

镍铬合金中不全位错的透射 电子显微镜观察*

郭可信 林保军¹⁾

(中国科学院金属研究所)

提 要

对镍铬合金(20%Cr, 1%Al, 2.5%Ti)中层错边界处及共格孪晶界面上的不全位错进行了观察和分析, 结果是:

1. 用 $g \cdot b_p = \pm 2/3$ 或 $\pm 1/3$ 作为不全位错是否显示衍衬是可行的, 但不够严格. 为此, 应尽量选择 {220} 或 {311} 类型衍射成像, 这时 $g \cdot b_p$ 或者等于零, 或者等于整数, 比较容易确定不全位错的柏氏矢量.
2. 共格孪晶界面上有不全位错, 大多数是全位错分解的产物, 成对出现.
3. 平行滑移面上的层错在运动中可以相互重迭. 重迭层错中内禀层错与外禀层错之间的不全位错, 在 $g \cdot b_p = \pm 2/3$ 时无衍衬 (在层错条纹的较强背景下是亮线), 而在 $g \cdot b_p = \pm 1/3$ 时显示衍衬 (暗线).

镍铬合金的层错能适中, 经常可以观察到全位错的运动及全位错之间的反应^[1], 有时也还可以观察到一些层错及不全位错. 我们除了对一些典型的不全位错进行了衍衬分析外, 还对两个平行滑移面上的重迭层错 (overlapping faults) 间的相对运动以及由此而产生的不全位错的衍衬变化, 进行了透射电子显微镜观察. 合金中含 20% Cr, 1% Al 和 2.5% Ti, 试验方法见文献 [1].

一、层错两端处的不全位错的衍衬分析

图1 (见图版 I) 是膜面法线方向接近 [011] 的合金薄膜在不同衍射条件下得到的透射电子显微像, 在 (111) 滑移面上除了有全位错外, 还有层错及在它的两个边缘处的不全位错. 显然, 选择不同衍射 (g 是衍射矢量) 得出不同的 $g \cdot b_p$ (b_p 是不全位错的柏氏矢量) 及 $g \cdot R$ (R 是层错的位移矢量), 这就会使层错条纹及不全位错的衍衬像或者出现, 或者不出现. 在面心立方点阵中, $R = \frac{1}{6} \langle 112 \rangle$ (Shockley 不全位错) 或 $\frac{1}{3} \langle 111 \rangle$ (Frank 不全位错), 而 g 的指数或为全奇或为全偶. 在这种情况下, $g \cdot R$ 只能是 $n/3$, 其中 n 是任意整数. 显然, 当 n 为 3 的倍数时, 层错引入的位相差 $2\pi g \cdot R$ 是 2π 的整数倍, 因此无附加的衍衬效应, 不出现层错条纹, 见图 1(c) 及 1(d); 而当 $g \cdot R$ 不等于整数时, 层错就

* 1979 年 2 月 26 日收到.

1) 本工作的实验部分是在 1966 年完成的, 当时林保军同志在金属研究所工作.

显示衍衬条纹,见图 1(a)及 1(b)。层错与完整晶体之间一般由两个不全位错分开,这在图 1(c)中清晰可见。在图 1(b)及 1(d)中只有层错的左边或右边的不全位错才显示衍衬像,而在图 1(a)中则全然不见。

表 1 图 1 中不全位错的衍衬分析

图 1	$\begin{matrix} R \\ \text{或} \\ b_p \\ g \end{matrix}$	$g \cdot R$ 或 $g \cdot b_p$				观察结果		
		$\pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$	$\pm \frac{1}{6} [\bar{1}2\bar{1}]$	$\pm \frac{1}{6} [2\bar{1}\bar{1}]$	$\pm \frac{1}{3} [111]$	层错条纹	不全位错像	
							左	右
(a)	200	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$	+	-	-
(b)	$\bar{1}\bar{1}1$	$\pm 2/3$	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$	$\pm 1/3$	+	+	-
(c)	022	∓ 1	± 1	0	0	-	+	+
(d)	$\bar{3}1\bar{1}$	0	± 1	∓ 1	∓ 1	-	-	+

