

鉬单晶体中亚晶界位錯結構的研究*

馮 端 李 齊 閔 乃 本
(南京大学物理系)

提 要

本文应用蝕象法对电子束浮区区熔法制得的原生态鉬单晶体中的亚晶界位錯結構进行了直接觀測。对于实验結果进行了細致的分析，并与亚晶界的 Frank 公式的一些預期結果比較，全面地証实了理論預測。

对(111)面上平行蝕綫方向的測量表明，它們大体沿着 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 刃型位錯的滑移面及攀移面的交綫，从而証实了它們是这种位錯所組成的一組位錯傾側型晶界。通过对蝕斑三叉亚晶界的分析，检验了推广后的 Read-Shockley 公式，同时表明存在着两組位錯的傾側晶界。

对于(111)面上觀察到的 15 組蝕綫網絡进行了分析，結果表明其中 5 組是 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle/\langle 100 \rangle$ 网络，9 組是 $\langle 100 \rangle/\langle 110 \rangle$ 网络。分析中，除去应用 Carrington 等所发展的极图分析法以外，我們还根据 Frank 公式所規定的网綫間距的关系式，提出了进一步定量检验的分析方法。实践證明，当极图分析不能获得唯一的結果时，这种定量检验法可以有效地确定位錯网络的 Burgers 矢量。

此外，我們还觀察到奇位錯和亚晶界交互作用的事例，特別是奇位錯在亚晶界上引起“台阶”以及夹杂物和亚晶界交互作用的迹象。不同类型的亚晶界交接以及非平衡态的亚晶界也是經常可以觀察到的。

以上結果表明，蝕象法对于定量地研究原生态晶体中的亚晶界位錯結構是极其有效的，其能力并不亚于电子显微鏡薄膜透射法。

一、引 言

在原生状态或形变后經過退火的晶体中，位錯往往排列成长程应力場消弛的組态，构成单晶体内部的亚晶界。Frank 首先提出了描述亚晶界位錯結構的基本公式^[1]，并且具体分析了面心立方晶体中位錯网络的几何規律^[2]。其后，Amelinckx 与 Dekeyser 全面地論述了亚晶界位錯結構的几何学，并且推导了面心立方及体心立方晶体中亚晶界的基本类型^[3,4]。这样就为亚晶界位錯結構几何学的研究打下了理論基础。而近年来，大量的位錯直接觀測又从实验方面提供了丰富的資料。Amelinckx 用綴飾法細致地研究了 NaCl 及 KCl 晶体中亚晶界的位錯結構^[5-7]，全面地証实了位錯理論所作的預測。关于金属晶体中亚晶界位錯結構的知識，主要是来自电子显微鏡薄膜透射法的觀測，例如，Carrington 等^[8]及 Ohr 等^[9]分析了 α -鐵中的位錯网络，Hull 等^[10]分析了鉬中的位錯网络；另外，浸蝕法也提供了一些結果^[11-13]；但总的看來，还缺乏全面而深入的研究。本文主要介紹应

* 1963 年 11 月 9 日收到。

用蝕象法在原生状态鉬单晶体中的直接觀測結果。

二、亚晶界基本类型的理論預測

根据长程应力場消弛的条件, 亚晶界的位錯結構應該滿足 Frank 公式:

$$\mathbf{d} = (\mathbf{r} \times \mathbf{u})\theta. \quad (1)$$

其意义如下: 令晶界面法綫矢量为 \mathbf{v} ; \mathbf{u} 为沿旋轉軸的单位矢量(这里, 我們取 \mathbf{v} 所指的半晶体不动, 而用另外半晶体所作的相对旋轉来确定旋轉軸方向); θ 表旋轉角, 則当我们 在晶界面內作一任意矢量 \mathbf{r} 时, 与 \mathbf{r} 相交截的所有位錯的 Burgers 矢量总和 \mathbf{d} 即如上式。 Burgers 矢量的方向根据 Frank 慣例确定。

