

〈冶金译丛〉

物理冶金

冶金译丛编译委员会

1.11

上海市科学技术编译馆

冶金译丛
物 理 冶 金

冶金译丛編译委员会

*

上海市科学技术編譯館出版
(上海南昌路59号)

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售
商务印书館上海厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印張 7 4/16 字数 230,000
1964年9月第1版 1964年9月第1次印刷
印数 1-5,000

編 号 : 62 · 217
定 价 : 0.95 元

目 录

1. 鋼的強化.....	1
2. 关于強化金属的特点	15
3. 論鉄的屈服和流变机理	28
4. 高强度鋼的发展	40
5. 高强度鋁合金	55
6. 近代鈦的进展	66
7. 超高强度的鎂及鈹合金	73
8. 鉄素体-珠光体耐热鋼的长期脆性.....	79
9. 耐热合金的基础和发展	88
10. 論鑄态鉛在 $4.2 \sim 700^{\circ}\text{K}$ 温度范围内的塑性和脆性(I)	94
11. 在 $4.2 \sim 700^{\circ}\text{K}$ 温度范围内經拉伸形变后的鉛的金相研究(II)	98
12. 經区域提純的鉛在 $4.2 \sim 373^{\circ}\text{K}$ 温度范围内的拉伸性能	103
13. 硅-鉄立方纖构的发展	110

本輯由上海交通大学金相教研組編

21-551/10

1. 鋼 的 强 化*

The Strengthening of Steel

Morris Cohen

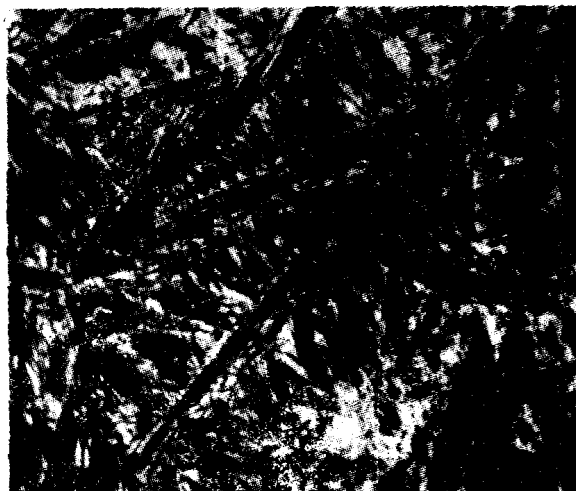
一、馬氏体的形成

我将不贅述目前有关馬氏体相变 (使鋼淬火强化) 的晶体学、热力学和动力学方面的基本观点。关于这一方面的問題, 已有詳細全面的評述^[12,13]。但是, 我們仍須忆及这种固态反应的一些特点。馬氏体相变要求原子在相变时是无扩散的或不互混的, 相变的产物承襲了母相的化学成份, 每个原子都倾向于保持其原有的近邻关系, 同时, 这种反应也是切变或切变式的, 即使每个原子只相对其近邻稍微移动了一点距离, 但由于切变时原子协调运动的结果, 相变区域内組織形态发生了本质上的变化^{**}。这种无扩散或切变^{*}的性质表征了馬氏体相变的特征, 相变的产物就称为馬氏体。所以, 馬氏体是依据其形成条件而不是根据其組織或性质来定义的。馬氏体相变的切变性质已在預先抛光表面上的表面浮凸所証明, 即如图 2 所示 (对 Fe-Ni-C 合金)。經抛光和浸蝕后, 則在金相照片上清楚地显示出馬氏体片的各种大小的分布状态 (这是因为相变过程中, 馬氏体逐步分割母相的緣故)。

通常, 馬氏体并不一定是硬的和强度高的, 这就意味着, 从本质上讲, 仅仅靠馬氏体相变并不能使相变产物具有特别高的强度。即使对鋼來說, 当含 C 量低时, 馬氏体相变也不会使鋼获得高的强度。所以, 为了闡明鋼的强化, 仅仅把馬氏体相变当成一种固态反应是不够的, 我們还必须研究 Fe-C 馬氏体所特有的性质。

馬氏体相变由形成一个独特的相界面来实现, 該相界面共格地連接母相和新相点陣, 当界面扫过母相时, 母相就轉变成馬氏体, (图 3)。由于相界面的共格性质, 故相变过程就不需要由热激活的原子一个接一个地跳过正在移动着的相界面。所以, 即使

* 原文为位移, 即切变, 下同——譯者注



(a)



(b)

图 2*** 含碳 0.5 W/0**** 和含镍 23.1 W/0 的 Fe-Ni-C 合金中的馬氏体片

a) 200°C 回火使馬氏体变黑, 未腐蝕 b) 抛光表面上的浮凸 (Hoffman) $\times 250$; 复制时縮小了 27% 左右

* 本文系美国麻省理工学院冶金系教授 Morris Cohen 1962 年在紀念 Howe 的讲演会上的报告。全文篇幅較长, 其中第一部分闡述 Howe 在鋼强化研究方面的个人功績以及美国研究强化問題的历史过程, 翻譯时作了删除, 譯文中亦删去了原著最后一段的叙述——譯者注

** 和扩散性相变一样, 这时也发生体积的变化

*** 图 1 已删去

**** W/0 表示重量百分比, 以后同——譯者注

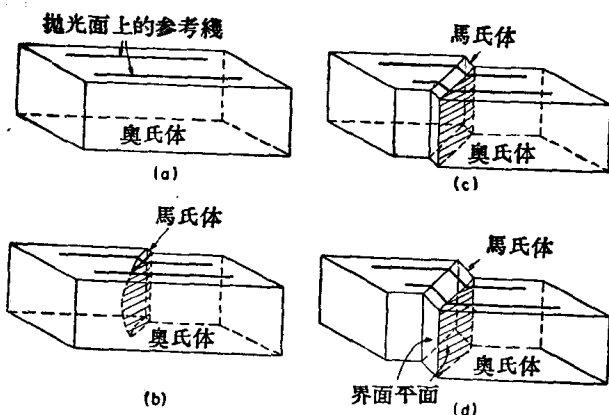


图3 一种切变式相变的图示

在零下温度，馬氏体也自然能很快地扩展。当馬氏体一經形核，通常立即依正規或非正規的形态以极高的速度长大^[14]，直至界面失去其可动性或遇到了障碍物(晶粒晶界，先形成的馬氏体片，等等)阻止其长大时为止。而进一步的相变，又須依靠在已存馬氏体片間的空間再一次重新形核和长大，因而也就得到越来越細的馬氏体片，如图2所示。

因此，很清楚，馬氏体相变的整个动力学“即，所形成的馬氏体体积百分数和时间(或温度)的关系”主要决定于形核的动力学和馬氏体的空間几何学。若形核和时间无关(象大多数馬氏体相变那样)，則随着温度降低的同时，相变就立即进行，这时我們就观察到熟知的非恒温型的馬氏体相变。但是也有一些恒温形核的例子，这时即使在某一固定温度下，馬氏体亦将快速长大。作为当前的目的來說，需要评价的問題是：相变产物是恒温还是非恒温形核的？长大是快速还是緩慢傳播的？这些表象不是馬氏体相变的实质，而实际上却是更基本的切变性和无扩散性的結果。

可以预料，在馬氏体产物中也有若干种与应变硬化相同的缺陷。馬氏体相变的宏观切变会在殘留的母相中产生点陣缺陷及畸变，并显然为随后形成的馬氏体所承襲。而且，当我們从图2看到在自由表面上(預先拋光的)，因馬氏体的形成而出現大量的隆起和浮凸时，就不难想象在馬氏体内部及与其极邻近的奥氏体内部会产生极大的微觀应力*。馬氏体片本身也可能直接因相变过程而包含有滑移带和孪晶精細結構。因为原子从母相轉移到馬氏体最終位置时，通常需要两次切变，宏观切变在整个馬氏体片內是均匀的，它和前述的表面浮凸和隆起相一致，同时，为了說明所观察到的結構和晶体学特点，在相变区域内还必须产生小尺度范围的切变(图4)。該

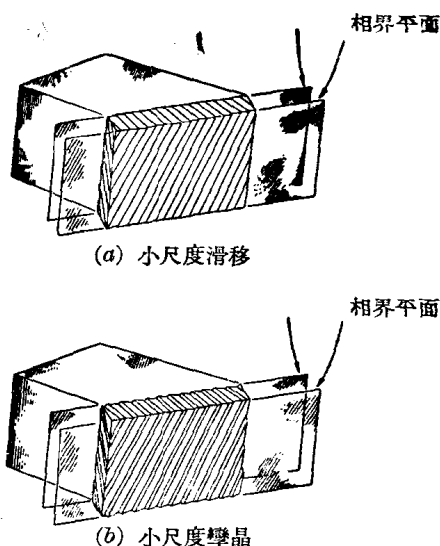


图4 实现馬氏体相变的均匀切变和局部切变的图示

图表示了当馬氏体相界面在母相点陣中移动时，和宏观切变同时发生的滑移或孪生如何在小尺度范围内产生，目前尤其是馬氏体内有孪晶的形成，已得到很好的証明^[16]。

显然，馬氏体結構是一种复合的总体，构成了在应变硬化中起作用的大多数現象。但是，只要我們現在对应变硬化了解还很不全面，那么，在Fe-C馬氏体强度的理論方面仍会遇到极大的困难，甚至对简单的純金属也是如此。此外，还存在着更为复杂的現象，因为Fe-C馬氏体不仅在热力学上比铁素体和渗碳体更不稳定，而且因为碳在室温下具有足够大的易动性，故在試驗前或試驗过程中产生了沉淀硬化，这是不容忽视的現象。