表 1 列举了图 1 的观察结果以及相应的 $g \cdot b_p$ 和 $g \cdot R$, + 表示观察到层错条纹或不全位错衍衬像,否则以 - 表示。根据 Howie 及 Whelan^[2] 的计算,当 $g \cdot b_p = \pm 1/3$ 及零时,不全位错无衍衬像,而当 $g \cdot b_p = \pm 2/3$ 及非零的整数时,不全位错显示衍衬像。由表 1 中的对比不难看出,不全位错的柏氏矢量只能是 $\pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$ 及 $\pm \frac{1}{6} [\bar{1}2\bar{1}]$ 。实际上,仅从图 1(c) 就可以排除 $b_p = \pm \frac{1}{6} [2\bar{1}\bar{1}]$ 及 $\pm \frac{1}{3} [111]$ 的可能性,因为在这种情况下 $g \cdot b_p = 0$,而图 1(c) 中两个不全位错均显示衍衬像。这不但证明不全位错不是 Frank 不全位错而是 Shockley 不全位错,并且说明它们是由柏氏矢量为 $\pm \frac{1}{2} [0\bar{1}1]$ 的全位错分解得出的,如

$$\pm \frac{1}{2} [0\bar{1}1] = \pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2] \pm \frac{1}{6} [\bar{1}2\bar{1}]. \quad (1)$$

应当指出,在确定不全位错的柏氏矢量时,最好选用 $g \cdot R$ 为整数的衍射,如 $g = 022, \bar{3}1\bar{1}$ 或 $\bar{3}\bar{1}1$, 这时层错条纹不出现,可以比较容易而准确地判断不全位错是否显示衍衬像,如图 1(c) 及 1(d)。否则,由于层错条纹的出现及干扰,有时难以判断是否有不全位错的衍衬像出现。此外,还有一个重要原因。 $g \cdot b_p = \pm 2/3$, 不全位错显示衍衬像是一个过于简单的判据,实际情况要远较此为复杂,有时不全位错并不显示衍衬像。除了 $g \cdot b_p$ 外,还应考虑偏离布喇格衍射位置的程^[3-5],甚至还需要根据实验条件用电子计算机计算不全位错的衍衬像并与实验结果进行对比^[6]。而当 $g \cdot R$ 是整数时, $g \cdot b_p$ 也是整数,我们很容易根据 $g \cdot b_p$ 是否等于零判断不全位错是否显示衍衬像。

层错条纹间的距离大约相当于动力衍射效应中的消光距离。对镍而言,200 衍射的消光距离是 302 埃, $\bar{1}\bar{1}1$ 衍射的消光距离是 258 埃。图 1(a) 中的层错条纹共 9 条, $9 \times 302 \approx 2700$ 埃;图 1(b) 中的层错条纹共 11 条, $11 \times 258 \approx 2800$ 埃。这就是膜的厚度,与我们使用的加速电压 150kV 所能穿透的镍合金膜的厚度相当。

二、共格孪晶界面上不全位错的衍衬分析

面心立方金属的孪晶面与滑移面相同,都是 $\{111\}$, 这是两个互为孪晶的晶体的共格

界面,一般称为共格孪晶界面. 图 2(a) (见图版 II) 中有两个互为孪晶的晶体, 中间有一个共格孪晶界面 (111). 晶体 I 接近满足布喇格衍射条件 ($g_1 = 11\bar{1}$), 而晶体 II 则否. 在这种情况下, 孪晶界显示楔形薄膜的等厚干涉条纹.乍看起来, 这与图 1 中的层错条纹很相似, 但它们还是有差别的. 在明场像中, 层错条纹是对称的, 膜的上下表面处的条纹有相同的衍衬, 并且都很清晰 (图 1(a)); 而孪晶条纹则不是这样, 由于晶体的吸收作用, 干涉条纹在膜的一侧清晰, 在另一侧则逐渐消失.

在图 2(a) 中共格孪晶界面上有一些位错, 其衍衬像由于受到等厚干涉条纹的干扰而不甚清晰. 但是尽管如是, 我们还可以分辨其中有两组位错, 一组 (X) 的衍衬很弱, 另一组 (Y) 有较强的衍衬, 显然它们是属于柏氏矢量不同的两组位错. 为了确定共格孪晶界面上位错的柏氏矢量, 我们分别选 $\bar{2}20$ 及 $02\bar{2}$ 衍射成像. 在这种情况下, 两个晶体都满足布喇格衍射条件¹⁾, 共格孪晶界面不显示等厚干涉条纹, 位错的衍衬像比较清晰, 如图 2(b) 及 2(c) (见图版 II) 所示. 在图 2(c) 中可以看出, 除个别位错 (用 s 标明) 外, 其它均成对出现, 其中的一组 (X) 仅在图 2(b) 中显示衍衬, 另一组 (Y) 则在图 2(a) 中有较强的衍衬. 表 2 是 (111) 面上全位错及不全位错的衍衬分析结果: 在用 $g = \bar{2}20$ 得到的图 2(b) 中仅有一组位错线显示衍衬, 另一组不出现, 这与三种全位错的 $g \cdot b \neq 0$ 显然不符, 而只能用不全位错 $b_p = \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$ 满足 $g \cdot b_p = 0$ 来解释. 与图 1(c) 的分析相似, 在 $g = 02\bar{2}$ 的情况下, 图 2(c) 中两组位错线都出现, 这就排除了 $b_p = \pm \frac{1}{6} [2\bar{1}\bar{1}]$ 的可能性. 由上述分析可以确定两组位错都是不全位错, 一组 (Y) 的柏氏矢量是 $\pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$, 另一组 (X) 的柏氏矢量是 $\pm \frac{1}{6} [\bar{1}2\bar{1}]$. 在图 2(a) 中, 前者有较强的衍衬 ($g \cdot b_p = \pm 2/3$), 后者的衍衬较弱 ($g \cdot b_p = \pm 1/3$), 但并未完全消失. 这一点充分说明, 用 $g \cdot b_p = \pm 1/3$ 作为不全位错无衍衬的判据是不够严格的.

