非金属的蠕变	(91)
4.4	简单的蠕变试验	(94)
第五章	金属的疲劳强度	(96)
5.1	金属疲劳强度的宏观规律	(96)
5.2	金属疲劳强度的影响因素及改善途径	(106)
第六章	纤维复合材料的强度	(119)
6.1	概述	(119)
6.2	增强原理	(122)
6.3	纤维复合材料的制造方法	(127)
6.4	增强用的纤维	(132)
6.5	试验性复合材料的性能	(133)
6.6	纤维增强金属的简单试验	(139)
附录	国际制单位和公制单位的换算	(141)

第一章 原子间的结合力及固体的理论强度

1.1 原子间的作用力

世界上不存在毫无缺陷的固体材料，所有材料中都包含有杂质、裂纹及其他缺陷。这些缺陷对材料强度产生极大的影响。尽管如此，仍然有必要研究理想固体的性质，从而了解材料强度的极限，充分理解各种缺陷为什么会降低材料的强度。

从本质上来说，材料的强度是由原子及分子间结合力所造成的，这种结合力又称为“键力”。结晶固体共有四种结合类型：分子键结合，共价键结合，离子键结合，金属键结合。

分子间键力又称为范德瓦耳斯键力，是一种很弱的二次键力。这种键力实质上是分子的固有电偶极矩之间或瞬时电偶极矩之间的相互作用力，对于前者，断裂分子键结合所需要的能量约为 40 千焦耳/摩尔；对于后者，断裂能量约为 8 千焦耳/摩尔（每克分子物质包含约 6.023×10^{23} 个分子）。因此分子间键力比其他几种键力都要弱得多。虽然分子间键力很弱，但是它对某些固体起重要作用，例如它能使惰性气体在低温下内聚成为液体，进一步又成为固体；它对于许多

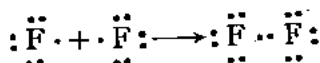
聚合物材料的结构是特别重要的因素。

大多数普通的高分子聚合物是含碳的化合物，由极长的分子链所构成，分子链内各原子间的结合极其牢固，链间为较弱的范德瓦耳斯键结合。具有这类结构的聚合物是热塑性的，温度升高时软化，易于塑性成型；冷却后恢复原有的室温性质，并且保持高温成型时所获得的形状。

当原子最外层电子轨道全部被填满时，范德瓦耳斯键力为主要的键力，典型的例子如惰性气体。在大多数情况下，相邻原子存在着相互作用，产生另三种类型的键力，即共价键力、离子键力和金属键力，这些都是较强的一次键力。许多固体材料的结合属于混合型键力。

共价键结合

最简单的共价键结合的例子是氢、碳、氮、氧和氟等非金属元素分子中的结合。其基本特征是原子间共有价电子，使每个原子的最外电子壳层都填满八个电子，达到稳定的状态。因此最外层电子数为 N 的原子，只能够与 $(8-N)$ 个相邻原子利用共有电子而相结合，形成 $(8-N)$ 对共价键。在卤族元素中， $N=7$ ，原子成对地呈共价键结合：



当 $N=6$ 时，每个原子能与两个相邻原子形成电子对，这就可能形成长链状的共价键结合，在某种形态的硫中能见到这种结构。 $N=5$ 的元素可能形成层状结构，在平面内每个原子与三个相邻原子呈共价键结合，层与层之间由范德瓦耳斯键力保持较弱的结合。当 $N=4$ 时，例如金刚石形态的碳，每个原子与正四面体角上四个相邻原子产生同等强度的共价

键力，这种晶体为纯共价键晶体。对于石墨形态的碳，情况则有所不同：在四个价电子中只有三个参予共价键结合，形成层状结构，另一个价电子是自由电子，以金属键的形式保持原子层之间的结合。因而石墨具有一定的金属性质（如导电性），但是金刚石晶体就没有这种性质。图 1.1 表示金刚石和石墨的晶体结构，两种晶体中共价键的空间配置不同，原子排列方式及性质也大不相同。金刚石晶体中的碳原子成三维网络的共价键结合，是最硬的一种材料，在工业上可做切割刀具及磨削材料。与此相反，石墨晶体呈平板状，比较柔软，因此可做润滑剂，可以单独使用或混在润滑油中使用。