二、Fe-C 馬氏体的結構

馬氏体中的C原子，也和它在母相中一样，占据点陣中的間隙位置。这可以用C原子的直径只有Fe原子的6/10左右来証明，但是，無論馬氏体或奥氏体点陣晶胞的平均大小都严格地随含碳量的增高而脹大。两个相的点陣常数可从下式求得^[17]：

奥氏体(面心立方)

$$\begin{aligned} a[\text{kX}]^{**} &= 3.548 + 0.044(w/\%C) \\ &= 3.548 + 0.0094(a_r/\%C) \end{aligned} \quad (1)$$

* 这里我們不考虑长程殘余应力。这些应力可能出现在大块試样中，它們对鋼的淬火强化不起作用——因为即使对細絲，馬氏体相变也能使其硬化

** [kX]: X射线波长长度的实用单位, 1 kX = 1.002 Å——譯者注

馬氏体(体心正方)

$$a[\text{kX}] = 2.861 - 0.013(w\%C) \\ = 2.861 - 0.0028(ar\%C) \quad (2)$$

$$c[\text{kX}] = 2.861 + 0.116(w\%C) \\ = 2.861 + 0.0247(ar\%C) \quad (3)$$

$$c/a = 1.000 + 0.045(w\%C) \\ = 1.000 + 0.0066(ar\%C) \quad (4)$$

其中 $w\%C$ = 碳原子的重量百分数

$ar\%C$ = 碳原子的原子比百分数或每 100 铁原子中的碳原子数*

把上述关系式作成图 5 和 6, 并在图中画出了相应的单位阵点的体积。虽然体心正方的馬氏体单位晶胞的 c 轴, 随含碳量增加而增大的速率, 比奥氏体点阵(面心立方)的 a 轴大 3.3 倍, 但因为馬氏体晶胞的 a 轴缩短了, 故其体积的胀大率反而比奥氏体慢。出现这种现象的原因是: 面心立方点阵中 Fe 原子的排列比体心立方中的为紧密, 故间隙碳在奥氏体内所产生的体积膨胀比体心立方为大。关于这个问题, 我们将在后面再行讨论。

多年来曾假设, 若把体心正方的馬氏体点阵常数倒推至无碳的体心立方的铁素体时, 其轴比应等于 1。但是, 关于这种外推法, 还不能完全肯定。因为有人指出^[17a], 当含碳量大致低于 0.1 $w\%C$ 时, 馬

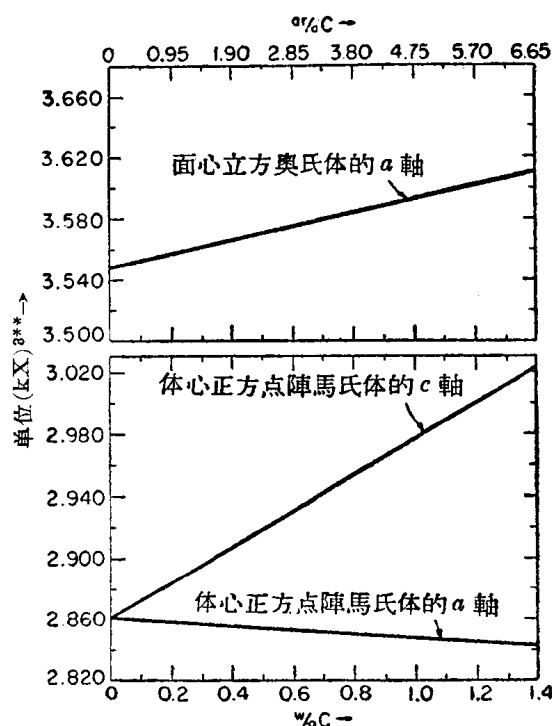


图 5 Fe-C 奥氏体及馬氏体的点阵常数 (Roberts)

** 恐系 kX 之誤——譯者注

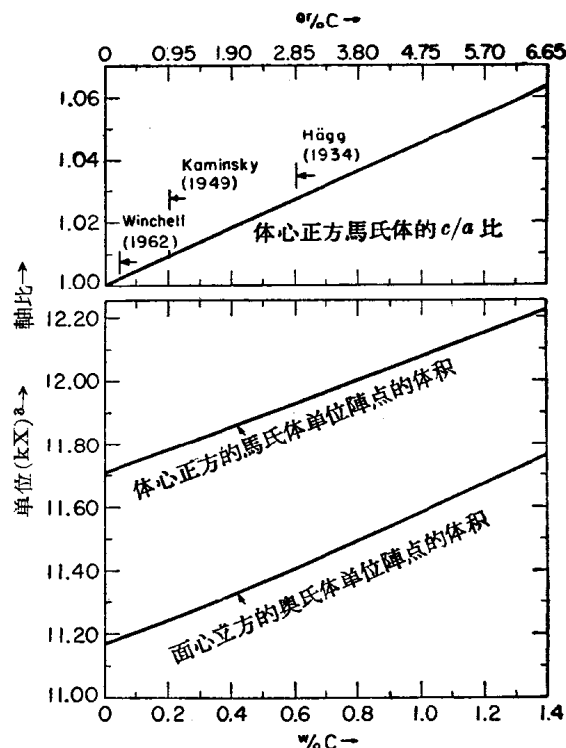


图 6 碳对正方馬氏体轴比及馬氏体和奥氏体的单位阵点体积的影响

氏体就可能以体心立方的点阵存在。近年来, 随着 X 射线技术的发展, 愈来愈小的轴比也变得能测定了, 如图 6 所示。在 Winchell 关于 Fe-Ni-C 馬氏体的最近的工作中^[18], 用低温(远低于室温)下形成馬氏体并在低温下(在重新加热到室温前)进行 X 射线测量的方法, 消除了那种因偶然因素的时效而失去正方性的危险, 这样, 至少当含碳量降低到 0.05 $w\%C$ 时, 还发现馬氏体是正方的。因此, 只有在无碳或极低碳(万分之几)时, 点阵才变为立方。所以, 我们肯定, Fe-C 馬氏体的体心正方性是碳所导致的一种 α -Fe 体心立方点阵的畸变形式。

我们知道, 奥氏体是以面心立方 γ -Fe 为基的固溶体, 膨胀了的点阵仍旧保持面心立方, 所以认为: 间隙碳原子使奥氏体点阵对称地膨胀。与此相反, 为使体心立方点阵改变成体心正方, 馬氏体内的碳原子必须使立方点阵产生不对称畸变。至于产生这种差别的原因, 则只要比较面心立方和体心立方中的间隙位置就可清楚地明瞭。在上述两个相中, 碳原

* 原子比百分数帮助我们具体想象 C 原子的作用乃决定于在一定数量 Fe 原子内的间隙碳原子数。在整个有兴趣的范围内, 用此法表示的碳成分简单地正比于重量百分数: $1 ar\%C = 4.75 w\%C$

子都占据八面体的中心(图7),在碳原子周围,都有6个Fe原子作为近邻。但在面心立方点阵中,每一陣点只有一个这种間隙,而体心立方中却有3个。

图7說明,面心立方点陣中,任何一个間隙位置周围Fe原子的排列情况都相同,所以,所构成的八面体是正八面体。但在体心立方点陣中,相应的八面体为沿着一个軸的方向縮短了的扁八面体,如图7(b)所示。同时因为此扁八面体不象面心立方中的正八面体那样有三个四次对称軸(三个对角綫方向),而只有一个沿短軸方向的四次对称軸(如箭头所示),这就赋予扁八面体一个“位向”。关于八面体的几何关系(以Fe原子对間的距离表示)总结于表1中。

体心立方点陣中,所有的八面体位置可分成三組数量相等(实际上,相对于每一組每个陣点有一个間隙)但位向不同的組:第一組八面体短軸方向沿点陣的 x 軸方向,第二組沿 y 軸方向,同理,第三組沿 z 軸方向。所有这些間隙位置,都用箭头表示于图7(b)中。

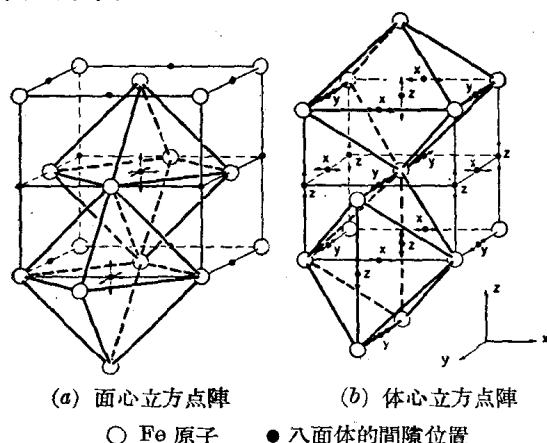


图7 面心立方和体心立方的单位晶胞,此图大致按 γ 和 α 点陣常数比例画的。八面体間隙位置用●表示。箭头表示四次对称軸,两个图中都画出了两个典型的八面体。可見面心立方的八面体是正八面体,而体心立方为扁八面体

当一个碳原子間隙地溶入奥氏体中,并又通过无扩散相变間隙式地保留在馬氏体点陣中时,碳原子使其周围Fe原子所产生的局部位移极不相同。在面心立方中,点陣仍保持原来的正八面体,但在体心立方的扁八面体中,碳原子力图使其变成正八面体,即如图8所示。表1表示了碳原子周围Fe原子对之間的新距离和相应的晶面間距的分数变化。

如果认为一般的“硬球假設”是粗略近似的話,則表1中的公式就能化成具体数值。从 α -Fe和 γ -Fe点陣常数算得Fe原子直徑分别为 $d_{Fe}^{\alpha}=2.478$