根据 Gleiter 及 Klein 的分析^[7], 共格孪晶界面处的层错能只有基体的 2%, 全位错很容易分解, 因此在这种界面上经常可以观察到成对的不全位错^[7-10]. 图 2 中成对的两组不全位错可以看作是 (1) 式中的全位错分解得到的. 仔细观察还可以发现, 有一些成对的位错还有束集 (constriction) 并互相交换位置 (在图 2 中用箭头标明). 这就会使两个不全位错间的层错有不同性质, 在束集的一边是内禀层错, 另一边是外禀层错. 产生束集及不全位错交换位置的原因还不清楚, 但由此可以看出镍铬合金中内禀层错与外禀层错在能量上不会有较大的差别, 这与前人在铜合金^[7]及银合金^[11]中得到的结论是一致的.

图 2 的共格孪晶界面上除了有成对的不全位错可以用 (1) 式中的全位错分解来解释

1) 以 $[111]$ 为二次旋转轴的李晶指数变换矩阵是

$$\frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 2 & 1 & 2 \\ 2 & 2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

在立方晶系中, 这既适用于点阵方向指数的变换, 也适用于点阵平面指数或倒易点阵矢量指数的变换. 显然, $g_1 = \bar{2}20$, $g_{11} = \bar{2}20$; 对于 $02\bar{2}$ 也是如此. 此外,

$$b_1 = \frac{1}{2} [1\bar{1}0], \quad b_{11} = \frac{1}{2} [1\bar{1}0]; \quad b_1 = \frac{1}{6} [411], \quad b_{11} = \frac{1}{2} [0\bar{1}\bar{1}].$$

表2 图2中不全位错的衍衬分析

图 2	b_p 或 b g	$g \cdot b_p$			$g \cdot b$			观察结果位错衍衬象	
		$\pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$	$\pm \frac{1}{6} [\bar{1}2\bar{1}]$	$\pm \frac{1}{6} [2\bar{1}\bar{1}]$	$\pm \frac{1}{2} [1\bar{1}0]$	$\pm \frac{1}{2} [10\bar{1}]$	$\pm \frac{1}{2} [01\bar{1}]$	X	Y
(a)	11 $\bar{1}$	$\mp 2/3$	$\pm 1/3$	$\pm 1/3$	0	± 1	± 1	弱	+
(b)	$\bar{2}20$	0	± 1	± 1	∓ 2	∓ 1	± 1	+	-
(c)	02 $\bar{2}$	∓ 1	± 1	0	∓ 1	± 1	± 2	+	+

外,还有个别的单个不全位错(在图中用S标明),它在不同衍射成像条件下的行为完全与Y组不全位错相同。换句话说,它是 $b_p = \pm \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$ 的不全位错,但又不是从(1)式中的全位错分解得出的。近来的一些试验表明^[12-15],当一个全位错运动到共格孪晶界面并进入到孪晶中去时,除了产生交滑移如^[1]

$$\frac{1}{2} [1\bar{1}0]_{\text{晶I}} = \frac{1}{2} [1\bar{1}0]_{\text{晶II}}, \quad (3)$$

还会由于全位错在两个晶体中有不同的柏氏矢量

$$(b_I = \frac{1}{2} [101], \quad b_{II} = \frac{1}{2} [0\bar{1}\bar{1}]),$$

而在共格孪晶界面上留下一个不全位错($b_{I,II} = \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]$),如

$$b_I = b_{II} + b_{I,II},$$

$$\frac{1}{2} [101]_{\text{晶I}} = \frac{1}{2} [0\bar{1}\bar{1}]_{\text{晶II}} + \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}2]_{\text{晶I,II}}, \quad (4)$$