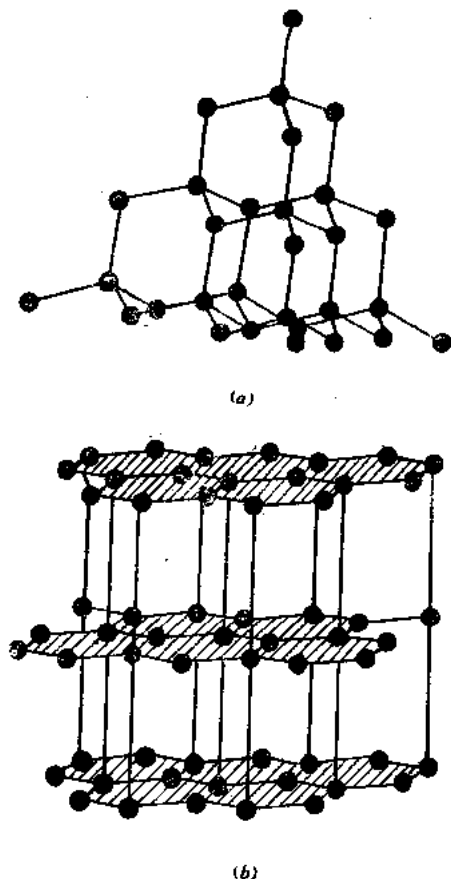


图1.1

- (a) 金刚石晶体结构：每个碳原子有四个等距离的相邻原子；
(b) 石墨的晶体结构

共价键结合的两个相邻原子共有一对自旋取向彼此相反的电子，这对电子对于两个原子核的库仑引力（静电引力）使两个原子紧密地相结合。共价键力是所谓“交换力”的一种表现，其本质只有根据量子力学才能加以解释。

锗、硅和砷的晶体也属于共价键结合。

离子键结合

自由原子失去或获得电子后形成正离子或负离子，理想的离子键结合是由正离子与负离子之间的静电引力所造成的。正电性元素（例如金属元素）容易失去自由电子而成为正离子，负电性元素（例如氧、硫和卤族元素）容易获得电子而成为负离子。因此，当正电性元素和负电性元素在一起的时候，能形成正、负离子，并且靠静电引力而相互吸引，直到两个离子的电子云相互重叠，重叠后产生一个斥力，当引力和斥力相互平衡时两个离子间距离为平衡间距。

在纯离子键结合的晶体中，每个离子都倾向于被尽可能多的带相反电荷的离子所包围，但是实际包围的离子数是有限的，首先决定于正负两类离子的尺寸，离子相对尺寸确定了离子周围的可利用空间；此外还要保持固体呈中性的条件。图1.2中表示NaCl的晶体结构，每个 Na^+ 被六个 Cl^- 离子所包围，每个 Cl^- 被六个 Na^+ 所包围。

在不同元素的原子之间，也可能形成共价键结合，但是异种原子间不可能呈对称性，电子倾向于“堆积”在比较负电性的离子一边，这称为“极化”，因此结合具有一定的离子键特性。在共价键结合中加上一些离子键特性，常常使结合更加牢固，BN晶体具有类似于金刚石的结构，其结合能高于金刚石，表明有极化效应。

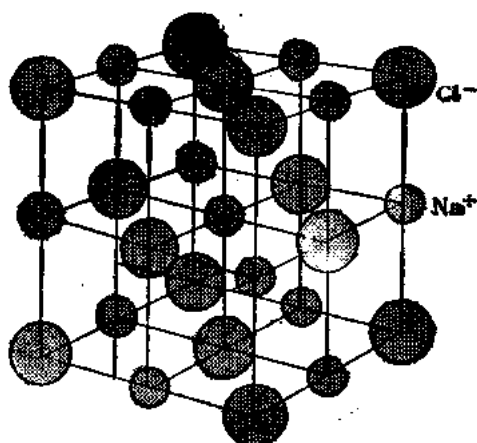


图1.2 氯化钠的晶体结构

图中实线并不表示化学键，只是表示出立方晶格，并且说明每个 Na^+ 离子被六个 Cl^- 离子所包围

离子晶体的大部分物理性质都能从离子键的观点来加以解释。例如，因为所有电子都受到各个离子的强约束作用，所以离子晶体为非导体，仅当温度升高到熔点附近时，离子开始成为比较自由，才具有一定的导电性。