Amelinckx 与 Dekeyser 曾根据 Frank 公式全面地分析了面心立方晶体中亚晶界的一些主要类型^[3,4], 对于体心立方晶体的情况也作了一些分析^[4]。我們对体心立方晶体中亚晶界主要类型的分析作了一些补充, 茲列于表 1 中。必須指出, 在体心立方晶体中, $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 及 $\langle 100 \rangle$ 分別是最短、次短的点陣平移矢量, 因而也是最可能存在的 Burgers 矢量。 $\langle 110 \rangle$ 位錯也可以通过两个 $\langle 100 \rangle$ 位錯的反应而产生。現有的實驗結果^[8-13] 表明, 这三种 Burgers 矢量的位錯都确实存在而被觀察到过, $\langle 110 \rangle$ 位錯往往不单独出現而是在 $\langle 100 \rangle$ 位錯組成的网络中由位錯反应而生成。因而, 为簡便計, 分析中我們只考慮了以 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 及 $\langle 100 \rangle$ 为基本成員的情况。

三、实 驗 方 法^[14]

實驗中应用的鉬单晶体是用电子束浮区区熔法制得的, 一般均經過两、三次区熔。位錯密度(用数蝕斑密度方法測得)約為 10^5 — 10^6 cm^{-2} 。

我們运用体积比为 30:6:13 的甲醇、硫酸、盐酸的混合液作为电解抛光剂和电解浸蝕剂。在适当的条件下, 电解浸蝕可以显示出与觀察面相交的位錯的露头(蝕斑)以及与觀察面平行或几近平行的位錯綫(蝕綫)。本工作中被觀察的样品是原生状态的鉬单晶体, 觀察面主要是 $\{111\}$ 晶面和与之成較小角度的晶面。当电压为 8 伏、电流密度为 0.4 安/厘米² 时, 觀察面即能得到好的抛光; 电压为 2.5 伏、电流密度約 80 毫安/厘米² 时, 即能得到清晰的位錯蝕斑和位錯蝕綫。浸蝕速度約为 500—600 Å/秒。

运用上述方法, 觀察到了大量亚晶界的浸蝕图象, 如晶界面与觀察面成較大角度时的位錯蝕斑列, 晶界面与觀察面几近平行的平行位錯蝕綫組及位錯蝕綫網絡, 以及亚晶界和亚晶界交接的三維图象。

四、实 驗 結 果 和 分 析

1. 平行蝕綫的分析

当觀察面接近于 (111) 面时, 常可以觀察到許多平行蝕綫組(見图 1, 2)¹⁾。对照表 1 可知, 这些平行蝕綫組很可能是 $\frac{1}{2}[111]$ 刀型位錯所組成的一組位錯傾側亚晶界的蝕象。为检验这一假定, 我們将实測出的蝕綫方向汇列在 (111) 面的极图上(图 3), 值得注意

1) 本文各图附于文后。——編者

表 1 体心立方晶体中亚晶界位错结构的主要类型

位错的 Burgers 矢量	晶界面法线矢量 ν	旋转轴矢量 \mathbf{u}	晶界类型	位错线方向	晶界类型代号	位错排列组态
一组 $\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle h k 0 \rangle$	(对称倾侧型) (一类位错倾侧型)	$\langle h k 0 \rangle$	(a ¹)	全部平行
		$\langle h k l \rangle \cdot \nu = 0$	对称倾侧型	$\langle h k l \rangle$	(a ²)	
一组 $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle h k l \rangle$	(不对称倾侧型) (二类位错倾侧型)	$\langle h k l \rangle$	(b ¹)	全部平行
		$\langle h k l \rangle \cdot \nu = 0$	纯扭转型	$\langle 100 \rangle$	(c ¹)	正方格子或稍有畸变的正方格子
两组 $\langle 100 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2)$	$\langle 100 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2)$	$\langle 100 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2)$	一般型	$\frac{\mathbf{b}_2 \times \langle u v w \rangle}{\mathbf{b}_1 \times \langle u v w \rangle}$	(c ²)	反应出现一段 $\langle 110 \rangle$ 位错而转化为六方格子
	$\langle u v w \rangle$	$\langle u v w \rangle$ $\mathbf{u} \times \langle u v w \rangle \neq 0$	不对称倾侧型	$\langle h k l \rangle$	(b ²)	全部平行
两组 $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2) \cdot \langle u v w \rangle = 0$	$\langle 111 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2)$	$\langle 111 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2)$	纯扭转型	$\langle 112 \rangle$	(c ³)	反应出现一段 $\langle 100 \rangle$ 位错而转化为六方格子
	$\langle u v w \rangle$	$\langle u v w \rangle$ $\mathbf{u} \times \langle u v w \rangle \neq 0$	一般型	$\frac{\mathbf{b}_2 \times \langle u v w \rangle}{\mathbf{b}_1 \times \langle u v w \rangle}$	(c ⁴)	同上
一组 $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ 及一组 $\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$ $(\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2) \cdot \langle u v w \rangle = 0$	$\langle h k l \rangle$ $h u + k v + l w = 0$	不对称倾侧型	$\langle h k l \rangle$	(b ³)	全部平行
三组不同的位错	任 意	任 意	一般型		(d)	

