

011852

铸铁组织

К. П. 布宁 Г. И. 伊凡佐夫 著
Я. Н. 馬林諾契卡
李潤隆 等譯



冶金工业出版社

鑄 鐵 組 織

К.П.布宁 Г.И.伊凡佐夫 Я.Н.馬林諾契卡 著

李潤隆 等譯

冶金工業出版社

本書系根据苏联国立机器制造書籍出版社 (Маши-
гиз) 出版的布宁、伊凡佐夫、馬林諾契卡等合著的鑄
鉄組織 (СТРУКТУРА ЧУГУНА) 1952 年第二版譯出。

本書依据分子物理学研究鑄鉄金相学的基本問題。
書中講述了鉄碳合金的相結構和相轉变的理論基础, 研
究了关于过剩奥氏体和碳化物的結晶機構、灰口和白口
鑄鉄的共晶轉变的機構及动力学, 最后闡明了鑄鉄固态
組織的变化。

本書供工程師、金相学家和鑄造工作人員閱讀, 也
可作为高等学校教学参考用書。

本書系由东北工学院李潤隆、許治同譯, 由宮克
群、閻振榮校。

· К. П. Бунин, Г. И. Иванцов, Я. Н. Малиночка

· СТРУКТУРА ЧУГУНА

· МАШГИЗ (Москва—1952)

鑄鉄組織

李潤隆 譯

編輯: 馬鴻鈞 設計: 趙香芬、魯芝芳 校對: 楊德昭

1958年5月第一版 1959年5月北京第二次印刷2,900册(累計5,400册)

850×1168·1/32·84,100字·印張5 $\frac{8}{32}$ ·定價0.70元

北京五三五工厂印 新华書店發行 选题号 3054 書号0804

冶金工业出版社出版(地址: 北京市灯市口甲45号)

北京市書刊出版业营业許可証出字第098号

目 录

序.....	5
第一章 鑄鉄的基本組元及相.....	7
組元.....	7
基本的相.....	8
相平衡圖.....	10
固相及液相的原子結構.....	13
第二章 結晶的理論基礎.....	20
結晶相产生的機構.....	20
結晶核心形成的动力学.....	23
晶体長大.....	24
第三章 奥氏体的結晶.....	26
奥氏体結晶的機構.....	26
奥氏体結晶的动力学.....	28
第四章 石墨及碳化物的結晶.....	45
石墨的結晶.....	45
碳化物的結晶.....	50
第五章 共晶結晶.....	63
共晶結晶的機構及动力学.....	63
灰口鑄鉄的共晶結晶.....	69
白口鑄鉄的共晶結晶.....	83
麻口鑄鉄的共晶結晶.....	106
第六章 在溫度 A_1 以上时固态鑄鉄的組織变化.....	108
在固态中相变的機構及动力学的特点.....	108
石墨的析出与溶解.....	109

碳化物的析出与溶解.....	112
石墨化.....	116
石墨及碳化物包含物的球化与聚集.....	132
脱碳时组织的变化.....	136
加热时奥氏体的形成.....	140
第七章 在温度 A_1 以下时钢铁组织的变化	144
奥氏体的共析转变.....	144
奥氏体的马氏体转变.....	156
马氏体的分解.....	162
石墨化与脱碳.....	163
参考文献.....	166

序

鑄鐵作為鑄造材料廣泛地應用於我們工業中。由於鑄鐵的廉價、易熔性、良好的流動性、隨著成分和凝固條件能獲得各種組織和性質、以及能用熱處理的方法來改善其性質，所以鑄鐵適合於製造各種各樣的产品。近年由於成功地運用了加制法，更大大地提高了鑄鐵的價值。獲得“超強度”的球墨鑄鐵的新加制方法，曾經榮獲1950年斯大林獎金，這就標誌着蘇聯鑄造技術的重大進步。

但是，除了鑄鐵生產的實際成就以外，在研究鑄鐵結晶和重結晶理論的問題上，金相學方面還存在着嚴重的落後現象。

我們關於石墨化過程——決定鑄鐵組織和性質的主要過程之一——的知識，就可作為這種落後的例子。

直到現在鑄鐵中石墨形成過程仍然敘述得極為片面——只考慮到碳原子向石墨化處的位移。沒有注意到，除了這過程以外，無論在液體或固體鑄鐵中，石墨包含物的成長都要與鐵原子從石墨化處的退出相聯系。這種鐵原子的退出的過程比之碳原子的擴散要緩慢得多。因此之故，曾經不正確地解釋了石墨化動力學的問題。片面地論斷了各種因素，例如合金化、熱處理、變形等等對於石墨化的影響。只認為它們的作用是与碳擴散速度及碳化物溶解速度的影響有關，然而這些因素對於鐵原子位移的速度常起決定性的作用。