金属键结合

金属元素约占全部元素种类的 $2/3$ ，金属原子的基本特征是原子核对价电子没有强约束作用，由此造成特殊的金属键结合。

金属键结合不同于共价键结合，其价电子不固定在两个离子之间的特定位置，因此金属键结合无方向性，电子能在固体中相当自由地移动。德鲁特和罗伦兹利用图 1.3 所示的模型来说明金属键结合的特性，金属晶体格子由正离子所构

成，电子“气”或“海”在正离子之间自由运动。正离子与电子气之间的引力造成固体的结合力。

通常，元素的价电子数目越少，原子对价电子的约束力就越弱，越容易形成金属键结合。

利用“自由电子”结构图象能够满意地解释金属的许多物理性质。因为价电子能自由运动，所以金属具有很高的导电性和导热性。因为自由电子吸收光能，所以金属不透明。

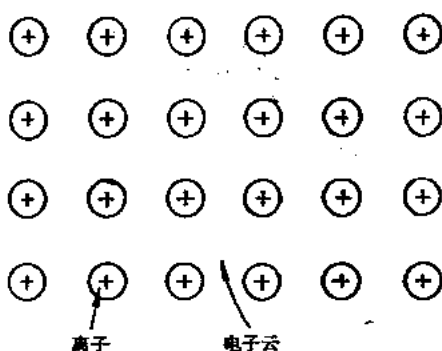


图1.3 金属晶体的古典模型：正离子被带负电的电子云所包围

当自由电子吸收光能所激发的电子落回低能状态时，又放出光能，所以金属具有较高的反射能力。

对于金属的另一性质，尤其是与金属晶体中电子运动有关的性质，不能用古典的自由电子理论来解释，必须把电子看

作为占据量子化的能量状态的波，才能够加以说明。

当元素的价电子数增加时，价电子被强烈地约束在原子核周围，其活动范围受到限制，因此共价键结合的特性增加。周期表中ⅣA族元素就说明这种在共价键结合和金属键结合之间的竞争：金刚石形态的碳几乎完全是共价键，硅和石墨的金属性比金刚石强一些，锡存在金属键和共价键结合两种形态，铅基本上是金属键结合。

金属中的原子不是与某几个特定的原子直接结合，而是

通过电子云把全部原子结合在一起。每一个原子所接触的原子数目受到空间的限制。金属晶体的最常见结构是密排结构或近密排结构,在密排结构中每个原子接触12个最近邻原子,即配位数为12。金属的每个原子中参予金属键结合的电子数较少,两个单原子之间的键力较弱,但是每个原子的相邻原子数目很多,总键力是较强的。因此,金属的强度并不逊于离子晶体及共价晶体。

1.2 固体的结合力和结合能

由上节已知,固体有四种基本的结合类型。固体的结合力(或称内聚力)都是由于粒子间的相互作用力而产生的,这种粒子可以是分子、原子或离子,相互作用力的性质也各不相同,典型的原子间作用力是电子的负电荷与原子核的正电荷之间的静电引力。

为了一般地表示结合的类型,可以分析一对原子(或者广义地为一对粒子)间的作用力,这种作用力包括一个长程引力(图1.4中的曲线1)和一个短程斥力(图1.4中的曲线2),得到简单的数学表达式如下:

$$\text{引力 } f_1 = Ar^{-m} \quad (1.1)$$

$$\text{斥力 } f_2 = Br^{-n} \quad (1.2)$$

式中 r 为原子中心间距,指数 $m > n$, 其数值与结合类型有关,例如离子键结合为 $n=2, m=10$; 范德瓦耳斯键结合为 $n=6, m>11$ 。

$$\text{合力 } F = Ar^{-m} - Br^{-n} \quad (1.3)$$

表示为图1.4中的曲线3,该曲线与横坐标轴的交点 r_0 称为

原子的平衡位置，相应的原子间作用力为零，即引力等于斥力。当原子间距小于 r_0 （即固体受到压缩）时，斥力超过引力，合力的绝对值随 r 的减小而迅速增大；当原子间距大于 r_0 （即固体受到拉伸）时，引力超过斥力，合力先随 r 的增加而增大，达到最大值以后又随 r 的增加而减小到零。