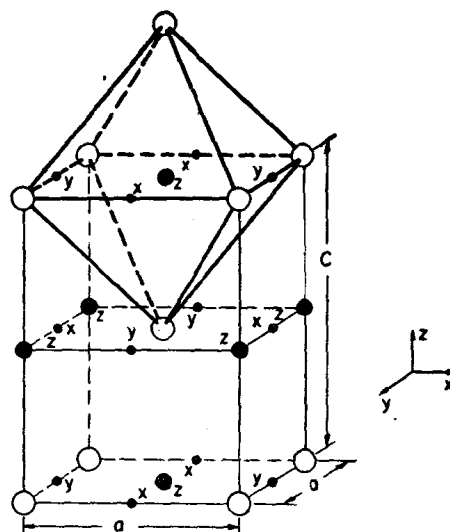


图8 当八面体的 z -組間隙位置全部为碳所占有的体心正方点陣。这时, c 軸平行于 z 軸,但 x -組和 y -組間隙位置保持空隙,不为碳所占有

○ Fe 原子
● C 原子
● 間隙位置

kX 和 $d_{Fe}^{\alpha}=2.508 kX$,其差为1.2%。并且,认为在有碳的情况下,此值也保持不变。至于碳的慣用原子直徑,是从碳的金剛石結構中求得的,其值为 $1.541 kX$,这时碳原子包圍在由碳原子本身所組成的四面体中,而不是前述的Fe原子的八面体中。对我们来讲,更为合适的有效碳原子直徑可从下面的考虑中求得,即:八面体对角綫方向上的Fe原子距离,因碳的溶入所引起的分数变化(表1中带*号的方程),必須和馬氏体 c 軸的伸长(方程(3))及 a 軸的縮短(方程(2))相一致。这样所算得的碳原子直徑为 $d_C^{\alpha}=1.410 kX$ 。我們假定, γ -Fe中的碳原子直徑 d_C^{γ} 也等于此值。

在表1中,列出了Fe原子对之間的距离的数值变化。由表可知,在面心立方点陣中,間隙碳原子周围的Fe原子距离对称地膨脹了10%,但在体心立方点陣中,情况却迥然不同,沿扁八面体短軸方向上的Fe原子距离大大地伸长了36%,而在另外两个方向上的收縮却只有4%。所以,計算所得的馬氏体的軸向膨脹为面心立方中对称膨脹的3.6倍,此值与方程(1)和(3)所示的点陣的分数变化的比值3.3相近*。显然,間隙碳在体心立方Fe中所造成的畸变决不会是球状对称的,我們將这种局部的形状改变称作“畸变偶极”。

* 这就暗示了从馬氏体点陣常数計算所得的碳原子直徑和从奥氏体点陣常数計算所得的碳原子直徑相一致

表1 Fe 及馬氏体八面体間隙位置的几何学

	鐵 原 子 对 間 的 距 离*		
	不 含 碳 的	有 碳 的	分 数 变 化
f.c.c. 点陣□*** 对角綫上的 Fe 原子 3 对	$\sqrt{2} d_{Fe}^f = 3.548$	$(d_{Fe}^f + d_C^f) = 3.918$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{d_C^f}{d_{Fe}^f} + 1 \right) - 1 = 0.10$
近邻的 Fe 原子 12 对	$d_{Fe}^f = 2.508$	$\frac{\sqrt{2}}{2} (d_{Fe}^f + d_C^f) = 2.770$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{d_C^f}{d_{Fe}^f} + 1 \right) - 1 = 0.10$
b.c.c./b.c.t 点陣 对角綫上的 Fe 原子 1 对	$\frac{2}{3} \sqrt{3} d_{Fe}^a = 2.861$	$(d_{Fe}^a + d_C^a) = 3.888$	$\frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{d_C^a}{d_{Fe}^a} + 1 \right) - 1^{**} = 0.36$
2 对	$\frac{2}{3} \sqrt{6} d_{Fe}^a = 4.047$	$(d_{Fe}^a + d_C^a) = 3.888$	$\frac{\sqrt{6}}{4} \left(\frac{d_C^a}{d_{Fe}^a} + 1 \right) - 1^{**} = 0.039$
近邻 Fe 原子 4 对	$\frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{3} d_{Fe}^a = 2.861$	$\frac{\sqrt{2}}{2} (d_{Fe}^a + d_C^a) = 2.749$	$\frac{\sqrt{6}}{4} \left(\frac{d_C^a}{d_{Fe}^a} + 1 \right) - 1 = 0.039$
8 对	$d_{Fe}^a = 2.478$	$\frac{\sqrt{2}}{2} (d_{Fe}^a + d_C^a) = 2.749$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{d_C^a}{d_{Fe}^a} + 1 \right) - 1 = 0.11$

* Fe 原子距离系按照“硬球假设”简化考虑了的 Fe 原子中心的距离, d_{Fe}^f , d_{Fe}^a , d_C^f , d_C^a 为面心及体心立方点陣中 Fe 原子及碳原子直径, 单位为 kX, 所有的数值都是根据 $d_{Fe}^f = 2.508$, $d_{Fe}^a = 2.478$, $d_C^f = d_C^a = 1.410$ kX 求得的

** 把这些公式的比值和方程(2)及(3)联系起来, 可用以计算碳原子直径

*** f.c.c. 系指面心立方, b.c.c. 体心立方, b.c.t. 体心正方, 后同——譯者注

我們早曾說过, 在体心立方点陣中, 八面体的間隙位置比面心立方多 2 倍。因此, 即使所有的面心立方間隙都可被碳原子所填满(100 at% 或 50 at%*), 那么, 馬氏体相变后, 也只有 1/3 的間隙位置填有碳原子。若相变是无扩散的, 則所有被填充的位置将只是三組可能的間隙位置中的一組, 也就是說, 馬氏体中碳原子周圍的畸变偶极都具有方向相同的极軸, 此种情况之一示于图 8 中。所以, 即使奥氏体中的間隙位置只有部分被碳原子所填充, 碳原子的分布也仍与前述者相同。在馬氏体晶体中, 由于畸变 c 偶极沿同一方向排列的結果, 将直接使馬氏体变为正方**, 即在平行于极軸方向上, 晶胞具有伸长了的軸(或[001]方向), 垂直于极軸方向上, 晶胞具有縮短了的 a 軸。当任一組間隙位置愈来愈多地被碳原子所占有时, 整个軸比将从 1 开始逐漸增大。但是, 如果碳原子可任意地分布在三組間隙位置上的話, 那么, 任一馬氏体晶体中畸变偶极的分布, 沿三个主軸方向(a, c)都应该是等同的, 这样, X 衍射所显示的应是膨脹了的体心立方点陣, 而不是体心正方点陣。

好多年来, 畸变偶极已由 X 射线所証明。用积分强度的测量值, Lipson 和 Parker^[19] 証明, 馬氏体中的 Fe 原子, 在体心立方单位晶胞的 c 軸方向上占据了一定的范围。这就意味着, 如果点陣中溶入

了碳原子, 則在 c 軸方向上鉄原子将被强烈地推开, 如图 9。所以, 鉄原子的中心位置可能大大地偏离于体心正方晶胞陣点的平均位置。关于这一問題, 苏联学者最近所得到的定量数据指出^[20]: 馬氏体中

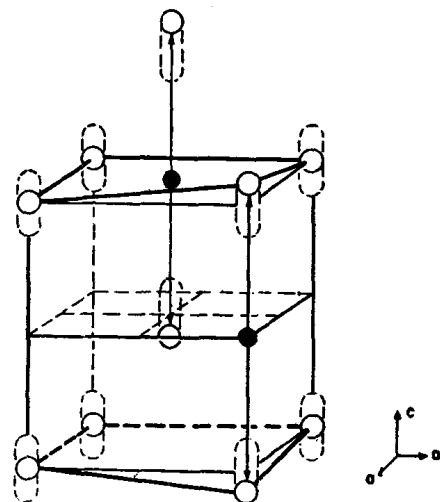


图9 在体心立方点陣中, 碳所引起的 Fe 原子切变的图示(根据 Lipson 和 Parker)

○ Fe 原子
● C 原子
□ Fe 原子切变的范围

* at%: 原子百分数——譯者注

** 必須強調指出: 在点陣常数的测量方面, X 射线也只给出了大量晶胞的平均值

Fe 原子的靜位移的均方根*随含碳量的增多而增大, 而且在 c 軸方向上的靜切变比 a 軸方向的靜切变要大得多^[21]。

不仅 Fe-C 馬氏体的正方性是間隙碳及其有序分布(无扩散相变所引起)的必然結果, 而且, 碳原子依这种方式存在, 要比它在三組可能位置中任意分布更为稳定。內耗測量发现^[22], Fe-C 馬氏体中的碳原子, 不象它在 Fe-C 铁素体中那样, 具有从一組間隙位置跳到另一組間隙位置的傾向。我們知道, Fe-C 铁素体是一种含碳量极低的固溶体, 且不是馬氏体相变的产物, 因此, 对于給定的 Fe-C 铁素体晶体, 碳原子周圍畸变偶极的取向, 沿三組可能的位向大致相等, 这样点陣虽有輕微膨胀, 但仍保持体心立方^[23]。

