

104869

鑄件的凝固

陳 農 編 著

科學技術出版社

鑄件的凝固

陈 农 編 著

科学技術出版社

內 容 提 要

本書敘述金屬的液体狀態,金屬的凝固,鑄件凝固時的 T—T—T 曲綫,鑄件凝固時所生体积变化及由此所引起的缺陷:縮孔,縮松熱裂、冷裂,內应力等,以及在实际鑄造工作中如何防止的办法。

鑄 件 的 凝 固

編 著 者 陳 农

*

科 学 技 術 出 版 社 出 版

(上海建國西路 336 弄 1 号)

上海市書刊出版业營業許可証出〇七九号

上海市印刷五厂印刷 新華書店上海發行所總經售

*

統一書号: 15119 · 391

开本 850×1168 1/32 · 印張 8 7/16 · 字數 209,000

一九五六年十一月第一版

一九五六年十一月第一次印刷 · 印數 1—4,600

定價: (10)一元四角

目次

第一章 金属的物理学基础.....	1
§1-1 金属的原子說.....	1
§1-2 金属的熔化.....	7
§1-3 熔融金属的特性.....	11
第二章 金属的凝固.....	29
§2-1 結晶核心的产生.....	29
§2-2 自發性結晶核心的产生速度.....	30
§2-3 結晶的成長.....	37
§2-4 結晶的形狀——樹枝狀結晶.....	43
§2-5 金属的凝固速度.....	46
§2-6 实际鑄件的凝固.....	61
§2-7 凝固特性的測定方法.....	68
第三章 合金凝固时的体积变化, 以及由此所引起的鑄件缺陷.....	81
§3-1 鑄件在凝固期內的体积变化.....	81
§3-2 鑄件凝固时的方式.....	82
§3-3 縮孔的大小.....	84
§3-4 防止縮孔的方法.....	90
a 冒口与鑄件凝固時間的估計.....	91
б 冒口的补縮能力.....	95
B 保証冒口向鑄件补縮的条件——有向凝固.....	116
r 冒口的有效补縮距离.....	148
e 設計冒口及安排冷鉄时的一些实际問題.....	160
i 冒口中的补縮压力問題.....	160
ii 發气冒口.....	162
iii 若干冒口并用时的注意点.....	171
iv 减少冒口所耗合金液量的办法.....	173
V 間接冷鉄.....	176
Vi 鑄鉄、銅合金及鋁合金鑄件的补縮情况.....	179

第四章 鑄件凝固后的体积变化,以及由此所引起的

鑄件缺陷.	187		
§4-1 凝固末期的情况.....	187	a 鑄件中的各式內应力	216
§4-2 鑄件的热裂.....	187	6 热应力.....	217
§4-3 防止热裂的方法.....	203	B 鑄件中热应力的产生	
§4-4 特种裂縫現象.....	209	情况及其計算方法...	220
i 球墨鑄铁的脹裂現象	209	§4-7 鑄件的变形.....	239
ii 純銅鑄件的热裂現象	212	§4-8 一时性內应力.....	246
§4-5 热裂的实例.....	213	§4-9 鑄造內应力的測定与	
§4-6 內应力.....	216	去除.....	256

第一章

金属的物理学基础

§1-1 金属的原子說

根据现代物理学說，一切物質，均由原子所組成，而原子中心部为原子核，外层則有环繞的电子，金属的構造，亦是如此。在固体金属中，原子与原子間的距离甚短，当二相鄰原子間的距离縮短到比最外层电子軌道直徑为小时，便有极大的变化產生，此时原子最外层的电子，在运动至二原子核联綫上时，該电子至第二个原子核的距离，將比至第一个原子核为短，結果該电子在通过該联綫时将繞第二个原子核而运动，待重新抵达联綫时，又繞第一个原子核运动，如此往复不已。

事实上情况当远較上述复杂，电子与电子之間，由于帶有相同的电荷，会互相排斥，使电子的运动复杂化。由于上述关系，金属原子將失去其最外层的电子，因而帶有正电荷，成为正离子，而电子則互相組合，成为电子云，繞所有的正离子而运动。这样便使金属有导电、导热、塑性变形等性質。