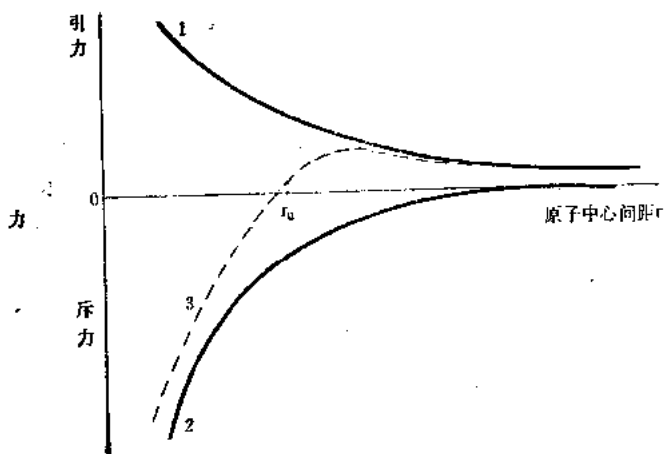


图1.4 原子间作用力与原子间距关系的示意图

1——引力；2——斥力；3——合力

上面讨论了两个粒子间的相互作用，可以进一步推广到一定晶体结构中更多个原子间的相互作用，力的变化仍有相似的规律，同样地可确定一个平衡原子间的距离 r_0 。

对于原子间的相互作用，利用能量来表示是比较有利的。两原子相距 r ，作用力为 F ，当原子间距缩小 δr 时，机械功 $F\delta r$ 等于势能的降低，由此可以求得相互作用能，或称为结合能。设一对原子相距无穷远时的相互作用能为零。这里所说的无穷远是相对原子尺寸而言的，约为几百埃（1埃

等于 10^{-10} 米)。当原子间距减小时，引力作正功，势能降低；斥力作负功，使势能增高，总结果如图 1.5 所示，数学表达式可由 (1.3) 式积分得到，

$$\Phi = \int_{\infty}^r F dr = -\frac{A}{n-1} r^{-(n-1)} + \frac{B}{m-1} r^{-(m-1)} \quad (1.4)$$

在平衡位置 r_0 时，势能为最小值：

$$\Phi_0 = -\frac{A(n-m)}{(n-1)(m-1)} r_0^{-(n-1)} \quad (1.5)$$

反过来说，可以认为图 1.4 的合力曲线是图 1.5 势能曲线的微分曲线，即 $F = -d\Phi/dr$ 。

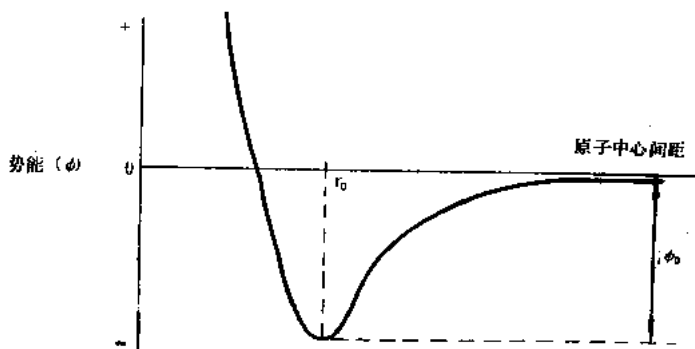


图 1.5 势能与原子间距关系的示意图

各种元素的结合能数值表示在表 1.1 中，代表从 0°K 的固体中分离出中性原子所需要的能量，是根据热力学和光谱学的数据求得的。由表中可知，惰性气体的结合最弱，碱金属的结合为中等强度，过渡族金属具有极强的结合，共价键结合的碳也具有极强的结合。此外，离子晶体也具有极强的结合，这在元素表中无法表示出来。

表 1.1 各种元素的结合能 (千焦耳/摩尔), 即从 0°K 固体中分离出中性原子所需的能量, 括号中数值代表重氢或铀点 (当熔点低于室温) 时得到的数据

[illegible]