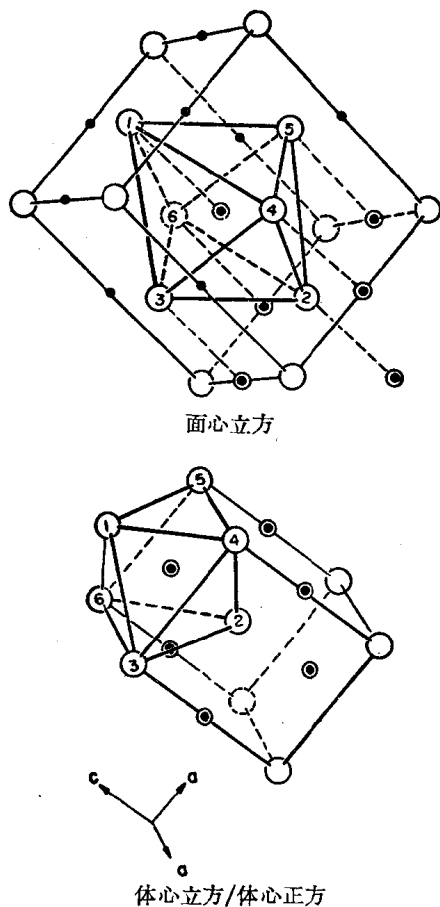


图 10 面心立方和体心立方(或体心正方)之间的对应关系; 以及它們在鋼中的相对位向。注意, 奥氏体中所有的八面体間隙只能变为馬氏体中某一組間隙, 因此, 单位晶胞的 c 軸应和图中扁八面体的四次对称軸的方向相一致

- Fe 原子
- 面心立方中的間隙位置
- ⊙ 面心立方和体心立方/体心正方中相应的八面体間隙位置

必須注意, 不应该从图 7 中的八面体来推断馬氏体和奥氏体的相对位向, 实际上, 就两相的平行面及平行方向來說, 图 10 才更精确地表示出它們的晶体学位向关系。当然, 这样做絲毫也不改变以前的論断, 因为这里不需要考虑相变的机理。图 10 中供討論所选择的八面体, 特別适宜于說明碳对 Fe 原子局部切变所起的作用, 而此种切变, 也很可能正好等于奥氏体轉变为馬氏体的原子切变。

現在, 我們將轉到由电子显微镜及 X 射綫衍射綫条变寬的研究所揭示的馬氏体精細結構中去。在 Fe-C 馬氏体中, 应注意到随含碳量的增加, 孪晶薄片中的平行排列容易发现^[16]。但是, 对 Fe-Ni-C 馬氏体(調整 Ni 及 C 的成分, 使其 M_s 点低于 0°C), 則在整个 $0\sim 1\text{ w}\%$ 含碳量范围内, 都出現这种孪晶^[24]。关于这种精細結構的一个例子示于图 11 中^[25], 其孪晶面的面間距約为 $100\text{\AA}$ 左右。对于这种晶內孪晶可认为是图 4(b) 所示的小尺度切变的結果。如果, 在馬氏体晶体內不存在孪晶, 那么相变所需的小尺度切变将主要由滑移来实现, 如图 4(a) 所示。由于这种馬氏体內部結構如同在冷加工金属中那样, 可能起粒子大小的作用, 所以, 我們在后面, 还将討論这种結構是否对馬氏体强化过程起作用的問題。

取与图 11(a) 所用的完全相同的試样进行电子衍射試驗, 則衍射綫条, 如图 11(b) 所示极其清楚地显示出馬氏体中因共格衍射嚮尺寸的减少所引起的綫条变寬, 劳埃斑点更进一步証明了馬氏体孪晶結構的鏡面对称关系。对 X 射綫衍射綫条变寬进行的定量研究已証明, Fe-C 馬氏体中的共格衍射嚮的尺寸約在 $150\sim 300\text{\AA}$ 左右, 并与含碳量的多少无关。

在所观察到的綫条变寬中, 部分也由切变型相变时的点陣应变所引起(即相变应力造成的点陣应变——譯者注), 并存在于微觀距离的范围内。当用电解方法將馬氏体片从其周圍取出时, 这些微觀应变实际上被消除了^[27], 因此, 决不会和所討論的与碳原子有关的原子局部切变相混淆。同时, 这种微觀应变也和大块試样淬火时, 由温度梯度所造成的宏观切变不同。馬氏体中这种微觀应变和含碳量有关, 其范围从 1.6×10^{-3} (48000 磅/吋²) 左右起(含 C 量 $0.032\text{ w}\%$ 碳鋼) 至 10×10^{-3} (300,000 磅/吋² 高碳鋼) 止。显然, 这种趋向在考虑馬氏体的强化时不容忽視。

* 对 Fe 原子因 C 的存在而引起的靜切变和因热振动而引起的动切变应加以区分。后者叙述于后

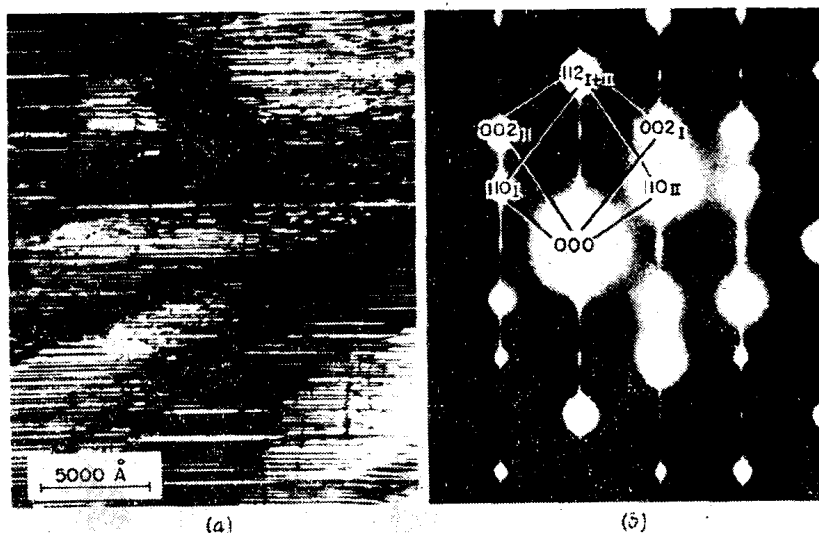


图 11

- (a) 用透射式电子显微镜所显示的馬氏体中的小尺寸孪晶 (Fe-33.6 W/oNi)
 (b) 和电子显微镜照相的位向相对应的电子衍射图。罗马字母 I, II 表示孪生位向。[112] 方向的线条是由孪生时的共格衍射畴小尺寸所造成

三、Fe-C 馬氏体的强度 ——实验方面

已经多次指出, 用淬火硬化的方法使钢的强化与含碳量有关。图 12 表示钢的硬度与含碳量的关系^[28,29]。但遗憾的是, 对馬氏体的强度类似这样的曲线是得不到的。而且, 还另有一些困难: a) 因残余奥氏体的存在, 使馬氏体的高碳性质变得不可靠; b) 低碳性质也因淬火硬化时, 可能有非馬氏体相变的产物形成(淬透性不够)而变得不能确定; c) 在所讨论的整个含碳量范围内, M_s 点的变化可能使淬火过程中自行回火的程度有所不同。此外, 即使这些问题都解决了, 淬火馬氏体仍然存在着在试验前或试验过程中因室温时效而产生扩散型相变的倾向。我们知道, 馬氏体中碳化物的析出过程, 在室温下也能进行^[30,31]。那么, 沉淀硬化对馬氏体的强化究竟起什么作用呢? 它是不是控制着我们正欲探明的强化现象呢? 这些问题, 不应轻易忽视。

研究时效动力学使我们得出结论, 碳在体心正方馬氏体中的扩散比在体心立方的铁素体中的扩散更慢。对此适当的解释是铁素体中的碳原子可向所有的八面体间隙(每个阵点有三个间隙)跳动, 但在馬氏体中, 碳的跳动主要限制在那些对正方性有作用的间隙位置(每个阵点有一个间隙)。Hillert^[32]已经提出了估算馬氏体中碳扩散系数(D_c^M)的公式:

$$D_c^M = D_c^a \cdot \exp \left[- \frac{6700 \frac{\text{W/o C}}{RT}} \right] \\ = 0.02 \exp \left[- \frac{20100 + 3350 \frac{\text{W/o C}}{RT}} \right] \quad (5)$$

从所求得的 D_c^M 值, 我们可计算 a) 一个碳原子变动其位置所需的时间(τ); b) 一个碳原子移动给定距离 $\bar{x}$ 的扩散时间 $t_{\bar{x}}$ 。前者从解多向扩散方程

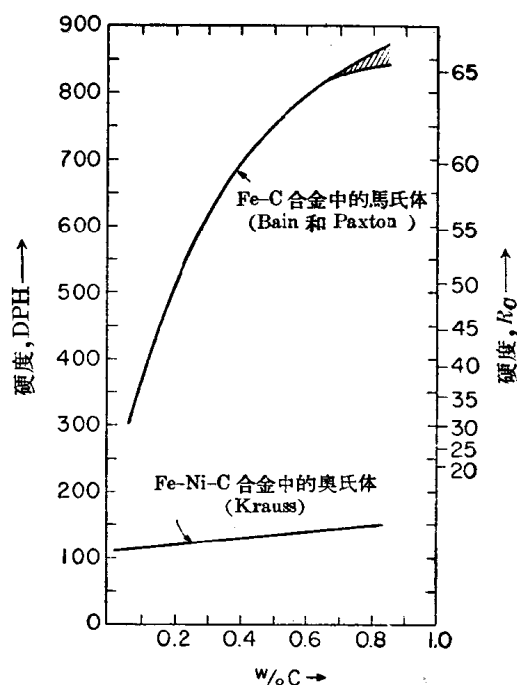


图 12 馬氏体-奥氏体的硬度和含碳量的关系。馬氏体曲线中阴影部分表示残余奥氏体的大致影响

$$D = \frac{\delta^2}{6\tau} \quad (6)$$

中求得。式中 δ 为跳动距离, τ 为碳原子停留的平均时间或跳动频率的倒数。而扩散时间 $t_{\bar{x}}$ 可从下式求之:

$$\bar{x} = 2\sqrt{Dt_{\bar{x}}} \quad (7)$$

为了选取适当的 $\bar{x}$ 值, 我们假定, 如果碳原子通过 $10\text{\AA}$ 距离 (内部孪晶界面距离的 $1/10$) 的扩散, 就

能聚集或沉淀于形核位置, 则它就会对马氏体的强度产生可测量的影响。

根据这一假设求得的结果列于表 2 中, 它指出, 在室温时马氏体在几秒或几分钟内就会产生时效作用, 且在较高温度下, 变得非常迅速, 故当马氏体在淬火过程中形成、并通过这些高温时, 就必定会时效。所以, 为了避免这种可能的扩散型过程的干扰, 必须把温度降至远低于 0°C 以下。