原子的外层原子价电子数愈少，而外层电子与原子核間的結合力求愈弱时，原子將愈显出金属的特性。

但是上述的金属特性，只有当原子間的距离小于某限度时，始能产生。金属在气态时，由于原子与原子間的距离較大，不易产生电子云，因而不会显示出金属的特性。只有当原子間的距离較短而物質成液态及固态时，才会显出金属的特性來。

在金属的正离子間，有二种作用力存在，一种是正离子与正离子間的斥力，另一种則为正离子与共有的电子之間的吸力，这二种作用力互相抵消时，物質便呈平衡状态。由于二种相反作用力之

存在, 足以使金屬的正離子間保持一定的距離, 形成了結晶格子。

二正離子間的作用力, 有如图 1-1 所示, 圖內曲線 F 代表作用力, 而 W 則代表能量。當二正離子間的距離為 R_0 時, W 為最小, 其值為 W_0 , 此時作用力 F 為零。根據理論, 可知二原子①間的能
量 W , 可用下式表示:

$$W_{(R)} = -\frac{a}{R^m} + \frac{b}{R^n}$$

式內正符號代表斥力, 負符號則代表引力, 當 $W_{(R)}$ 為最小值時, $\frac{dW_{(R)}}{dR} = 0, R = R_0$

$$\frac{dW_{(R)}}{dR} = m \frac{a}{R_0^{m+1}} - n \frac{b}{R_0^{n+1}} = 0$$

$$\therefore R_0 = \left(\frac{nb}{ma} \right)^{\frac{1}{n-m}}$$

上述的 R_0 , 即系二原子間的平衡距離。當二原子間的距離小於 R_0 時, 二相鄰原子間會產生斥力, 使二原子互相離開, 而當二原子

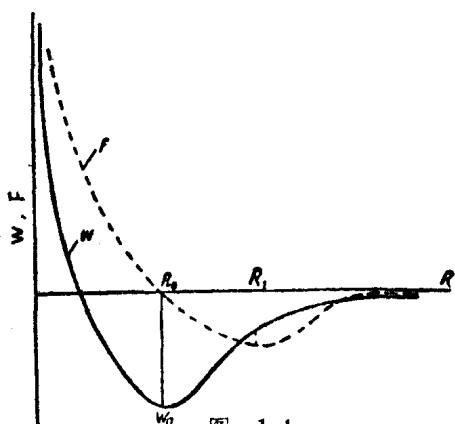


圖 1-1

間的距離大於 R_0 時, 作用力又變為引力, 使二原子互相接近。由此可知, 不論二正離子間的距離如何變動, 原子間的作用力, 將使其保持一定的距離 R_0 。在以後的文內, 為方便起見, 所有正離子均稱為原子。

① 金屬內的原子, 實際上均以正離子的形態而存在, 但在一般習慣上, 均稱之為原子, 所以在本書內, 原子與正離子是一樣的。

本節公式可參閱高等教育出版社出版史包爾斯基著原子物理學第一卷第五章五十四節公式 54.10 的來源。

上述作用力使金属中的原子以一定的距离而排列，同时原子最外层的电子则组合而成电子云，环绕所有的原子而运动，使金属具有良好的导电性与导热性。电子云在金属中运动，其情况与分子的热运动相仿，呈不规则状，自一原子跳至另一原子。但分子的热运动与温度有关，温度降低至绝对零度($0^{\circ}K$)时，一切的热运动全告停止，而组合的电子云仍继续在运动，毫不受到温度的影响，是二者的不同处。

由于电子云间的各电子间有斥力，使外层电子对内层电子产生压力，以致原子必定被迫以最紧密的形态而排列，这种排列形式为面心立方式结晶格子及六方晶式结晶格子，一般金属，大都为此种方式的结晶。除开这二种方式以外，还有体心立方式晶格者，但比较少见，图 1-2 示这三种方式的原子排列形式。图内 a 为面心立方式晶格，b 为六方晶式晶格，而 c 则为体心立方式晶格。图内各球的直径，便称为原子直径^①，此直径相当于结晶格子内相邻二原子间的最短距离。该球实际上为该原子的作用范围。