本書講述鑄鐵金相學，試圖從現代分子物理學的观点來研究鑄鐵結晶及其在固態中的組織變化。

在研究中，作者們曾依據И.К.契爾諾夫、А.А.巴依科夫、А.А.博奇瓦爾、В.И.達尼洛夫、Г.С.庫爾久莫夫及其他蘇聯金屬學家和金屬物理學家的經典著作的結果。

書中未曾引用外國作者關於鑄鐵金相學問題的資料，因為翻閱美國和英國關於鑄造工業的雜誌指出，其中關於鑄鐵結晶及重

結晶的問題，照例沒有科學的討論。

書中敘述了關於鐵碳合金相結構的現代資料，並闡明了相變一般理論的基本原理。

書中研究了關於過剩奧氏體和過剩碳化物的結晶結構以及關於灰口和白口鑄鐵的共晶結晶的資料。闡明了關於共晶轉變的機構和動力學及形成假共晶組織的概念。

當研究鑄鐵在結晶和退火時石墨化過程的分子動力學的情況時，不僅要考慮到碳原子的擴散，而且要考慮到鐵原子從石墨化處的位移，而後者通常是石墨化過程的緊要環節。

作者們深信：依據蘇聯金屬學家和金屬物理學家的研究工作，鑄鐵金相學的落後情況將要得到克服。

作者們明顯地認識到，這個著作不無缺點，所以讀者的一切批評都要表示感謝並予以接受。

作者對於副教授 Я.В. 格林契內和 Н.М. 達尼爾捷柯在原稿討論和修改中以及在實驗工作完成中的巨大幫助，表示深切的謝意。

當作者們進行實驗和修訂原稿時，工程師 Л.А. 唐林斯卡婭、И.Ф. 柯塞廖夫、М.А. 克利歇達爾、Ю.Н. 塔拉、Н.М. 雅諾及學生 Э.Н. 波格來布內、Ю.Н. 雅可夫列夫，都給予很大的幫助。作者對於以上所有同志都表示誠懇的謝意。

1950年10月17日

于第聶伯彼得羅夫斯克

第一章 鑄鐵的基本組元及相

組 元

在二元系Fe—C合金中，含碳大于1.7%的合金称为鑄鐵。工業鑄鐵是含有各种雜質（Mn, P, S）的多元Fe—C—Si合金。

鑄鐵的第一基本組元——鐵，是多晶性的金屬。到溫度 910° 以下，鐵以具有体心立方空間晶格（圖1, a）的 α -变态存在。

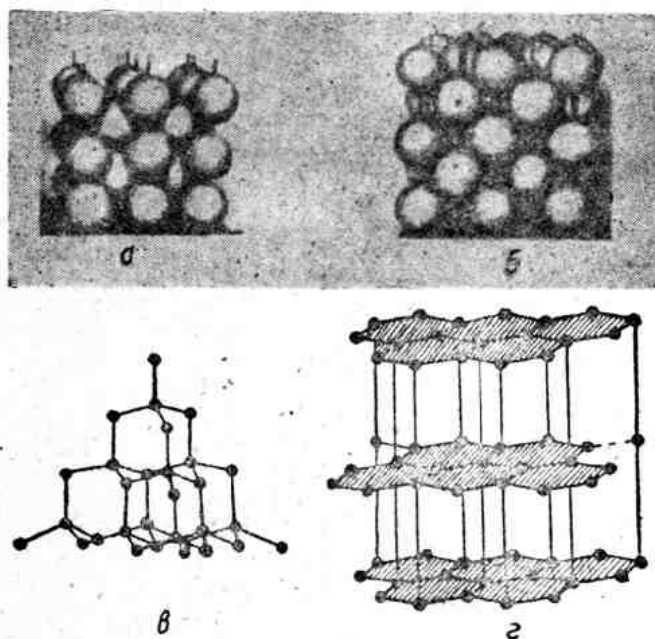


圖 1 α -Fe、 γ -Fe、金剛石及石墨的空間格子

溫度在 910° 時， α -变态轉变为具有稠密排列的面心立方晶格（圖1, b）的 γ -变态。这个变态从 910 到 1400° 是稳定的。在 1400° 以上時，体心立方空間的原子排列（ δ -Fe）重新获得稳定性，並保持直至鐵的熔点—— 1540° 。高于此溫度時，鐵处于