表 2 碳在铁素体及马氏体中扩散时间的近似值

温 度 °C	跳 动 时 间			扩散距离 $=10\text{\AA}$ 所需的时间		
	铁素体	0.5W/O 马氏体	1.0W/O 马氏体	铁素体	0.5W/O 马氏体	1.0W/O 马氏体
200	3 微秒	10 微秒	60 微秒	0.2 毫秒	1 毫秒	8 毫秒
20	2 秒	15 秒	5 分	2 分	35 分	10 小时
0	20 秒	4 分	15 小时	25 分	9 小时	8 天
-35	1 小时	1 天	1 月	4 天	5 月	13 年
-60	1 周	8 月	32 年	11/2 年	85 年	44 世纪
-100	12 世纪	9×10^2 世纪	4×10^4 世纪	10^3 世纪	10^5 世纪	2×10^7 世纪

这个问题, 直到 Peter Winchell* (当时的麻省理工学院的研究生) 才作了解决。他设计了一系列 Fe-Ni-C 合金, 其含碳量的范围从 0W/O 起到接近 1W/O 止, 而含 Ni 量的多少, 必须保证 M_s 点在 -35°C 左右 (从 30.5W/O 减少到 16.7W/O)。钢的淬火硬化在低温下进行, 马氏体性能的测试也直接在低温下进行, 而不把试样的温度回升到室温。然而, 即使在液氮 (4°K) 中冷却, 这些合金也不可能全部转变成马氏体。所以, 通常马氏体-奥氏体混合体的硬度及强度性质决定于马氏体含量的多少, 而 100% 马氏体的性能可从曲线外推求得, 如图 13。若对于任一给定合金, 则在试样回升到预定的试验温度前调整冷却温度 (在 M_s 点以下), 合金便可得到不同比例的马氏体和奥氏体混合体。

用上述这种试验, 就有可能揭示 100% 马氏体在纯粹或未时效的状态下, 强度和含碳量的关系, 并发现含 Ni 量的相应变化对强度的影响, 可忽略不计。由于高碳马氏体的脆性大, 故选择压缩试验来测定流变强度 (通常对应于应变量 0.6% 时的强度); 对低碳合金, 拉伸和压缩都可进行, 但考虑到试验的困难, 采用和高碳合金相一致的压缩试验更好些。

图 14 指出了纯马氏体在 -195°C 时的硬度如何受碳及高温时效的影响。所有这些曲线的硬度值, 都是在淬火硬化和时效处理后, 在液氮下测得的。显然, 这些曲线首先极其清楚地说明了纯马氏体的硬

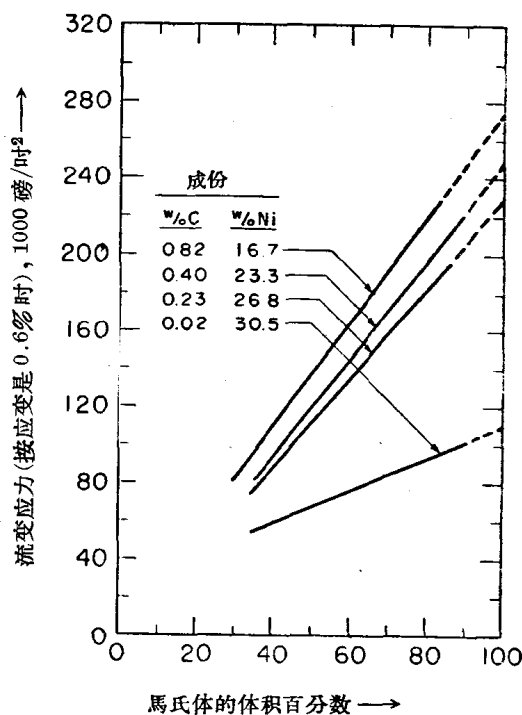


图 13 马氏体-奥氏体混合体在时效 3 小时后, 室温下测得的流变应力。试验方法为压缩, 流变应力按 0.6% 应变量确定 (Winchell 和 Cohen)

度与含碳量有关, 而且即使当碳原子本身没有机会重新排列时也如此 (见未经时效的性能——译者

* 现为 Purdue 大学冶金助理教授

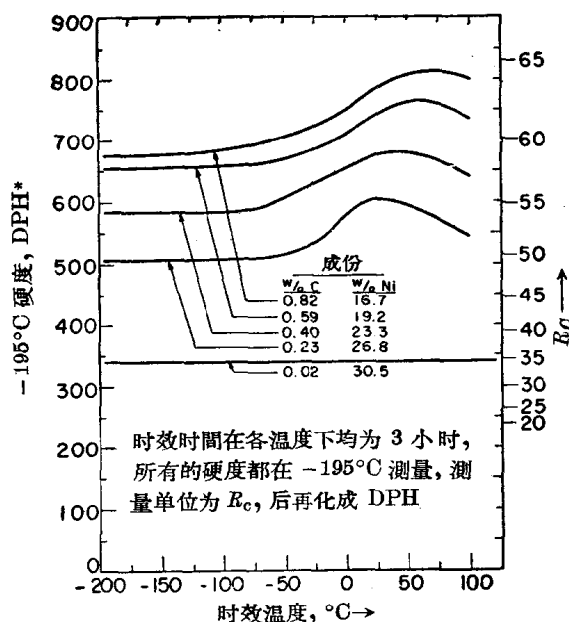


图 14 Fe-Ni-C 合金 100% 馬氏体, -195°C 时的硬度和时效温度的关系 (时效时间均为 3 小时) (Winchell 和 Cohen)

* 硬度值 DPH 为金剛錐硬度单位

注)。其次, 尽管无碳馬氏体仍包含有小粒子、微观应变和精細結構, 但其硬度并不特别高。最后, 如果扩散过程可以进行的话 (如在 -60°C 以上, 时效 3 小时), 就出现了某些附加的硬化。由此我們可推論, 时效硬化过程包含了碳的扩散, 所以这种附加硬化的程度与含碳量有关, 而当含碳量足够低时, 这种附加硬化现象就不复存在。随着时效温度的升高, 时效过程加速, 并抵消了熟知的 (但輕微的) 时效第一阶段的硬化 (出现在室温或略高于室温)。实际上, 电阻测量指出, 时效第一阶段的碳化物沉淀, 在 -60°C 以上就能进行。所以, 碳在馬氏体内的扩散, 至少在這些温度范围内要比表 2 中計算的快得多, 当然, 这可能是馬氏体内的短路扩散所引起。

这一普遍效应的另一个重要特点, 如图 15 所示。它指出, 馬氏体的流变应力和試驗温度有关。讓我們先研究两条标有“純馬氏体”的曲线, 可以看出馬氏体的强度性质受含碳量影响非常敏感, 即使在液氮温度下, 碳原子完全被“冻结在固定的位置”, 其强度仍和含碳量有关。当試驗温度提高时, 流变应力, 正如所预料的那样降低了, 而应力和温度间的关系不受含碳量的影响。但当試驗温度高于 -60°C 时, 高碳馬氏体的流变应力开始升高, 这种反常性很容易用試驗前与試驗过程中的时效硬化来说明, 它应和图 14 中的时效硬化属于同一现象。

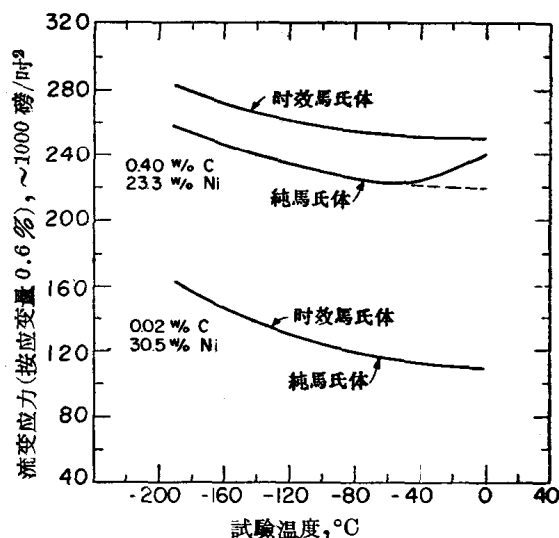


图 15 两种含碳量的馬氏体的流变应力和試驗温度的关系。該图系純态及时效态 (0°C , 3 小时) 的 100% 馬氏体的数据。 (Winchell 和 Cohen)

如果, 將馬氏体經 0°C 时效 3 小时后, 再在与上述試驗相同的温度范围内測定流变应力, 則得到了图 15 中标有“时效馬氏体”的曲线。該曲线和純馬氏体曲线的不同証明了时效处理使鋼强化。此外, 正如早已看到的那样, 时效对强化的作用随含碳