式中的 $\frac{1}{2} [0\bar{1}\bar{1}]_{II} = \frac{1}{6} [411]_I$,已如前述。单个不全位错实际上是共格孪晶界面上的一个高为 $\frac{1}{3} \langle 111 \rangle$ 的台阶,也就是一层 $\{111\}$ 面上的非共格孪晶界面,它的运动会增加或减少一层孪晶的 $\{111\}$ 面。

三、重迭层错与不全位错

在镍铬合金中,除了单个层错的运动外,我们还观察到在平行滑移面上重迭层错的运动(图3)(见图版III)。从两个或几个重迭的层错间的相对运动,还观察到界于内禀层错

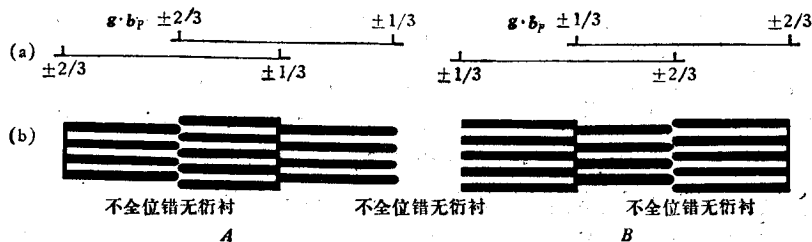


图4 图3中重迭层错A与B的示意图

与外禀层错间界处的不全位错的衍衬变化,比较直观地阐明了这个问题。

在图 3 中有一些重迭的和单个的层错向右运动。在运动过程中,层错有时扩张,有时收缩,如图 3 中的重迭层错 B 在显著扩张后甚至与另一个单个层错 C 重迭(比较图 3(b) 及 3(c)),后又分开(图 3(d))。单个层错与基体的衍射的相差是 120° 或 240° 。如两个层错都产生 120° 相差,重迭部分就产生 240° 相差。反之,如两个层错都产生 240° 相差,则重迭部分的相差是 $480^\circ \rightarrow 120^\circ$ 。比较图 3 中 A 及 B 两组重迭层错就可以说明这一点。尽管没有进行细致的衍衬分析,但从层错条纹的明暗分布就可以看出, A 中重迭部分的明暗条纹与两侧未重迭部分的明暗条纹适相反, B 中的情况也是这样。进一步地仔细对比还可以发现, A 及 B 两组重迭层错的明暗条纹又正好相反, A 中重迭部分的明暗条纹与 B 中未重迭部分的明暗条纹相同,而 A 中未重迭部分的明暗条纹又与 B 中重迭部分相同,见图 4。

众所周知,两个相邻的内禀层错相重迭就会在重迭部分产生一个外禀层错。相隔几层的两个内禀层错相重迭,也会在重迭部分产生与外禀层错相似的衍衬。根据 Head 等对重迭层错衍衬像的计算(文献[6], 279 页),两个层错一般只隔一到三层,而以相邻两层间的重迭层错与实验符合最佳。因此,我们一般可以把两个重迭的内禀层错当作一个外禀层错来处理。内禀层错与外禀层错之间也是由不全位错分开来的,不过在这种情况下,不全位错显示反常的衍衬效应,它与一个单个层错两端的不全位错的衍衬效应正好相反^[11]。当 $g \cdot b_p = \pm 2/3$ 时,无衍衬像,如图 3(a) 中 A 中重迭部分的左边缘,或图 3(d) 中 B 中重迭部分的右边缘,在层错的较强的衍衬背底上,不全位错有如一条亮线,实际上它与基体的衍衬基本相同,属于无衍衬效应(见图 4)。而当 $g \cdot b_p = \pm 1/3$ 时却显示衍衬像,如 A 中重迭部分的右边缘或 B 中重迭部分的左边缘处的暗线。

由于层错重迭而产生的不全位错衍衬像的变化可从层错的运动和重迭的过程中得到直观的见证。在图 3(b) 中,层错 B 及 C 未重迭,而当拍摄图 3(c) 时它们部分重迭。在图 3(b) 中,层错 C 的左端的不全位错无衍衬,但在图 3(c) 中这根不全位错在重迭部分变为有衍衬的暗位错线,而它在未重迭部分却仍然无衍衬(见示意图 5)。层错 B 的右端处的