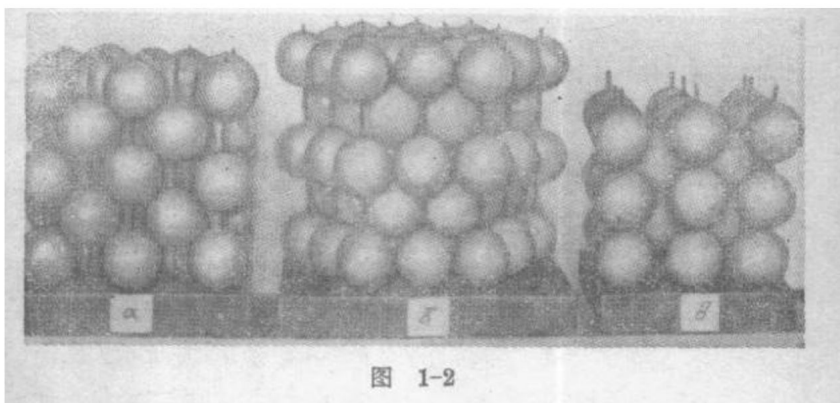


图 1-2

- ① 原子直径：根据 X-光透过金属结晶时的折射，可以确定元素结晶内各相邻二原子间的距离，此项距离，就称为原子直径，亦即原子以最小位能保持其平衡地位时晶格内相邻二原子间的距离。此项距离，并非一不变值，实际上是会同原子间的联结方式而变化的。

在金属原子整齐排列成的構造中，可以划分出原子排列完全相同的許多單元來，这种單元，一般均由三組平行排列的原子列平面所組成，三項平面的交点，即系結晶內原子的平衡地位。这种單元，称为結晶格子。結晶的構造，便可根据此項結晶格子的情况來表示。

在正常情况下，金属結晶中的正离子，以該項平衡地位为中心而振动，溫度愈高，振动得愈加厉害。根据图 1-1 可知，若正离子繞平衡地位振动时向二側的振幅完全一样，則振动而使距离减少时所生的斥力，比振动而使距离增加时所产生的拉力为大，由于这一关系，振幅在二側并不对称，在增加二原子間距离的方向上，振幅較大，而在减少距离的方向，振幅較小。这样的振动，也可以看作原子在比原來距离为大的距离处以对称的振幅而振动。溫度愈高，原子的振幅愈大，振动中心离平衡地位亦愈远，結果便形成了金属的受热膨脹現象。此种現象，有如图 1-3 所示。假定图內的正离子 A 不动，正离子 B 以平衡地位为中心而向二側振动，即振动至图內二側小黑点所示的地位，二小点与 B 点間的距离，各为 a 及 b 。在图內所示的溫度下， $a = b$ ，但是当溫度上升时，由于距离减少时

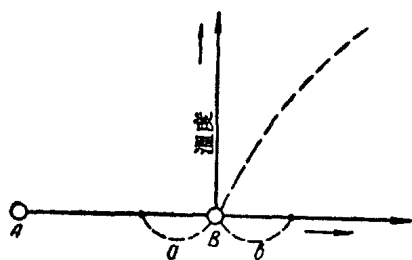


图 1-3 金属的热膨脹方式

斥力的增加率比距离增加时的引力增加率为大，結果使振动时 a 小于 b ，結果正离子 B 的平衡地位，便会随着溫度的上升而向外移动，如图 1-3 內的虛綫所示。結晶內正离子的受热移动，只能改变結晶格子中正离子間的平衡距离，但不致改变結晶格子內各正离子間的相互排列形式①。

① 当溫度升至臨界点而产生相变时，不包括在內

結晶格子內的正离子，具有一定的动能，其平均值与溫度有关，但格子內各正离子所含的动能，并不是完全一样的，其中有一部分正离子的动能特别大，这种正离子的振幅亦特别大，且有可能克服四周相鄰正离子所造成的阻碍，脫离其平衡地位而進入另一新的平衡地位，在進入新地位的过程中，这种正离子由于克服阻碍而会失去其超額的动能，因此进入新的平衡地位时，振幅便减少至正常值。此正离子在新的平衡地位上振动一段時間以后，又有可能獲得超額的能量，使之又能克复阻碍，而再进入另一新的平衡地位。这样，金属中的正离子，在經過的时期中，不断地被活潑化，獲得超額的能量，自一平衡地位跳至另一平衡地位，而在整个金属体内运动。若正离子克复周围阻碍所需的动能为 $\frac{1}{2}mv^2$ ，則在某一絕對溫度为“ T ”的情况下，所有正离子中具有上述动能的离子数，可用下式計算：

$$Z = Z_0 \cdot R = Z_0 \cdot e^{-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{KT}}$$