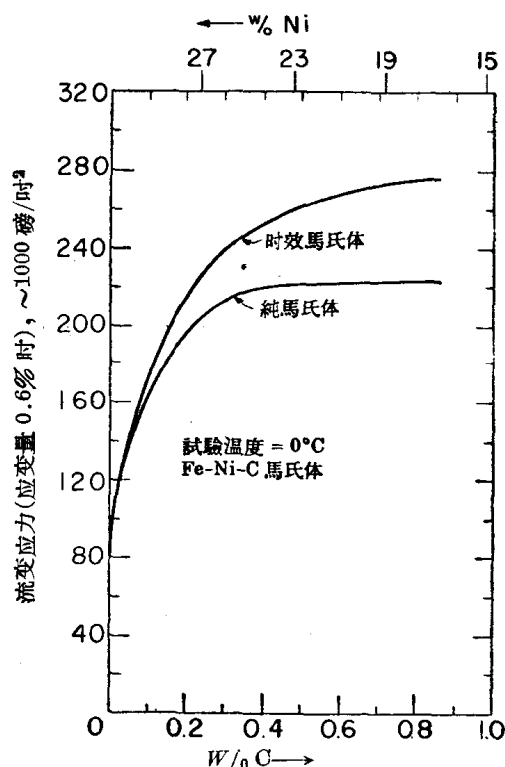


图 16 0°C 时馬氏体 (100%) 的流变应力和含碳量的关系。下面的曲线表示純馬氏体, 上面的曲线为时效馬氏体, 时效温度 0°C , 3 小时。 (Winchell 和 Cohen)

量的增加而增大,当含碳量非常低时,时效强化作用也就不存在了。又从曲线看出,虽则时效并不显著地改变流变应力和温度的关系,但純馬氏体曲线中的反常强化(高于 -60°C)现象,却被預先的时效所消除了。

綜合图 13 和 15,就得到了如图 16 所示的純馬氏体和时效馬氏体中碳强化作用的相对大小。特別值得注意的是,在低碳范围内,馬氏体(純态和时效态——譯者注)的强度随含碳量的增加而很快地增大。当含碳量大于 0.4% 时,純馬氏体的强度不再增高(保持水平线),但时效馬氏体的强度仍继续依减速增大。所以,于鋼的常规淬火强化(淬到室温)时,总是包含了附加的时效强化作用(假设淬火速度至少应保证避免过时效)。应该指出,虽然現在我們发现,时效强化不是馬氏体强化的主要原因,但它却是一种不可忽视的因素,而且对强化来说,也是一种額外的收益。

四、Fe-C 馬氏体的强度 ——理論方面

在迄今所报道的許多新发现中,我們已立足于完全可靠的基础上了。現在我們將要进入到理論領域中去。那里,潜在的困难也很多。

至此,我們已建立了这样的事实,純态馬氏体的硬度和强度取决于含碳量的多少;甚至即使在碳不能扩散的低温下形成馬氏体并把它保持在那个温度,馬氏体仍然具有这种性质。因此,这就意味着可以摒弃那些基于碳預先扩散的强化机理。属于这种机理的有,位錯的間隙封鎖,碳在某些特別位置(諸如堆垛层錯、孪晶界及其他相界面)的富集,以及碳原子跳动聚集成碳原子团或碳化物沉淀相。可以想象,上述任一过程都可在高温时效的过程中进行,但是,它們不能从根本上解答我們的基本問題。

因为,馬氏体中必定存在着与时效过程无关的精细结构,所以,我們首先把注意力集中在精细结构上,把它作为馬氏体强化的可能原因。微观应变的存在、小粒子的尺寸、孪晶界以及各种缺陷行列的存在,可能对无碳馬氏体的强度产生重要的作用,正象这些缺陷对体心立方鉄素体的加工硬化有所贡献一样,但是由此而提高的流变应力只在 42000 磅/吋² 左右。实际上,某些非鉄馬氏体也具有晶内孪晶及其他类型的精细结构,但它們的强度和硬度也不見得特別高。

关于这个问题的实质爭論是,Fe-C 馬氏体中的小尺度效应是否会因碳的存在而变得更加明显。現有的某些迹象表明,粒子的尺寸^[20]、孪晶面的間距^[24]、以及位錯行列^[24]并不随含碳量的增加而出現任何有規律的变化。尤其是,本文所討論的 Fe-Ni-C 馬氏体中的孪晶間距,不管含碳量是否相同,都在 $100\text{\AA}$ 左右。前曾述过,馬氏体中的微观应变随含碳量而增大,但 Курдюмов^[20] 已証明,这种趋势乃是馬氏体强化的結果,而非其原因。換句話說,在高碳馬氏体中所发现的較大的微观应变,主要是因为高碳馬氏体能承受較大的应力而不发生屈服之故。实际上,即使当含碳量低到足以避免时效硬化时,微观应变的弛豫(通过回火)也不能使强度有所相应的降低。

因此假定,馬氏体的精细结构仅对馬氏体的“碳致强化”起“基底”的作用,同时这种强化也不需要碳原子作預先的迁动,于是,我們得出結論,在純粹馬氏体中的碳原子必須通过增强点陣的結合鍵或产生特殊的畸变起作用。前者称为“金属間化合物效应”,后者称为“固溶效应”。

对于金属間化合物的概念,不要仅仅因为馬氏体具有可变成分而加以摒弃,因为,这里所討論的不是化合比的問題,而是点陣結合的牢固程度是否因碳的存在而有所提高的問題。但根据后一点所进行的解釋失敗了。图 17 指出(引自 Winchell^[34]):馬氏体点陣結合的牢固度(楊氏模量)随含 Ni 量的增高而降低,且随含碳量的增加而进一步的降

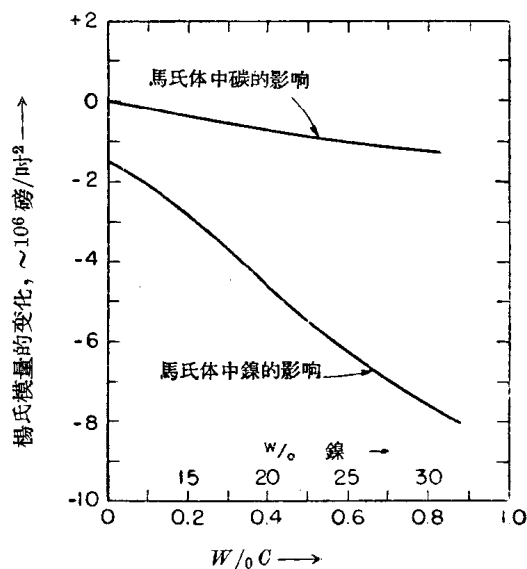


图 17 碳及镍对馬氏体彈性模量的影响,測量温度为室温(Winchell)

低*。因此,如果要說的話,也只能說馬氏体点陣的牢固度比鐵素体低,显然,这种趋势不能对馬氏体的强度提供清楚的解釋。此外, Krizkaja^[85] (原名 Крицкая [苏联]-譯者注) 曾用积分强度的 X 射綫測量法証明,当含碳量增加时,因热振动而引起的鐵原子切变变得更大(原子結合鍵变得更松),这一观察表明,馬氏体中原子結合鍵实际上大大地降低了。但是,与此相反,馬氏体相的强度,却随含碳量的增加而提高。

这些論証促使我們去研究把固溶强化作为馬氏体强化的主要原因。但是,即使在今天連学冶金的学生也已如此熟悉固溶强化时,我們仍必須着重探討为什么碳是馬氏体最强烈的固溶强化元素。

对于这个问题,应该忆及,本文所討論的 Fe-Ni-C 合金淬火到室温时,都完全呈奥氏体状态,因此,也就能測量碳对奥氏体硬度的影响。图 12 指出:虽然我們早已証明(图 6)碳在面心立方点陣中产生的膨脹效应比体心立方中为大,但奥氏体的碳致硬化比馬氏体的碳致硬化弱得多。此外,这种在室温下的測量允許碳原子跳到位錯或其他有利的位置,所以,这时可能产生間隙原子的封鎖作用。Flinn^[86] 已經間接証明了位錯的封鎖作用(在面心立方点陣 Ni 中碳所引起的强化)。这时,碳强化的起始速率在室温时为 10000 磅/吋²,在 -195°C 时为 25000 磅/吋²**,这样大的温度影响也許是位錯封鎖作用的一种証明。与此相反,馬氏体的碳致强化(图 16 中下面一根曲綫的起始斜率)等于 490000 磅/吋²/1. ar/°C (2.3×10^6 磅/吋²/1w/°C)***,且和試驗温度无关(在末时效态)。这种固溶强化至少要比其他合金系中所发现的高出 1 个数量級。

也使人想到把馬氏体的正方性作为与其强度有关的因子。因为碳原子在三組八面体間隙中只選擇性地存在于某一組中,所以,当位錯在点陣中运动时,必須消耗一定的能量,以便碳原子从一組位置跳到另外兩組位置中去。但是,使一个碳原子呈无序态所需的能量大致正比于擇尤位置上的碳原子濃度,而被范性形变所造成的无序碳的原子数也和碳濃度成正比。因此,基因于能量消耗的强化应与含碳量的平方成正比。这就是說,碳的强化率在低碳时應該是小的,并随含碳量的增加而增大。不幸的是,图 16 所示的實驗数据正好与此相反。

另外还有一种有意思的强化模型也因为同一原因而被抛弃了。从图 9 所示的原子切变可知,对任何

給定的 Fe 原子,似乎不可能在其兩側 $\pm \frac{c}{2}$ 处同时占有碳原子,同样,在母相奥氏体中这也是不可能的。因此,这些不利的或高能碳原子对在馬氏体中存在的机会极少。但是至少,当位錯扫过点陣的瞬間,可以形成这样的碳原子对。于是,为了提供所需的能量增量,就需要有附加的应力。然而可再一次証明^[18],这种强化作用应和碳原子濃度的平方成正比。显然,这是不曾观察到的(图 16)。