液体状态。

鑄鐵的第二組元——碳——同樣地具有多晶性。碳以金剛石和石墨的形態存在于自然界中。在金剛石中，原子排列是这样的：每個碳原子為四個最近的等距鄰近原子所圍繞（圖1，a）。

金剛石與鐵不同，鐵原子在密集相中是由金屬鍵來結合，而金剛石則在原子之間表現着具有方位的共價鍵結合。在一般情況之下，鐵合金中不會遇到碳的金剛石變態。

碳的石墨變態具有層狀的原子排列（圖1，b）。在每層原子之間，作用着強大的共價鍵，這里原子間的距離不大（ $1.42\text{\AA}$ ）。

層與層之間，彼此有較大的距離（ $3.39\text{\AA}$ ），鍵合作用較弱，所以各層很容易分離。

鑄鐵的第三組元——硅，和碳一樣，在化學關係上與鐵大有差別。硅原子之間，同樣地是共價鍵結合，它的晶格與金剛石的晶格相同（圖1，c）。

基本的相

鑄鐵中有如下的基本的相：碳與硅在鐵中的液體溶液；碳與硅在 α -鐵及 γ -鐵中的固溶體（鐵素體及奧氏體）；鐵碳合金的穩定相石墨及合金中所形成的似穩定相碳化物（滲碳體）。

在液態中，硅與鐵的相互溶解度是無限的。碳與鐵在液態中的溶解度也是無限的。碳與硅在固態鐵中的溶解度是有限的。

上述這些固溶體的存在是由鐵的同素異晶性所決定的。其中每個固溶體就是碳（或碳與硅）在鐵的每一變態時的固溶體。在這些固溶體中，鐵原子保持相應的同素異晶變態的固有排列。比鐵原子小得多的碳原子，借助於進入原子間隙的方式，溶解於鐵中。硅與鐵形成了置換固溶體，而分佈於鐵晶格的結點。

碳在 γ -鐵中的溶解度比在 α -鐵和 δ -鐵中的溶解度大得多。若在 γ -Fe中的最大溶解度為 $\sim 1.7\%$ ，則在 δ -Fe為 $\sim 0.1\%$ ，而在 α -Fe只是 $0.02-0.03\%$ 。驟然看來，這與 γ -鐵比 α -鐵和 δ -鐵具有更加稠密的原子排列的事實不相符合。鐵原子間的

“間隙”数目可能就是碳原子的分佈位置，实际上，在 γ -变态中（一个位置对一个铁原子）比在 α -变态和 δ -变态中（三个位置对一个铁原子）間隙数目要少得多。但在 γ -铁中，这些間隙比在 α -变态和 δ -变态的間隙大，所以对于碳原子的分佈较为便利。由于这个原因，碳原子在 α -铁和 δ -铁結点間的分佈要引起很大的晶格歪扭，而且极为不利，这就决定了不大的溶解度。从許多的实验資料得出結論：除了結点間以外，碳的原子还随意地佔有铁晶格的不同空缺位置。显然，像氢和氮这些元素也会发现类似这样的行为，它們和碳一样，与铁形成了很有限的溶解度的間隙固溶体。

按照 X 射线照像的資料，鑄铁中的石墨与純粹的天然石墨本質上沒有差別。随着鑄铁中碳包含物的形成条件之不同，只是可能改变了石墨化程度和杂质含量。但是，当仔細地把石墨从金属基体分开（如下面將講到，金属基体的个别部分甚至可以处在石墨包含物之內），並仔細地分析时，便能確認石墨中的杂质含量不多，它的主要組成物是碳。