下面将讨论材料强度与原子间结合能之间的关系，首先根据原子间作用力来讨论材料的弹性模量。

1.3 弹性性能与原子间的作用力

固体在外力作用下会产生变形。如果去掉外力后固体立即恢复原始的形状和尺寸，这种变形就称为弹性变形。为了消除物体尺寸大小的影响，不采用力和伸长变形，而采用应力和应变来描述固体的弹性变形行为。

例如一根截面积为 A 的圆棒(图1.6a)，两端外加轴向力

F ，每单位面积上的力称为正应力， $\sigma = F/A$ ，使棒伸长的正应力为拉应力，使棒缩短的力为压应力。受拉(或压)应力作用时，棒伸长(或缩短)，圆棒每单位长度的伸长(或缩短)称为正应变，

$$\epsilon = (l - l_0)/l_0$$

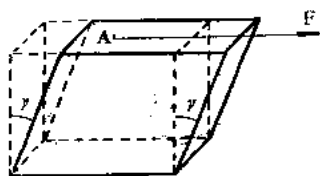


图1.6

(a) 正拉应力 F/A 及正应变 $(l - l_0)/l_0$;

(b) 切应力 F/A 及切应变 γ

又例如一块长方体(图1.6b),下表面固定,上表面(面积为A)受到平行于表面的剪切力F的作用,每单位表面上的剪切力称为切应力, $\tau = F/A$ 。受切应力作用时,矩形物体的形状改变,成为平行四边形,角度 γ 称为切应变,单位为弧度。

第三种受力方式为水静应力(σ_0),包括水静拉应力及水静压应力。一个固体物件沉入深海中,各方向受到均匀的高压力,体内承受巨大的水静压应力,相应地产生水静压应变(或称体积应变): $\Delta V/V_0$, 其中 ΔV 为体积的变化, V_0 为受压前的体积。

弹性模量

晶体材料的弹性应变通常在 ± 0.005 (即 $\pm 0.5\%$)范围以内,在这种小应变下,固体中的每个原子仅仅稍微偏离平衡位置。由图1.4中曲线3可知,在平衡位置 r_0 附近小量位移时,一对原子间作用力与位移量 $u(=r-r_0)$ 之间近似地呈线性关系,直线的斜率为

$$\left(\frac{dF}{dr}\right)_{r=r_0} \approx \frac{\text{恢复力}}{u} \quad (1.6)$$

由此表明, $F \propto u$, 也就是胡克定律。当用应力和应变来表达时,两者的比例常数就称为弹性模量。

大多数单晶体的弹性性质是各向异性的,在不同取向变形时得到不同的弹性模量值。在多晶体材料中,每个晶粒各向异性,但是从整体来看,许多个晶粒的取向呈不规则分布,每个晶粒的各向异性相互抵消,只能获得平均的弹性模量。因此在工程上认为,多晶体材料的弹性性质是各向同性的。

最重要的弹性模量有三个:杨氏模量(正弹性模量)

$E = \sigma/\epsilon$, 切变弹性模量 μ (或称 G) $= \tau/\gamma$, 体积弹性模量 $K = \sigma_v/(\Delta V/V_0)$, 它们分别代表前面叙述的三种典型的受力方式。对于各向同性的材料, 这三个弹性模量之间存在下列关系:

$$E = \frac{3\mu}{1 + \frac{\mu}{3K}} \quad (1.7)$$

因此仅有两个弹性模量是独立的, 第三个模量可以由另两个模量按照 (1.7) 式计算得到。

受拉应力作用的物体, 在平行于拉应力的方向产生伸长, 在垂直方向产生缩短, 缩短应变与伸长应变的比值称为泊松比 ν , 也是材料的一个弹性常数。体积弹性模量及切变弹性模量可以分别按照下列关系由杨氏模量及泊松比计算得到,

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad (1.8)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1-\nu)} \quad (1.9)$$

下面以离子晶体为例, 讨论弹性常数与原子间结合力之间的定量关系, 其它类型的晶体也可以进行类似的计算。两个离子分别带有电荷 z_1e 和 z_2e , 其中 z_1 和 z_2 为离子价数, e 为电子电荷。把两个离子看作两个带电荷的质点, 离子中心间距为 r , 它们的势能就是静电能 $z_1z_2e^2/r^2$, 上式中不带负号, 因为 z_1 和 z_2 本身包含有适当的正负号, 对于具有相反符号的两个电荷, 势能为负值 (取相距无穷远时的势能为零)。