现在,我們假定,碳在馬氏体中的潜在作用归因于前述的强烈的畸变偶极。每个碳原子可想象为强烈的应力場中心,它使两个最邻近的鐵原子产生很大的切变。Fisher^[88] 近似地用軸向力偶极代替碳原子使其最近邻的鐵原子产生相应的切变,并对总数为 32 个 Fe 原子的区域进行了計算。計算所得的应力場(在此偶极周圍)将和晶体內存在的位錯发生强烈的交互作用,如果位錯很易弯曲,即如 Mott 和 Nabarro^[89] 所假設的那样,那末,位錯綫将相对于碳原子弯曲成能量为最低的形状,如图 18。为了使处于稳定状态的位錯在应力作用下运动,就必须要求附加应力才能使位錯离开其低能位置。我們可对滑移面 $(112)_M$ 和滑移方向 $[111]_M$ 求解此附加应力,Winchell 計算得到:

$$\begin{aligned}\sigma_c &= 1.4 \times 10^{10} L^{-1/2} (ar/^\circ C)^{1/3} \\ &= 2.4 \times 10^{10} L^{-1/2} (w/^\circ C)^{1/3}\end{aligned}\quad (8)$$

式中 σ_c 为位錯与碳应力場交互作用所贡献的流变应力, L 为被外应力所驱动的有效位錯长度(厘米)。依此模型,不能期望位錯开始运动后,有力学不稳定性或不連續屈服发生,因为当綫段 L 不可逆地突然扫向下一个平衡位置时,位錯綫段跃过障碍所消耗的附加能量立即以振动的形式辐射出去。Cottrell^[41] 曾把能量釋放和溶质原子所引起的“弦的振动”作了比較,以后 Darken^[42] 又用它計算了为一个运动位錯所承受的摩擦拖曳。

在方程(8)中出現了 σ_c 和含碳量的立方根关系,其原因是,若馬氏体单位体积內有 n 个碳原子和 N 个鐵原子,則碳原子間的平均距离为 $(1/n)^{1/3}$,而与位

* 彈性模量随含 Ni 量的增高而显著降低的現象值得注意。在这里所用的含 Ni 量的範圍內,彈性模量比 Fe 及普通碳鋼低了 25% 左右。这至少可部分地說明: Fe-Ni-C 馬氏体所能达到的强度比 Fe-C 馬氏体要低一些

** 此值根据 0.2% 应变量的流变应力求出

*** 起始速率 磅/吋²/1ar/°C = 合金含碳量为零时每增加一个原子比百分数碳时所增加的强度 (磅/吋²) —— 譯者注

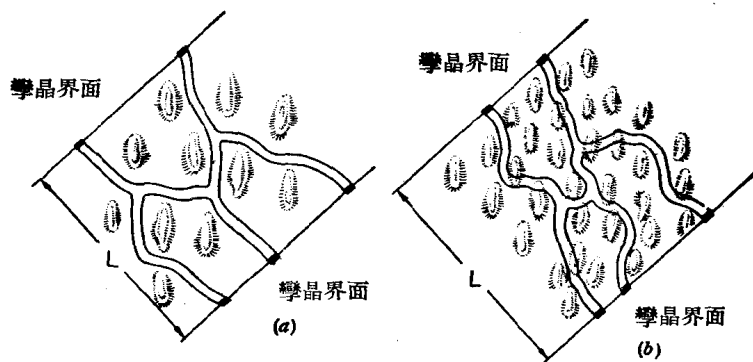


图 18 馬氏体中位錯在孃晶界面之間弯曲的图示

图中位錯处在相对于碳原子周圍应力場的能谷位置

(a) 低浓度的固溶体仅需要中等程度的弯曲, 就能使位錯具有最低的能量状态

(b) 高浓度固溶体使位錯弯曲更甚, 且碳原子处于位錯中心的机率增大

錯起交互作用的碳原子数約为 $L/(1/n)^{1/3}$, 又因 $(n/N)100 = \text{at}\% \text{C}$, 于是也就得到了原子比的立方根关系。式(8)表明, 碳所引起的强化率在低碳时最大, 且随含碳量的提高而降低, 这和图 16 所示的純粹馬氏体的碳含量~强度曲綫相一致。

若現在我們假設: 有效位錯长度决定于馬氏体中孃晶界面之間的距离, 則 L 的近似值为 $100\text{\AA} = 10^{-6}$ 厘米; 于是, 方程(8)变为

$$\begin{aligned}\sigma_c &= 1.4 \times 10^5 (\text{at}\% \text{C}) \text{ 磅/吋}^2 \\ &= 2.4 \times 10^5 (W\% \text{C}) \text{ 磅/吋}^2\end{aligned}\quad (9)$$

把式(9)和純馬氏体的实验值一起画成曲綫, 如图 19 所示。大約在 $0.4 W\% \text{C}$ 以下, 数据不仅服从含碳量的立方根关系, 而且, 曲綫的斜率也和式(9)的理論值相符*。

現在我們具备了把純馬氏体的流变应力外推至无碳成分的基础, 由此所得到的值 42000 磅/吋^2 可认为就是无碳馬氏体的强度, 其大小和应变硬化铁素体的强度相一致。于是, 流变应力公式可表达成:

$$\sigma = 42000 + 2.6 \times 10^5 (W\% \text{C})^{1/3} \text{ 磅/吋}^2$$

式中馬氏体的含碳量不超过 $0.4 W\% \text{C}$

由此, 我們从图 19 中看出, 馬氏体中的精細结构至少可通过两种途徑对碳致强化起“基底”作用: a) 它控制着无碳馬氏体实验曲綫的截距高低; b) 它通过固定位錯长度来影响曲綫的斜率, 公式(8)。若所取的 L 值大, 則碳致强化仍大致服从立方根关系, 但强化系数較小, 所以强化效果变得相对地小了。另一方面, 即使精細结构本身可以引起很大的强化(与退火状态相比較), 但在无碳的情况下, 其所能达到的强度水平, 并不很突出。据此, 我們只有通过鉄碳馬氏体相变的本质, 使碳固溶于馬氏体中并使位錯

的有效长度 L 值变小, 才能實現鋼的淬火强化。

当含碳量超过 $0.4 W\% \text{C}$ 时, 固溶碳对馬氏体进一步强化的作用非常小, 这种理論值和实验值之間的不符或許說明碳原子相互靠得太近, 以致偶极应力場間发生交互作用反而降低了应力場。 $0.4 W\% \text{C}$

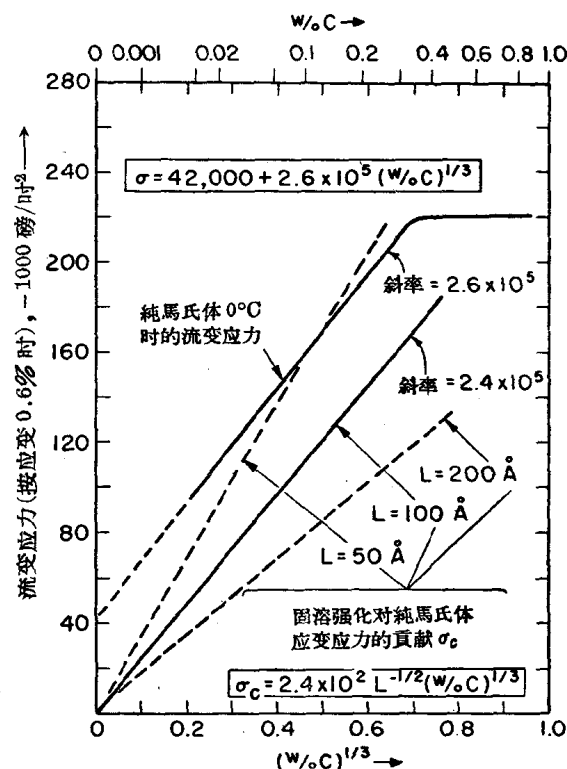


图 19 0°C 时, Fe-Ni-C 合金中純馬氏体的流变应力和含碳量立方根的关系, 以及按三种位錯长度(L)計算所得的固溶强化对馬氏体流变应力的贡献 σ_c (Winchell 和 Cohen)**

* 数据比原始理論及計算值更符合

** 图 19 中 $\sigma = 42,000 + 2.6 \times 10^5 (W\% \text{C})^{1/3}$, σ 应作 σ_{00} 原图有誤——譯者注

相当于50个Fe原子中或25个单位晶胞中大约有一个碳原子,又因为 $(25)^{1/3} \approx 3$,故每三个单位晶胞在任意方向上有一个碳原子,所以,含碳量高于0.4%的应力场可能相互抵消。此外,也可能因碳原子相互靠得太近,位错不能在非常小的尺度内弯曲,而且位错芯部也将居留更多的碳原子(图18),这样就得到了一种目前尚无法计算的交互作用。

附 誌

我們現在所发现的在淬火硬化钢中起作用的基本强化机理为:1)马氏体点阵为碳所固溶强化,2)在构成马氏体的基本强度和确定碳致强化作用比例系数方面精细结构的伴生作用,以及3)由扩散所控制的碳原子重新分布过程所引起的附加强化。