似稳定高碳相——碳化物——属于中間相的范畴，具有与其成分中所包含組元不同的原子排列。碳化物的晶格是正六方系。碳化铁含有 6.67% C，这相当于化学量式 Fe_3C 。但是，此式只反映相的成分，可是不能滿足原子价的典型定律。作为組織單位的分子 Fe_3C 並不存在。A. A. 巴依科夫曾作过碳化铁本性的解釋，早在 1910 年，他就指出：碳化铁中的原子配置与奥氏体中的原子配置相似，而碳化铁与其說是化合物，不如說是固溶体。以后引用的碳化铁 X 射线研究，完全証實了 A. 巴依科夫的这个見解。铁原子在碳化物中正如在奥氏体中一样，是紧密排列的。其中每个原子圍繞着 12 个距离相似的最近原子，和在奥氏体中一样。在碳化物中和在奥氏体中一样，每个碳原子为六个铁原子所圍繞，而且在此兩相中，碳原子与圍繞它的铁原子之間的距离都很近似。

完全符合于 A. 巴依科夫的概念，碳化铁可以認為是碳在铁

中的有序固溶体，其特征是它的成分有较大的不变性。由于有序排列，铁与碳的原子数的比等于3:1，这个相的特点是自由能很小，而在许多场合下，表现出很大的稳定性。

除了上述的基本相以外，铸铁中还时常有这些相，如硫化物 (FeS 和 MnS 及其固溶体) 与磷化物 (Fe_3P) 等。

相平衡图

Fe—C 合金的稳定相平衡图如图2, a 所示。此图对于含碳

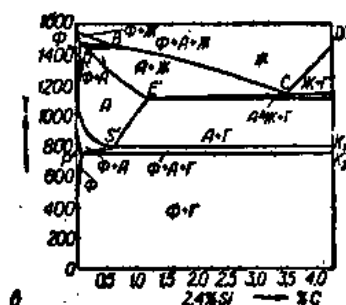
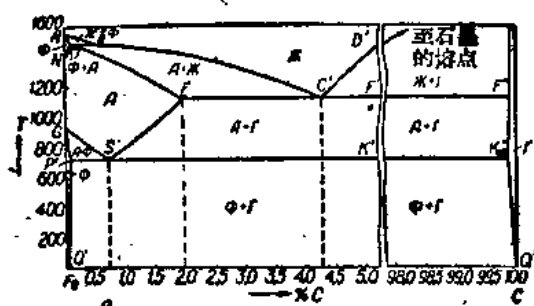


图2 Fe—C 及 Fe—C—Si 合金的稳定
平衡相图

量小于5% 的合金曾经有了充分的研究。对于更高浓度的平衡图来说，是由假设来表示[2]。以字母 L 、 A 、 Φ 及 Γ 表示合金在单相状态的稳定区域①。位于图的右侧铁在石墨中的固溶体区域 $F''K''Q''$ 未曾在实验上予以确定。只能说该区域是很狭小的。图中其余部分是合金在两相状态的稳定区域。在共晶以下

的温度，合金在铁素体-石墨 ($\Phi + \Gamma$) 两相状态下是稳定的。线 $P'Q'$ 及 $K''C''$ 表示铁素体与石墨处于平衡的成分。区域 $GP'S'$

① 字母 L 代表液体； A 代表奥氏体； Φ 代表铁素体， Γ 代表石墨， K 代表碳化物——莱氏体

是两个同素異晶变态的固溶体——奥氏体与铁素体 ($A + \Phi$)——的稳定区域。綫 GS' 及 GP' 表示奥氏体与铁素体的平衡成分。在区域 $S'E'F'K'$ 的合金是在奥氏体-石墨 ($A + \Gamma$) 状态下稳定的。奥氏体与石墨平衡共存的成分以綫 $S'E'$ 及 $K''F''$ 来表示。区域 NHI 是 δ -铁素体与奥氏体 ($\Phi + A$) 共存的区域。区域 ABH 是液相与 δ -铁素体 ($\mathcal{K} + \Phi$) 的稳定区域。区域 $BC'E'I$ 是奥氏体与液体 ($A + \mathcal{K}$) 的稳定区域。最后，处于綫 $C'D$ 与 $C'F''$ 间的区域是石墨与液体 ($\Gamma + \mathcal{K}$) 的稳定区域。

圖上具有表示 Fe—C 合金的三相平衡条件的共析、共晶及包晶点 (S' 、 C' 及 B)。第一点相当于奥氏体、铁素体与石墨 ($A + \Phi + \Gamma$) 的平衡，第二点相当于液体、奥氏体与石墨 ($\mathcal{K} + A + \Gamma$) 的平衡，而第三点相当于奥氏体、铁素体与液体 ($A + \Phi + \mathcal{K}$) 的平衡。