上述公式內 Z_0 为全部原子数， Z 系动能为 $\frac{1}{2}mv^2$ 的原子数， e 为自然对数的根， K 則为一常数。正离子自結晶格子中的某一平衡地位进入另一平衡地位，称为金属的“内部蒸發”。

位于金属結晶格子中平衡地位上的正离子，除开能够跳到相鄰格子的平衡地位上去以外，有时还可能进入另一結晶格子平衡点間的格子內空間去，这种情况，在一般的金属学观点下，似乎是不可能的，但是在金属的原子說中，这点是完全可能的，尤其当原子較小时，正离子更易进入結晶格子內的空間去。具有这种構造方式的合金，称为“嵌入式”結晶構造。金属与非金属原子所構成的合金，其中金属原子較大，非金属原子較小，二原子間的原子半徑比率小于 0.59 或为 0.59 时，便有可能生成嵌入式結晶。

正离子进入晶格中的空間时，可能使結晶格子变形，因此該种

結晶構造系一不穩定構造，而有回復正常情況的趨勢，此項恢復正常情況的趨勢，與該結晶系所含能量有關係，所含能量愈少，愈易恢復正常，因此只有在絕對零度時，結晶中的正離子排列才會是完全正常的，在較高的溫度下，結晶格子上必會因正離子進入格子空間區內而產生“空白點”^①，此“空白點”亦可能被相鄰地位上跳來的正離子所充滿，金屬或合金的溫度愈高，“空白點”亦將愈多。由於“空白點”之存在，使合金內其他元素的擴散，更為容易，還有許多其他現象，均可利用此“空白點”之說，來加以說明。

結晶格子中的“空白點”，除了由於上述原因而產生的以外，還有另外一種產生方式，這種方式，有如图 1-4 所示。即結晶表面的某一正離子僅部分蒸發，而自表面的某一平衡地位跳到表面外層的一個地位，如图內所示，正離子跳到表面外層所需的能量，比完全蒸發所需者為少。令二正離子間的結合力為 u ，則表面上某一正離子完全蒸發時所需克復的阻力為 $5u$ ，而該離子跳到圖內所示晶格外層的地位時，該離子尚與表面上的一个正離子相鄰，所需克復的阻力減少至 $4u$ ，比前述方式少 $1u$ 。由於結晶表面跳出一个正離子，便會產生一个“空白點”。此項生成的“空白點”有可能被相鄰的正離子跳來充滿，結果“空白點”便會逐步向內擴散。因此表面層由於金屬部分蒸發而產生的“空白點”，會由正離子的跳離

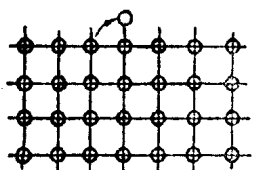


图 1-4

平衡地位而逐步自外表擴散至中心及金屬全体。由於這一原因，結晶便不會是完全緊密的，其中一定含有許多“空白點”。這種“空白點”的生成原因，與正離子轉位到晶格平衡點間去的情況無關。

金屬表面層部分蒸發而生成“空白點”時所需的能量，比正離子轉位至晶格空間去時所需能量為少，因此結晶中的空白點，絕大

① 空白點——дырок

部分是由于表面层部分蒸发而起。这种部分蒸发现象，亦可称为结晶溶解四周“空白区”的现象，由于这一作用，使晶粒外表的“空白区”渗入结晶中去。

§1-2 金属的熔化

金属熔化时，体积约膨胀 3%，相当于晶格正离子间的距离增加 1% 左右，这项增加，似乎甚小，但对结晶格子的性状，则有极大的影响。正离子间的距离增加 1%，便会使离子间的联结力减至零，这样，晶格中的正离子，便会有自由活动的余地。以排成一排的三个正离子来加以研究，当温度升至熔点时，中央正离子在某一时间内与左侧正离子保持联系，如同在晶格内的情况一样，而与右侧正离子则完全无联系，因为此时该二离子间的距离已超过互相作用的限界值；这种情况，隔一定时间以后，又会因正离子的跳动而完全倒过来，是即中央离子与右侧离子恢复联系。