(i) $\langle h k l \rangle$ 指分量为 h, k, l 的矢量, 满足列于表中的相应关系。

(ii) 这里所列均为允许攀移的情况下所得的结果, 这对原生状态或退火状态的晶体具有普遍意义。

(iii) 由于纯扭转型界只是一般型晶界中旋转轴与晶界面垂直的特殊情况, 因而与后着取同样代号。

(iv) 三类位错构成的亚晶界带有关大任意性, 不详加讨论。

的是极点并非杂乱地散布在基圆上，而是密集于某些特定的结晶学方向。在形成倾侧亚晶界的过程中，需要刃型位错同时作滑移和攀移运动，因而平行位错线最可能的方向必为其滑移面与攀移面交线的方向。通过极图中心，作出与位错线方向相正交的直线，则该直线与基圆的交点，即应代表滑移面的极点。查看我们所分析的 25 组平行触线，其中有 17 组对应于 {110} 滑移面，5 组对应于 {112} 面，与极点偏离一般不超过 5°；另有 3 组介于 {110} 和 {112} 极点之间，可能相应于 {123} 滑移面。这和实验测定钼单晶滑移面的结果相符^[15-17]，因而证实了平行触线组是由 $\frac{1}{2}[111]$ 刀型位错组成的一组位错倾侧晶界的假定。

2. 触线网络的分析

在 (111) 面上，我们观察到许多由触线组成的六方网络（见图 4—6）。图象与一般型亚晶界的位错网络很相似。为了确证这些网络是否代表位错网络，并进一步定出网络中各位错线的 Burgers 矢量，我们进行了极图分析和 Frank 公式定量关系的检验。

(1) 极图分析 位错网络的极图分析方法是 Carrington 等人^[8]首先提出的，他们用以分析了电子显微镜薄膜衍射法在 α -铁中观察到的位错网络，其后 Hull 等人^[10]也对钼中的位错网络进行了分析，都获得了成功。极图分析法是由 Frank 公式的下述关系导出的：对应于仅与一组位错相交的 r_i 矢量，Frank 公式变为

$$\left. \begin{array}{l} n_A \mathbf{b}_A = (\mathbf{r}_A \times \mathbf{u})\theta, \\ n_B \mathbf{b}_B = (\mathbf{r}_B \times \mathbf{u})\theta, \\ n_C \mathbf{b}_C = (\mathbf{r}_C \times \mathbf{u})\theta. \end{array} \right\} \quad (2)$$

可以看出， \mathbf{b}_A 、 \mathbf{b}_B 及 \mathbf{b}_C 分别与 \mathbf{r}_A 、 \mathbf{r}_B 及 \mathbf{r}_C 正交，而且三者共面（均与 \mathbf{u} 垂直）。因而作出 \mathbf{r}_i ，就有可能运用上述关系在极图上定出位错线的 Burgers 矢量。此即极图分析法所依据的基本关系。

我们举图 4 中位错网络的分析为例。该网络的网面如图 7(a) 所示，稍有弯曲，左右各稍弯向晶体内部，而上下则为单方向倾斜，因而若将网面近似地看作平面状，则该平面应自上而下地向晶体内部倾侧，图 7(c) 中的 XY 线即为该平面与观察面的交线方向。将这种网面的倾侧在样品的观察面的极图[图 7(c)]上表示出来，相当于 $\beta = 0^\circ$ 及 $\pm 5^\circ$ 的网面即为基圆及 XTY、XSY 大圆。在照片上作出只与一组位错相交的三根 r' 线[见示意图 7(b)]，并将其转移到极图上，它们与上述大圆的交点即为相应网面内的 \mathbf{r} 矢量的极点。作出与该 \mathbf{r} 极点正交的大圆（分别交于 P, O, Q 的三组大圆）。据上所述，相应的 Burgers 矢量应在这些大圆上。从图 7(c) 中可以测出可能的 Burgers 矢量极点与大圆的偏差，结果如下：[001], [010], [011] 组的总偏离为 10° （设网面为大圆 I）； $\frac{1}{2}[11\bar{1}]$, [010], $\frac{1}{2}[\bar{1}11]$ 组的总偏离为 13° （设网面为大圆 III）；[001], $\frac{1}{2}[1\bar{1}1]$, $\frac{1}{2}[\bar{1}11]$ 组与大圆 I 的总偏离为 11° （设网面为大圆 III）（见表 2）；它们都大体满足上述正交和共面要求，因而无法由极图方法唯一决定。