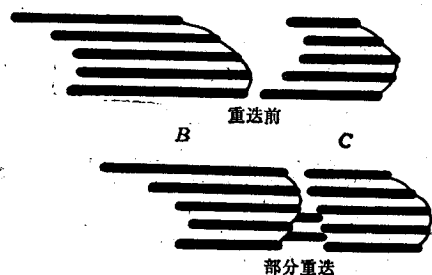


图 5 图 3(b) 及 (c) 中 B 与 C 在运动过程中部分重迭的示意图,不全位错在重迭部分及未重迭部分有不同的衍衬

不全位错在图 3(b) 中有衍衬,但在与 C 重迭部分局部变为无衍衬(图 3(c) 中为亮位错线),而未重迭部分仍保持原来的衍衬。待拍摄图 3(d) 时,层错 B 及 C 又复分开,不全位错的衍衬又恢复到图 3(b) 中的情况。

在重迭层错 A 与 B 中,不但层错条纹适相反,它们的不全位错也有完全相反的衍衬,图 4 是其示意图。 $g = 200$, 从表 1 所列的 Shockley 不全位错的 $g \cdot b_p$ 来看,有两个是 $\pm 1/3$, 一个是 $\pm 2/3$, 因此单个层错两端的不全位错或者都无衍衬,或者只有一端的不全位错显示衍衬($g \cdot b_p = \pm 2/3$)。重迭层错 A 与 B 都属于后一情况,并且都是由在平行滑移面上有相同柏氏矢量的两个全位错分解为扩展位错并相重迭的结果。不过,这两组重迭层错的明暗条纹及不全位错的衍衬不同,说明它们是

由柏氏矢量不同的全位错分解得到的。

参 考 文 献

- [1] 郭可信、林保军, 物理学报, **27**(1978), 729.
- [2] A. Howie and M. J. Whelan, *Proc. Roy. Soc.*, **A267** (1962), 206.
- [3] L. M. Clarebrough and A. J. Morton, *Aust. J. Phys.*, **22** (1969), 351; 371.
- [4] L. M. Clarebrough, *Aust. J. Phys.*, **24** (1971), 79.
- [5] J. M. Edington, *Interpretation of Transmission Electron Micrographs*. (MacMillan Press, 1975), 17.
- [6] A. K. Head, P. Humble, L. M. Clarebrough, A. J. Morton and C. T. Forwood, *Computed Electron Micrographs and Defect Identification*, (North-Holland Publishing Company, 1973), 225.
- [7] H. Gleiter and H. P. Klein, *Phil. Mag.*, **27** (1973), 1009.
- [8] D. E. Barry and S. Mahajan, *Phil. Mag.*, **23** (1971), 727.
- [9] P. H. Pumphrey and K. M. Bowkett, *ibid.*, **24** (1971), 225.
- [10] A. J. Ardell and R. C. McDonald, *ibid.*, **29** (1974), 1413.
- [11] P. C. J. Gallagher, *Phys. Stat. Sol.*, **16** (1966), 95.
- [12] K. S. Raghavan, A. S. Sastri and M. J. Marcinkowski, *Trans. AIME*, **245** (1969), 1569.
- [13] L. Rémy, *Acta Met.*, **25**(1977), 711.
- [14] P. R. Howell and A. R. Jones, *J. Mater. Sci.*, **13** (1978), 1830.
- [15] J. Layten, O. Arkens and L. Delaey, *Z. Metallkunde*, **69** (1978), 370.

A TEM STUDY OF PARTIAL DISLOCATIONS IN A NICKEL-CHROMIUM ALLOY

GUO KE-XIN LIN BAO-JUN

(Institute of Metal Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

The partial dislocations bordering a stacking fault and appearing on a coherent twin boundary in a Ni-Cr alloy (20% Cr, 1% Al, 2.5% Ti) were studied by TEM and the findings are as follows:

1. The using of $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b}_p = \pm 2/3$ or $\pm 1/3$ as the criterion of appearance or disappearance of partial dislocations is acceptable, though not rigorous. Therefore, it is preferable to choose $\{220\}$ or $\{311\}$ reflections to form diffraction contrast image and use $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b}_p = 0$ to determine the Burgers vectors of the partial dislocations.
2. Partial dislocation pairs appeared on coherent twin boundaries as a consequence of the dissociation of perfect dislocations.
3. Stacking faults on parallel slip planes move and sometimes overlap each other. In overlapping faults the partial dislocations separating intrinsic and extrinsic faults showed no contrast when $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b}_p = \pm 2/3$ and appeared as white lines on the dark background of stacking faults, while they appeared as dark lines when $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b}_p = \pm 1/3$.