如果各相是由相間平面所划分，即是其中一相以微細包含物的状态散佈于他相中时，則相間平衡將不会如圖 2, α 所示，而曲綫須移动，其移动大小随相間表面的曲率而定。

在 Fe—C—Si 合金中含铁多而含硅量一定，它的稳定相平衡断面圖与 Fe—C 合金状态圖相似。但是，Fe—C—Si 合金的三相共析 ($A + \Phi + \Gamma$)、共晶 ($\mathcal{K} + A + \Gamma$) 及包晶 ($\mathcal{K} + A + \Phi$) 的平衡，不是如 Fe—C 二元合金一样，發生于一定溫度，而是呈现于一定的溫度范围，含硅量愈多，則其范围愈寬，而且随着含硅量的增加，这些范围將沿溫度軸發生移动。共析范围显著地移到較高溫度的区域。共晶范围移动較小。包晶范围移至較低溫度的区域。

当加入硅时，碳在 γ -铁中的溶解度减少，因之奥氏体存在的区域縮小，而 S' 和 E' 点移至濃度較低的区域。共晶点也向左移。圖 2, δ 表示 Fe—C—Si 合金三元状态圖的一个断面，圖中表示 2.4% Si 合金所有各綫位置的变化。各相所用的符号是与圖 2, α 所用的符号相同。

除了稳定平衡圖以外，还須研究 Fe—C 及 Fe—C—Si 合金的

似稳定平衡圖。稳定的高碳相——石墨——並非經常在鉄合金中形成。时常由于以后將要說明的原因，鋼与鑄鉄中石墨的形成，特別是在較低溫度下要受到阻碍，而以碳化物的形成代替它。在碳化物与 Fe—C 其他相之間，可以有似稳定平衡，此平衡一直保持到不产生石墨为止。在似稳定平衡圖上（圖 3）与高碳相無关的各綫是和稳定平衡綫一致的。似稳定平衡圖所有与高碳相有关的各綫（ PG 、 PSK 、 SE 、 ECF 及 CD ），比之稳定平衡的相应

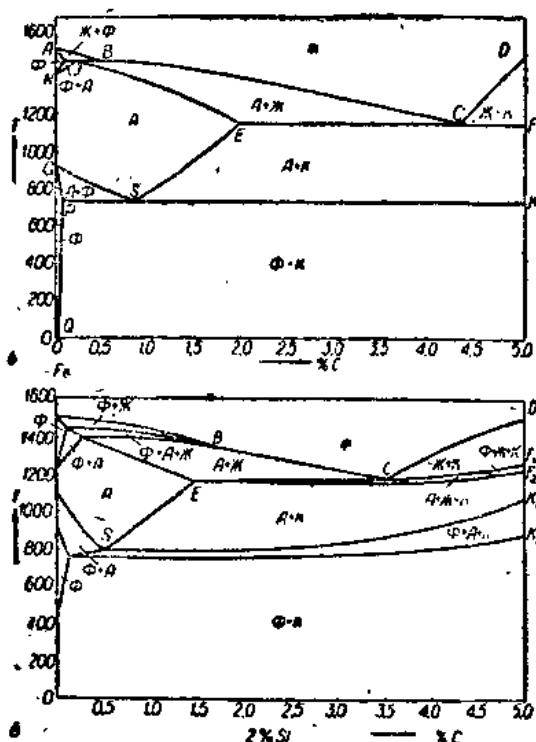


圖 3 Fe—C 及 Fe—C—Si 合金的似稳定平衡圖

各綫，移至碳濃度更高和溫度更低的方面。这是由于：与高碳相平衡时，鉄素体、奥氏体及液体溶液为碳所饱和的濃度是依这种相的本性为轉移的。通常，稳定与似稳定平衡綫画在同一軸上（圖 4）。为了合金相态的分析，这种“复”平衡圖甚为便利，常利用到它。