(2) Frank 公式的定量检验 极图分析往往不能获得唯一肯定的结果，例如，我们所分析的 15 组网络中（表 2 中只列出了其中三组的结果），唯一确定的只有 4 组，其余均有两组或两组以上的可能 Burgers 矢量组。为检验分析结果的可靠性，并对不能唯一确定的情况加以甄别，还必须进行 Frank 公式的定量检验。

表2 六方軸線網絡的位錯結構的分析結果

网络编号	线组序号	位错线的 Burgers 矢量	r^* 在观察面上的投影 $r^*(10^{-4}\text{cm})$	Burgers 矢量与实 验值偏差 Δ	网面与观 察面的偏 差角 β	r 与 r' 间夹角 γ	r 与旋转 轴间夹角 φ	$r^*\sin\varphi$ $=1/\theta$	θ	θ^{-1} 与平 均值的百 分偏差	选取的 Burgers 矢量组
								$b\cos\gamma$ 的实验值			
2005C	A	[011]	1.50	3.5°	10°	6°	71.5°	3.30×10^8	1'4"	2	15°
	B	[001]	1.45	5.5°		0°	45°	3.25×10^8		0.5	✓
	C	[010]	1.10	0.5°		10°	61°	3.15×10^8		2.5	
2012	A	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$	2.70	5°	0°	0°	53°	8.25×10^8	23"	4.5	✓
	B	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2.45	3.5°	0°	0°	55°	7.80×10^8		1	
	C	[001]	2.30	3.5°		0°	86°	7.60×10^8		3.5	5°
2011 (图4)	A	[011]		2°		0°	76°	6.10×10^8		6	
	B			同上	1.5°	0°	40°	5.25×10^8		8	
	C				3.5°	0°	50°	5.80×10^8		1	
	A	$\frac{1}{2}[11\bar{1}]$	4.45	1.5°	5°	4°	66°	1.50×10^4	12.5"	3	✓
	B	[010]	5.75	4.5°		0°	82°	1.55×10^4		1.5	
	C	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$	4.45	7°		4°	74°	1.55×10^4		1.5	
	A	[001]		5°		0°	43°	9.60×10^8		7	
	B			同上	4.5°	-5°	3.5°	11.5×10^8		11	
	C				0°		83°	9.90×10^8		4	
	A	[001]		5°		0°	90°	1.40×10^4		7	
	B	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$		同上	1.5°	-5°	3.5°	1.75×10^4		16.5	
	C	$\frac{1}{2}[\bar{1}11]$			4.5°		5°	1.35×10^4		10	

由上所述，极图分析方法只运用了(2)式的正交关系，因而是不全面的。由(2)式不难导出：

$$\frac{r_A^* \sin \varphi_A}{b_A} = \frac{r_B^* \sin \varphi_B}{b_B} = \frac{r_C^* \sin \varphi_C}{b_C}, \quad (3)$$

式中 r_A^*, r_B^*, r_C^* 分别为 $\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \mathbf{r}_C$ 方向上的位错线间隔， φ_A, φ_B 及 φ_C 为 $\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B$ 及 \mathbf{r}_C 与 \mathbf{u} 间夹角。这些参量均可在照片及极图上测出，因而可以直接验证极图分析的结果。

为说明定量检验方法，还以上节图 4 的网络为例。由照片上测出位错线间隔 r_A^*, r_B^*, r_C^* ，考虑到网面与观察面的偏离，真实间隔必须修正为 $r_i^* = r_i^*/\cos \gamma_i$ ， γ_i 为 \mathbf{r}_i 与 \mathbf{r}'_i 间的差角。根据极图分析的结果，对于每一组 Burgers 矢量，找出对应的旋转轴矢量 \mathbf{u} (Burgers 矢量所定平面的法线)，并测出它与相应 \mathbf{r} 间的夹角 $\varphi_A, \varphi_B, \varphi_C$ 。由实测数据可得一系列 $\frac{r^* \sin \varphi}{b}$ 的数值，即可进行验证或甄别，得出肯定的结论。上节所述三种可能情况的结果均列于表 2。其中，Burgers 矢量组为 $\frac{1}{2}[11\bar{1}], [010], \frac{1}{2}[\bar{1}11]$ 者，既满足 Burgers 矢量与 \mathbf{r} 矢量正交的几何条件，又满足 Frank 公式所规定的数值关系。相应的 $\frac{r^* \sin \varphi}{b}$ 的数值分别为 $1.50 \times 10^4, 1.55 \times 10^4, 1.55 \times 10^4$ (即 $\theta \cong 6.55 \times 10^{-5} = 12.5''$)，它们几近相等，与平均值的平均偏差只有 2%，而另外两组的平均偏差达 8% 和 10%。这样就最后排除了不合适的結果，将网络的位错结构唯一地确定了下来。