至于为什么温度升至熔点时，固体金属会转化成液体，而具有液体的特性呢？这情况可以利用在一直线上的三个正离子间的作用位能来解释。例如在图 1-5 内，假定 A 及 C 二正离子不动，而 B 离子则能沿直线 AC 移动。温度甚低时，中央正离子应位于平衡地位上，是即 AB 应等于 BC ，此即一般金属的情况。

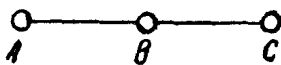


图 1-5

若图 1-5 中的 C 正离子移至远离 A 离子之处，以致二离子间根本没有作用，此时若在 A 与 C 之间有一正离子 B ，则此 B 离子与

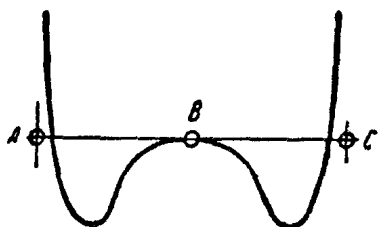


图 1-6

任何一侧的正离子，均无作用力，此时 B 离子的位能与其位置间的关系，有如图 1-6 所示。自该图可知中央部 B 离子并不位于“最小位能”点上，而实际系位于最大位能点上，因此 B 的位置不稳定，

必会移动至 A 或 C 附近的“最小位能”点去，亦即 AB 与 BC 不再相等。

令位于一直线上的三个正离子间的距离逐渐改变，二端离子互相接近，此时中央离子的位能，便会随同 A 与 C 的接近而改变，如图 1-7 所示。当 A 与 C 间的距离甚大时，中央 B 离子的位能，由两侧的位能曲线相連而成，即位能变化曲线，由 AB 及 BC 间的作用位能曲线联成，在 B 点二侧的中央部分，有較平坦的最大位能区；但当 A 与 C 愈来愈接近时，中央点附近的最大位能平坦线亦愈縮愈短； A 与 C 间的距离縮短至某一限界以下时，中央点部的平坦狀最大位能区便会消失。图 1-7 內自 I 至 IV，便示 A 与 C 互相接近时， B 点附近位能的变动情况。只有当 A 与 C 间的距离縮短至图內 IV 所示之值时，結晶內正离子始能整齐排列，此时中央点的位能最小。

固体金属加热而离子间的距离增加，为熔化时結晶离子排列方式之被破坏，准备了条件。加热至某一温度时，結晶格子中开始产生局部的不連結部，此不連結部是此起彼伏，不息地出現与消失，在这种情况下，便是熔融的液体金属了。

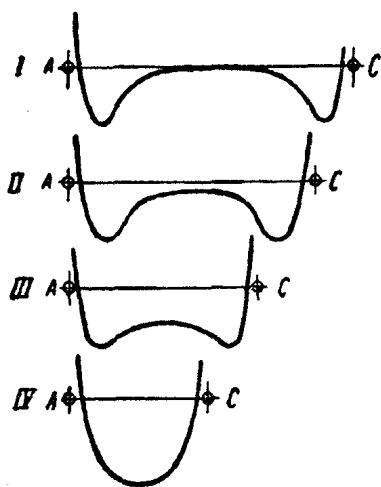


图 1-7

根据上述，可知在液体中，可能存有与結晶相似而作正規排列的正离子集团，这种正离子集团，仅存在一較短時間，且一处消滅后又在另一处出現，此起彼伏，不断地出現与消失。当温度較低而接近凝固点时，作正規排列的正离子集团能保持一段時間，此等集团便可能成为凝固时所析出的核心。溫