虽然我们曾费了很大的劲来防止第三个强化机理对另外两个机理的基本性质的干扰,但是,正如我们早就提到的,在正常的淬到室温的淬火硬化过程中都会出现碳化物的沉积,并无疑在随后的时效过程中继续沉淀。按照图16,时效硬化状态比纯粹的固溶状态的强度提高25%左右,因此,可以推论时效硬化毕竟比固溶强化更重要,但是下这样的结论将是愚蠢的。在时效的初阶段,析出的碳化物为 ϵ 相,此时马氏体相中的含碳量仅贫化成0.25%左右,又从图16,我们看到0.25%马氏体的流变应力已达高碳水平所能达到的最大值的90%,由此可以说明,在时效状态下,固溶强化对强度的贡献极为重要。

剩下来我们还需要考虑些什么其他因素呢?这里,我们也许需要研究马氏体尺寸的相对重要性。Schametz和Zackay^[43]业已指出,对这一参数的研究可通过系统地改变奥氏体晶粒的大小来实现。Grange^[44]曾在差别非常大的晶粒尺寸范围内,测量了AISI 8650钢回火马氏体的性质(回火温度205°F, 400°F,晶粒尺寸从No. 5到No. 15,后者的直径较前者小32倍),流变应力的相应提高为50000磅/吋²左右。但是,在钢中通常所遇到的晶粒尺寸范围内(晶粒直径的变化只有5倍),晶粒大小对屈服强度的影响将是十分小的,所以,很清楚,它不是基本强化机理的主要方面。此外,冶金因素倒可能是对断裂过程起作用的一个真正重要的因素,对此当然应予注意。

关于在奥氏体正要转变为马氏体前的机械加工(Ausforming)使屈服强度提高的原因,看来愈加不可能是由马氏体片的细化所引起。Grange和Mit-

chell^[45]曾观察到,在范性形变的奥氏体中,延伸了的晶粒反而使马氏体片变得粗大,而且即使片的尺寸随奥氏体晶粒横截面的大小(指尺寸较小的那个截面)正比地减少,那末当沿板的厚度方向的形变度为50%时,其细化因子也只有2;形变度75%时细化因子等于4;形变度80%时细化因子等于5。对于温加工(Ausforming)强化更有意义的假设是:马氏体承袭了畸变奥氏体内的缺陷,这些缺陷又提供了随后时效过程中碳化物沉淀的高密度的生核位置,因此,就可能得到比一般淬火更加强烈的弥散硬化效应。

一个特别生动的例子是如Stephenson^[46]所报导的马氏体的应变时效*,这时,可用形变热处理方法巧妙地控制碳化物的弥散度对强化的作用。如果把时效后(205°F, 400°F)的AISI 4340钢的马氏体形变3%,然后再在205°C时效,则屈服强度从228000提高到325000磅/吋²,而抗拉强度从284000提高到325000磅/吋²。应变时效使钢强度的显著提高说明了碳化物的重新溶解和重新沉淀;因而得到了比普通时效更加细的弥散状态^[46]。

最后,我们只能简略地提一提合金元素的补充作用。如果撇开熟知的合金元素在提高淬透性方面的作用不谈,合金元素也能通过时效对碳化物沉淀过程的控制直接地影响钢的强化。但如果合金元素不能提高钢的最大强度的话,那末它的作用还主要在于使强度和韧性具有良好的配合来提高它的有效强度。当然,这方面的問題对高强度钢的工艺利用是重要的,但这里不能详述了。

参 考 文 献

- [1] A. G. Sisco: Réaumur's Memoirs on Steel and Iron (A translation from the Original Printed in 1722) University of Chicago Press, Chicago, Illinois, 1956.
- [2] A. Sauveur: Metallurgical Reminiscences, AIME Maple Press Co., York, Pa, 1937.
- [3] H. M. Howe: The Metallurgy of Steel, The Scientific Publishing Co., New York & London 1890.
- [4] F. Osmond: On the Critical Points of Iron & Steel. JISI. 1890, No. 1, p. 38.
- [5] H. M. Howe: The Hardening of Steel, JISI 1895 Vol. 48 No. II, p. 258.

* 即使“马氏体应变时效”的强化机理可能和“铁素体应变时效”的强化机理在类型和程度上有所不同,但“马氏体应变时效”这个词仍与“铁素体应变时效”相似

- [6] F. Osmond: Méthode générale pour l'analyse micrographique des aciers au carbone, Bull. Soc. d'Encouragement pour l'Industrie Nationale 1895, Vol. 10, p. 480; F. Osmond & J. E. Stead: Microscopic Analysis of Metals, Charles Griffin & Co. London, 1901.
- [7] H. M. Howe & A. Sauveur: Further Notes on the Hardening of Steel JISI 1896, Vol. 49, No. 1, p. 170.
- [8] A. Sauveur: The microstructure of Steel & The Current theories of Hardening, AIME Trans. 1896, Vol. 26, p. 863.
- [9] H. M. Howe: Iron Steel & Other Alloys, Published by Albert Sauveur, Cambridge, Mass.: 1st. Ed. 1903; 2nd Ed. 1906.
- [10] H. M. Howe: Metallography of Steel & Cast Iron, McGraw-Hill Book Co. New York, 1916.
- [11] A. Sauveur: The Current Theories of the Hardening of Steel Thirty Years Later. AIME Trans. 1926, Vol. 70, p. 859.
- [12] B. A. Bilby & J. W. Christian: The Mechanism of Phase Transformations in metals, Institute of Metals Monograph & Report Series No. 18, p. 121, 1955.
- [13] L. Kaufman & M. Cohen: Thermodynamics & Kinetics of Martensitic Transformations, Progress in Metal Physics 1958, Vol. 7, p. 165.
- [14] R. F. Bunshah & R. F. Mehl: Rate of Propagation of Martensite, AIME Trans. 1953, Vol. 197, p. 1251.
- [15] M. Cohen: Nucleation of Solid-State Transformations, AIME Trans. 1958, Vol. 212, p. 171.
- [16] P. M. Kelley & J. Nutting: The Morphology of Martensite. J. Iron & Steel Inst. 1961, Vol. 197, p. 199.
- [17] C. S. Roberts: Effect of Carbon on the volume Fractions & Lattice Parameters of Retained Austenite & Martensite; AIME Trans. 1953, Vol. 197, p. 203.
- [17a] E. S. Kaminsky & M. D. Perkas: Problemy metalloveniga i fiziki metallov 1949, Vol. 1, p. 211. 俄原文. И. С. Каминский и М. Д. Перкас: Проблемы Метал. и Физ. Металлов. том 1(1949), 211. (——譯者注)
- [18] P. G. Winchell & M. Cohen: The Strength of Martensite, Submitted to Trans. ASM. 1962.
- [19] H. Lipson & A. M. B. Perker: Structure of Martensite, J. Iron Steel Inst. 1944, Vol. 149, p. 123.
- [20] Г. Б. Купрюмов: J. Phenomena Occurring in the Quenching & Tempering of Steels, J. Iron Steel Inst. 1960, Vol. 195, p. 26.
- [21] M. P. Arbusov: Doklady Akad. Nauk Vol. 90, p. 375. (原文) М. П. Арбузов. Л. И. Ясак и Е. Г. Нестренко: Доклады Акад. Наук. СССР том 90 (1953) p. 375. (——譯者注)
- [22] P. Stark. B. L. Averbach, & M. Cohen: Internal Friction Measurements on Tempered Martensite, Acta Met. 1956, Vol. 4, p. 915.
- [23] J. L. Burns: Classification of Alpha Iron-Nitrogen & Alpha Iron-Carbon as Age-hardening Alloys, AIME Trans. 1934, Vol. 113, p. 239.
- [24] M. Richman: Private Communication.
- [25] H. Warlimont: Private Communication.
- [26] F. E. Werner, B. L. Averbach, & M. Cohen: The Tempering of Iron-Carbon Martensite Crystals, Trans. ASM 1957, Vol. 49, p. 823.
- [27] M. P. Arbusov (М. П. Арбузов): (Доклад Акад. Наук.) 1950, том 74, p. 1085. (——譯者注)
- [28] E. C. Bain & H. W. Paxton: Alloying Elements in Steel. ASM, Metals Park, Ohio, 2nd Ed. p. 37, 1961.
- [29] G. Krauss, Private Communication.
- [30] C. S. Roberts, B. L. Averbach, & M. Cohen: The Mechanism & Kinetics of the First Stage of Tempering, Trans. ASM. 1953, Vol. 45, p. 576.
- [31] H. W. King & F. G. Glover: Resistometric Study of the First Stage of Tempering, J. Iron Steel Inst. 1959, Vol. 193, p. 123.
- [32] M. Hillert: The Kinetics of the First Stage of Tempering, Acta Met., 1959, Vol. 7, p. 653.
- [33] H. M. Howe, The Heat-Treatment of Steel, Trans. AIME, 1893, Vol. 23, p. 522.
- [34] P. G. Winchell: The Structure & Mechanical Properties of Iron-Nickel Carbon Martensites, Sc. D. Thesis MIT. 1958.
- [35] V. K. Krizkaja, N. M. Nodia & Yu. A. Osipyan: Fiz. Met. 1958, Vol. 6, p. 177. 俄原文: В. К. Крицкая, Н. М. Нодия и Ю. А. Осипьян: физ. мет. 1958, том 6, p. 177. (——譯者注)
- [36] P. A. Flinn: Private Communication.
- [37] E. R. Parker & T. H. Hazlett: Principles of Solution Hardening, Relation of Properties to Microstructure, ASM Cleveland, Ohio, p. 30: 1954.
- [38] J. C. Fisher: Elastic Interaction of Interstitial Atoms in Body Centered Cubic Crystals Acta. Met. 1958, Vol. 6, p. 13.
- [39] N. F. Mott & F. R. Nabarro: Dislocation Theory & Transient Creep, Conf. on Strength of Solids, University of Bristol, Physical Society, London, p. 1, 1948., See also N. F. Mott:

(下接第 54 頁)