我们分析了 15 组网络。分析表明，极图分析能唯一确定的情况，定量检验的结果偏差都在 5% 以内，说明极图分析的结果是可靠的；而不能唯一确定的情况，定量检验大都能将问题解决。我们的分析结果中，只有一组未能获得满意结果，可能是尚未到达平衡状态所致。

有肯定结果的 14 组网络中，9 组是 $\langle 100 \rangle / \langle 110 \rangle$ 网络，5 组是 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle / \langle 100 \rangle$ 网络，这跟表 1 所预期的结果相符。

网络面与观察面的偏角 β 是这样确定的，一种是直接根据网络的宽度和透视深度进行计算（透视深度由浸蚀速度及浸蚀时间确定）；一种则是取一系列试探值 $\beta = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, \dots$ ，然后根据分析结果偏离极小的条件来选定（这是 Hull 等工作中所取的方法）。由于浸蚀速度与样品情况及浸蚀条件有关，资料尚不齐全，数据尚有少许波动，因而在我工作的基本采用第二种方法。但也根据第一种方法作了估计，供参考用。一般情况下，两种方法所得之 β 角是大体相符的。

3. 亚晶界的交接

在 $(100), (110)$ 及 (111) 面上，我们观察到许多由三枝触斑列组成的亚晶界交接，而在 (111) 面上，运用触象法也显示了多种亚晶界交接的事例。

对于亚晶界交接的可能类型，Amelinckx 曾经作过细致的理论探讨^[3]。他指出相交的三个亚晶界的旋转矢量之和为零，即 $\sum_i \mathbf{u}_i \theta_i = 0$ ，同时没有位错线会终止在交接线上；从而，他将交接分成位错线平行于交接线，穿过交接线及在交接线上形成结点的三大类型。更进一步，他考虑到亚晶界的具体位错结构，对于 NaCl 结构的晶体中亚晶界交接

的基本類型進行了詳盡的討論。對於體心立方晶體中亞晶界交接基本類型的分析，其理論考慮完全相同，只是由於所需考慮的 Burgers 矢量有兩種，因而分析較面心立方晶體更繁複而已。這裡我們不詳加討論，只簡單報導我們用浸蝕法觀察到的各種交接的事例。

在(100),(110)及(111)面上，常能觀察到許多亞晶界交接的蝕斑圖象。對這種圖象進行分析常常用來驗証 Read-Shockley 公式 $[\theta = b\rho / (\cos \varphi + \cos \psi)]^{[19]}$ ，並確立蝕斑與位錯間的一一對應關係。但過去一般只考慮組成傾側亞晶界的兩組位錯具有大小相等、相互正交 Burgers 矢量的簡單情況，對於一般情況，即位錯線平行但不與觀察面正交、位錯的 Burgers 矢量大小不等亦不相互正交的情況未予考慮。這時，交接條件仍可簡化為 $\sum_i \theta_i = 0$ ，但相應的 θ 表式，即 Read-Shockley 公式形式變了。一般形式的 Read-Shockley 公式不難從 Frank 公式推得：

$$\theta = \frac{b_1 b_2 \rho \sin(\psi_2 - \psi_1)}{\sin \varphi (b_1 \cos \psi_1 - b_2 \cos \psi_2)},$$

式中 ρ 為觀察面內亞晶界 (\mathbf{r}) 上蝕斑的線密度； ψ_1, ψ_2 表 \mathbf{r} 在 $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ 矢量所定平面上的投影 \mathbf{r}_p 與 $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ 間的有向角（從 \mathbf{b} 到 \mathbf{r}_p 的 ψ 為正，反之為負）； φ 為 \mathbf{r} 與位錯線間夾角。