度升高时,正离子間互相排列整齐者愈来愈少,且所能保持的时间亦愈来愈短,其情况便与气体状态相当。

事实上自液态转变成固态,或自固态转变成液态,外表上看来似乎为一突然的变化,但实际上在转变之前,物质已预先做好内部准备;例如自液态转变成固态时,液体中必先生成正离子整然排列的显微状核心;反之,固体金属温度上升至熔点以下而甚接近该温度时,固体金属内亦有“微小液态滴”之存在。

是即当态变时,必有预先转变现象。因此变态一定在某一温度范围内完成,即使变化速度甚大,亦是如此。当温度达变态点附近时,物质内部便不断有新态核心出现与消失;进入变态温度范围内时,新态核心不断生长,而原来态逐渐消失,结果便完成了转变。

固体金属温度升至熔点附近时,由于内部有“微小液态滴”之存在,便发生了各种突然变化。其一为比热,温度升达熔点附近时,比热便会快速地增加。在正常情况下,温度上升时比热亦增加,但 $\frac{\Delta C_p}{\Delta T} = K$, 式内 ΔC_p 为当温度上升 ΔT 时比热的增加量,而 ΔT 则为温度增加值。即 C_p 与温度成直线关系,但当温度升至熔点附近时,由于有微小液态滴的产生,比热便会快速地增加,使 C_p 与 T 间的关系,自直线转变为曲线,如图 1-8 所示。在接近熔点时,若 1 克固态金属内的“微小液态滴”部占 m 克,则此时该金属的比热,可用下述公式计算:

$$C_p = (1-m)C_{p1} + m C_{p2} + \lambda \left(\frac{\partial m}{\partial T} \right)_p \quad (1-1)$$

上式内 C_{p1} 为固态金属的比热, C_{p2} 为液态金属的比热, λ 为熔化潜热, $\left(\frac{\partial m}{\partial T} \right)_p$ 为一定压力下温度上升 ∂T 时所产生的液态滴部分重量。

由于固体金属中有微小液态滴之存在,引起比热的超额增长,此超额比热量为 C_{pa} 。

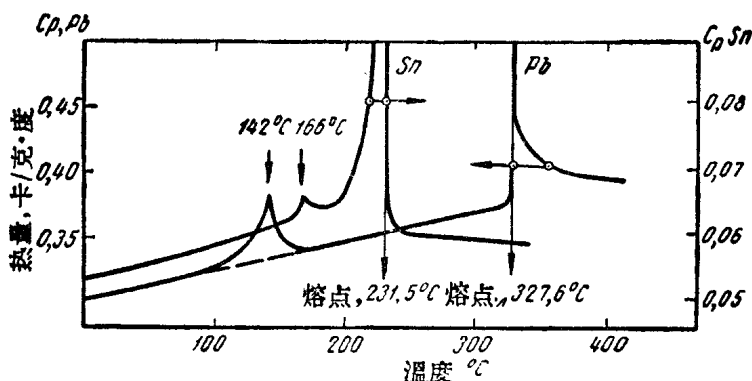


图 1-8 錫与鉛的比热和温度的关系

$$C_p - C_{p1} = (C_{p2} - C_{p1})m + \lambda \left(\frac{\partial m}{\partial T} \right)_p = C_{pa} \quad (1-2)$$

公式(1-2)內 $(C_{p2} - C_{p1})m$ 比 $\lambda \left(\frac{\partial m}{\partial T} \right)_p$ 小得多, 因此可以略而不計, 这样上式便可簡化如下:

$$C_{pa} \approx \lambda \left(\frac{\partial m}{\partial T} \right)_p \quad (1-3)$$

根据巴尔頓涅夫氏的結論, C_{pa} 之值, 大致如下:

$$C_{pa} \approx \frac{K}{\mu} \cdot \left(\frac{T_{na}}{\theta} \right)^2 \quad (1-4)$$

上式內 K 为常数, μ 为熔化量子^①, T_{na} 为熔点, 而 θ 则为金屬温度与熔点間之差。

当 θ 接近 0 时, C_{pa} 便变为无穷大, 如图 1-8 所示。

另一则为超額的热膨胀系数, 当温度接近融化点时, 固体金属的体积膨胀系数快速地增加, 体积膨胀系数之值, 可用下式計算:

$$\alpha_a \approx \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{K}{\mu \lambda} \left(\frac{T_{na}}{\theta} \right)^2, \quad (1-5)$$