在 Fe—C—Si 合金中，也有似稳定平衡。对于具有 2%Si 的合金所画出的圖（圖 3, 6），一般与 Fe—C—Si 合金的稳定平衡圖相似。

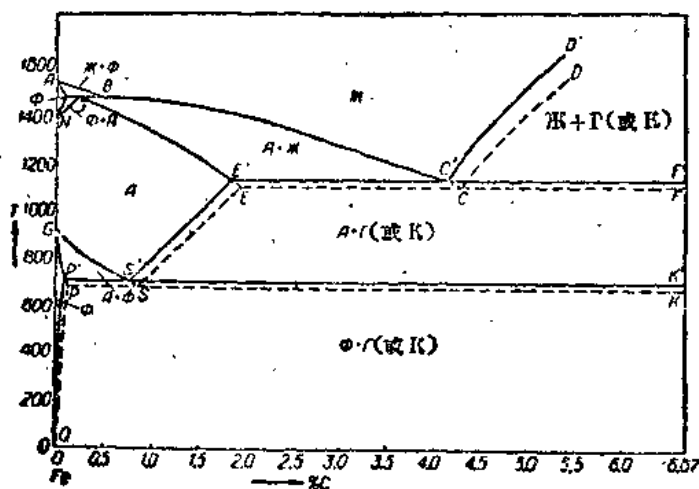


圖 4 Fe—C 合金稳定与似稳定平衡圖

固相及液相的原子結構

在进行鑄鉄組織的分析以前，应依据現代分子物理学的資料 [3、4、5、6、7]，闡明結晶体与液体的結構的一些共同特点。

如所周知，晶体的特征是保証最小自由能的原子空間規律排列。当接近于绝对零度时，原子的空間排列是最有序的。随着溫度上升，由于加强了原子的热运动，其排列的規律性逐渐受到破坏。在晶体中原子的热运动，並不仅仅限于在平衡位置附近的很小振动。由于原子間能量的不均衡分佈，其中的一部分获得了如此大的能量，使其能离开与近隣的結合而轉入于其他原子群中。

由于这种轉移的結果，在晶体中，除了佔有正規位置（晶格

的結点)的原子以外,还有位于結点間的“位錯”原子1和2(圖5)。

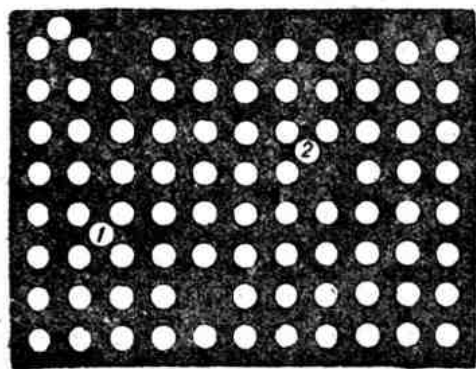


圖 5 晶体的平面模型

原子向結点間的轉移伴随着晶格結点的釋放,因此,在晶体中,除了位錯原子以外,还出現了空缺的結点(“缺位”)。由于热运动所产生的位錯原子与缺位不会停留不动。这种热运动使其在晶体內移动。位錯原子时时获

得必需的过剩能量,同时从一个結点間移至另一結点間,或去占据偶然成为空缺的結点。在晶体中的缺位移动,是依靠圍繞該缺位的原子跳越至空缺結点来实现的。由于这些过程,实现了結晶体原子的自扩散,这就成为許多組織变化的基础。由于热运动所引起的晶体中的原子位移,可以依靠基于金屬塑性变形的特殊机构(“位錯”)的方法来进行(2, 4)。

原子从一处到另一处的移动,是与克服原子間的相互作用的力有关,这只有对于具有一定的过剩动能而足够克服了划分原子相互位置的势壘的“活化”原子才是可能的。为了克服这些势壘所需要的最小过剩能量 Q 称为自扩散的激活能。这种能量基本上决定于原子从一处至另一处的移动方式,而对于在晶格中沿着結点間以及借助于空缺地点的原子移动各自不同。激活能愈大,則在晶格中原子位移的动作进行得愈为稀少,因为每个这样动作需要很大的能量起伏,而此能量起伏的或然率随起伏大小的增加而剧減。因此,随着構成原子間相互作用的一定部分能量的激活能之增加,自扩散速度就会減少。自扩散系数、激活能及溫度之間的关系,以下列方程式来表示:

$$D = Ae^{-\frac{Q}{RT}}$$

式中 D ——自扩散系数；

Q ——激活能；

R ——气体常数；

T ——绝对温度；

A ——常数。

从此方程式可见，自扩散速度不仅决定于激活能，而且决定于指数函数的乘数 A ，它反映着在该种激活能之下原子位移的或然率。在原子稠密排列的金属中进行自扩散时，借助于缺位的原子位移起了主要作用。依靠位错原子位移的自扩散，这里只是起着次要的作用，因为在稠密排列下，原子向结点间的移动导致晶体自由能的增長。在这些晶体中，缺位的形成主要也依靠原子脱出于外表面以及各种結晶体孔穴的表面（例如裂紋、縮孔等缺陷所形成的表面）而發生的。在晶体中具有缺陷的和疏松的結構的晶粒边界，可能也是缺位的来源。表面上缺位形成的機構可叙述如次。原子1向表面的脱出造成了外原子層的缺位（圖6）。如果这个缺位以后由晶体中更深处的原子之一（原子2或3）所佔据，这就相当于空缺結点往晶体深

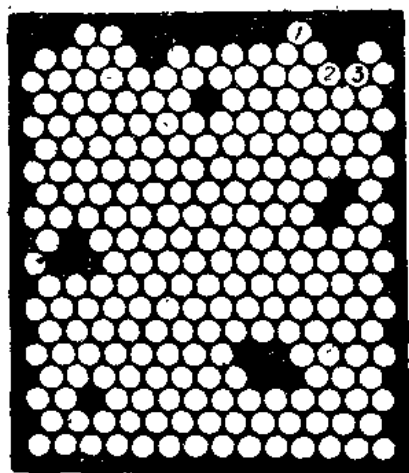


圖 6 晶体的平面模型

处的过渡。晶体內缺位的出現影响到最接近于空缺結点的原子排列。在缺位形成以前，原子間的結合是平衡的。其中一原子离开后，現有平衡就被破坏，而原子排列与原子間的距离就会有些改变。但是这种現象只發生于分佈在缺位附近的不大的原子群范

圈以內。此种形式的排列破坏在图 6 上面未曾表明。

像缺位与位错原子的这些缺陷可以称为热起源的缺陷，这些缺陷的数目随温度上昇而增长，可是直到熔点为止，不超过晶体中原子总数的 1%。在每一给定温度下，造成了这些“热”缺陷（温度愈高则愈大）的一定浓度，而晶体在这时候保持着自由能为最小的热力学平衡。随着缺位与位错原子的浓度增加，晶体的内能增大，然而与增加原子排列顺序性的同时，伴随着熵的增长，这就保证了自由能的最小值。

当平衡温度降低时，热缺陷的浓度随同减少。因在晶格本身內，可用位错原子来填充缺位的方法抵偿缺陷，也可用原子向物体表面、孔穴表面或晶粒边界脱出的方法来抵偿。由于这种过程的缓慢进行，从缺陷中的一个平衡浓度转移为另一浓度时常受到阻碍，此时由于加速冷却的结果，结晶体将为缺陷所“过饱和”。

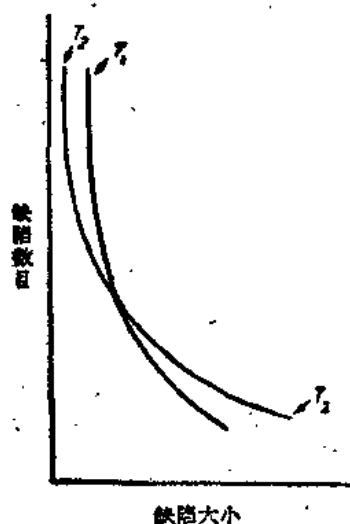


图 7 晶体中两种温度 ($T_1 > T_2$) 时的缺陷分佈曲线

从静力物理学来看，处在热力学平衡下的固体特征，不仅是热缺陷的平衡浓度，而且热缺陷也会按照其大小作了一定的分佈。在每一给定温度下，在物体中不仅造成了单独缺位，而且造成了二重、三重乃至更大的组合（图 6）。

对于两种不同温度 ($T_1 > T_2$)，按照大小热缺陷分佈曲线的一般特征如图 7 所示。在高温时，由于热运动加强，不会造成缺位的巨大组合。

当降低温度时，增加了缺陷合并的趋向。缺陷的合并虽然减少了晶体的熵（因为细小缺陷的浓度减少，它的晶格变为较正规