两离子间存在由于短程斥力而产生的正势能项 B/r^s (参看 1.4 式), 其中 B 为常数, s 值由茨维库计算得到, 对离子

晶体为9。

为了获得晶体的总能量，必须考虑晶体中所有离子的总和。对于短程力，只需要考虑最近邻离子的作用，取N为最近邻离子数。长程相互作用能随距离的变化比较平缓，必须考虑整个晶体的总和，同号离子产生正势能，异号离子产生负势能，后者的贡献最大。因而总相互作用能可以写成：

$$\Phi = \frac{Az_1z_2}{r} + \frac{NB}{r^s} \quad (1.10)$$

式中A称为麦特隆常数，其数值仅与晶体格子的几何形状有关，而与电荷及原子间距无关。

以KCl晶体为例， $A=1.7476$ ， $z_1=1$ ， $z_2=-1$ ，最近离子数 $N=6$ ，(1.10)式变成为：

$$\Phi = -\frac{Ae^2}{r} + \frac{6B}{r^s}$$

在平衡位置 $r=r_0$ 时， $(d\Phi/dr)_{r=r_0}=0$ （参看图1.5），即

$$\left(\frac{d\Phi}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{Ae^2}{r_0^2} - \frac{6Bs}{r_0^{s+1}} = 0$$

求得 $B=Ae^2r_0^{s+1}/6s$ ，代入(1.10)式得到

$$\Phi = -\frac{Ae^2}{r} \left[1 - \frac{1}{s} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{s-1} \right] \quad (1.11)$$

每个离子结合6个最近邻的离子，与一个最近邻离子的结合能为 $\Phi/6$ ，并写成 Φ' 。由(1.6)式知道， $(dF/dr)_{r=r_0}$ 代表这种结合的弹性常数，又知道 $F=d\Phi/dr$ ，所以把(1.11)式微分就得到弹性常数：

$$\left(\frac{d^2\Phi'}{dr^2}\right)_{r=r_0} = \frac{(s-1)Ae^2}{6r_0^3} \quad (1.12)$$

现在讨论一块立方体形状的晶体材料，承受水静压应力 p 的作用。立方体的边长为单位长度，每个表面上的作用力也就是 p 。设晶体的原子间距为 r_0 ，则立方体每边排列 $1/r_0$ 个原子，立方体每面上有 $1/r_0^2$ 个原子，产生同等数量的原子结合，因此每个原子的结合力为 $F = p \cdot r_0^2$ 。沿立方体每边的正应变为 u/r_0 (u 为原子位移，参看 1.6 式)，由每边的正应变可以计算出水静应变： $\Delta V/V_0 = 1 - (1 - u/r_0)^3$ ，在小应变时忽略掉高次项，得到 $\Delta V/V_0 \approx 3u/r_0$ 。由此得到体积弹性模量的理论表达式为：

$$K = \frac{p}{\Delta V/V_0} = \frac{F/r_0^2}{3u/r_0} = \frac{1}{3r_0} \left(\frac{F}{u} \right) \\ = \frac{1}{3r_0} \left(\frac{d^2 \Phi^1}{dr^2} \right)_{r=r_0} = \frac{(s-1)Ae^2}{18r_0^4} \quad (1.13)$$

对于 KCl 晶体，按 (1.13) 式计算得到体积弹性模量 $K = 1.88 \times 10^{10}$ 牛顿/米²，与实验值 2×10^{10} 牛顿/米² (外延到 0°K 的值) 相符合。

当考虑剪切力的时候，同样地可以由结合能计算得到切变弹性模量 μ 的理论值。共价键和金属键结合的晶体的弹性模量的计算更加复杂。

非晶体材料的弹性

橡胶等是由相互缠结的长链状分子所构成的非晶体材料，其弹性应变可以达到百分之几百，因而称为弹性材料。橡胶是甲基丁二烯 (C_5H_8) 分子链成圈状不规则地缠结在一起 (见图 1.7a)。这类弹性材料的每个分子链与其它分子链之间仅仅在沿链长方向的少数段上产生偶然结合或横交连结。弹性材料的典型应力-应变曲线见图 1.7b，在拉应力作用下，