① 熔化量子——金属或合金加热时, 当温度升达固态点附近时, 結晶中开始有局部熔化的核心出現, 但这些核心, 必由若干原子所組成, 这种原子以一定数量組成一組而熔化, 这些成組的原子团, 便是熔化量子

上述公式内 ρ_1 及 ρ_2 各为固态及液态金属的密度; 自該公式可知, 当温度升达熔点附近时, θ 趋向零, α_a 便成为无穷大, 图 1-9 示鋅在加热过程中利用高温膨胀测定仪所测得的热膨胀值, 該項測定值完全証明上述公式的准确性。

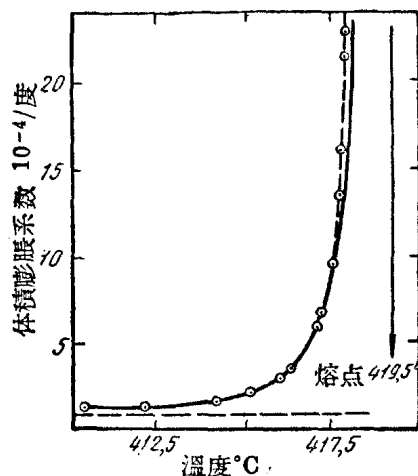


图 1-9 温度与鋅的体积膨胀系数間的关系

§1-3 熔融金属的性质

(1) 液态金属的“空白点”說:

金属自固态轉变成液态时, 体积膨胀^①, 此項体积的增加意味着結晶格子内各正离子間的距离增加, 使晶格自整齐排列的形式轉变成无定形, 但是必須注意, 正离子排列的无定形化, 并不一定使金属变成“有流动性”, 在一般情况下, 二者往往相連而來, 但在某种情况下, 可以使金属熔化, 結晶内正离子排列成无定形, 但金属并无流动性。

当金属受热而熔化时, 体积膨胀, 破坏結晶内正离子排列的整

① Ga、Sb 及 Bi 于熔化时, 体积反而縮小, 可能由于熔化时原子的排列方式与固态时不同而原子直徑發生变化所致

齐性，此时正离子間便有局部断点之產生，此項断裂点，并不擴展至所有的正离子，正离子与所有相鄰正离子間的联系，并不全部断絕，一般仅与某一相鄰离子断絕联系而已，与其余的相鄰离子，則仍保持联系。此种局部断裂点，仅在瞬間存在，不久便告消失，而在另一地点重新產生断点，因此可將熔化的金属看作是一种具有大量局部与短期断点的物質，是即液体金属中有大量裂縫核心存在，此种裂縫核心会在某一地区出現，存在一段時間以后，又会自行消失。

若用摄影机攝下某一時間某一地区液态金属內正离子的排列情况，則可發現离子排列成不規則狀，有些地区离子間的距离与固态金属相等，而在某些地区內距离擴展，而有裂縫核心或“空白点”之存在。这种“空白点”的意义，与前面所講結晶中的“空白点”有些不同，在結晶中，“空白点”意即晶格上原来应有正离子之处而无离子之存在，以致生成“空白点”；但在液态金属中，結晶格子根本已經变形，晶格被拉开，产生空隙，此項空隙，即系液体金属中的“空白点”，其意义自与固态金属中的意义有所不同。

固态金属变成液态时所增加的体积，主要由于此种“空白点”而來。若令每一“空白点”的容积为 v_0 ，“空白点”的数量为 N' ，則熔化时的体积增加量 ΔV 可用下述公式計算：

$$\Delta V = V - V_0 = v_0 N' \quad (1-6)$$

上式內 V 为一定重量的金属变成液态时的容积， V_0 为該重量金属中正离子保持正規排列状态时的容积。

在正常的結晶格子內，在正离子与正离子間，必有空隙存在，此項空隙即系晶格內的空間，当溫度升高而結晶膨脹时，此項晶格內的空間，便会轉变而成为“空白点”，这样，可能产生“空白点”的核心数，大致应与該結晶內的正离子数 N 相等。

晶格內“空白点”数量 N' 与正离子数量 N 間的关系，可用下述公式表示：