我們舉(110)面上觀察到的一組三叉亞晶界[圖 8(a)]及一組轉向亞晶界[圖 8(b)]為例。假定這些蝕斑列相當於兩組 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 刀型位錯所組成的傾側亞晶界，位錯線與觀察面相正交而與晶界面交線相平行。分析結果表明（見表 3 及表 4），純由 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 位錯構成亞晶界的假定不能滿足 $\sum_i \theta_i = 0$ 的關係。注意到表中同一晶界中的兩組 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ Burgers 矢量有些是互成鈍角的，這不是穩定組態，它們可以通過位錯反應 $\frac{1}{2}[1\bar{1}1] + \frac{1}{2}[\bar{1}11] \rightarrow [001]$ 降低能量，從而變成由一組 $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ 一組 $\langle 100 \rangle$ 位錯組成的亞晶界。表中的分析結果表明，當假定它們已經完成了上述反應時，立即獲得了滿意的結果，最終肯定它們是 $(b^2 b_1^3 b_2^3), (b_1^3 b_2^3)$ 型交接。

圖 9 中三叉亞晶界各列蝕斑的形狀顯著不同，表明不同晶界面內的位錯線不相互平行，因而亦必與晶界面交線相交，其相應空間圖象如示意圖 10 所示，這種交接顯然是 $(b_1 b_2 b_3)$ 型的。

圖 11 是(111)面上的蝕線圖象^[18]。圖中部有一列蝕斑，蝕斑列兩側為密度不等之平行蝕線，左方比右方大，值得注意的是兩者之差正好等於蝕斑的數目。這是一種 T 形交接，兩個亞晶界處於相同晶面上，顯示成蝕線，第三個晶界與觀察面斜交，在露頭處形成蝕斑。按照 Amelinckx^[3] 的理論分析，易知這是一個 $(a_1^2 a_2^2 c^2)$ 型的交接。第三晶界是一般型晶界，其第二組位錯與交線平行，亦平行於觀察面，因而未能被顯示。其空間圖象如示意圖 12 所示，觀察面相當於 $abcd$ 面。如果觀察面與 $abcd$ 成一小的交角（例如 $fbed$ 面），則沿着觀察面與兩傾側晶界面的交線應看到一列平行的短蝕線，而與一般晶界的交線上應為一列蝕斑，由於它相應於一般晶界中的位錯露頭，因而蝕斑形狀應有不同。這些正是圖 13 中三叉亞晶界圖象的特徵。短蝕線列的密度在晶界面交線兩側顯著不同，也與上述設想一致。

表 3 图 8 (a)三叉亚晶界的分析结果

晶界	构成晶界的 Burgers 矢量		有否位错反应		ψ_1	ψ_2	$\rho(\text{cm}^{-1})$	$\theta = \frac{\rho b_s b_{s*} \sin(\psi_s - \psi_1)}{b_s \cos\psi_1 - b_{s*} \cos\psi_2}$ (弧度)	满足 $\Sigma\theta_i = 0$ 的情况
	b_1	b_2	反应后构成晶界之 Burgers 矢量	b_1	b_2				
AB	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	处于亚稳态, 不反应	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	-120°	-11°	2.26×10^4	-3.89×10^{-4}
CD	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	互成锐角, 不可能反应	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	-120°	-65°	4.34×10^{-4}	✓
EF	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	处于亚稳态, 不反应	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	-46°	-117°	1.20×10^4	-2.69×10^{-4}
			$\frac{1}{2} [1\bar{1}1] + \frac{1}{2} [\bar{1}11] \rightarrow [001]$	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	78°	187°	2.76×10^4	9.03×10^{-4}
			$\frac{1}{2} [1\bar{1}1] + \frac{1}{2} [\bar{1}11] \rightarrow [001]$	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	78°	133°	2.76×10^4	7.29×10^{-4}

结果: $-4.34 \times 10^{-4} - 2.69 \times 10^{-4} = -7.03 \times 10^{-4} \neq -(7.29 \times 10^{-4})$, 故构成该亚晶界交界的亚晶界均完成了表中的反应。

表 4 图 8 (b) 转向亚晶界的分析结果

晶界	构成晶界的 Burgers 矢量		有否位错反应		ψ_1	ψ_2	$\rho(\text{cm}^{-1})$	$\theta = \frac{\rho b_s b_{s*} \sin(\psi_s - \psi_1)}{b_s \cos\psi_1 - b_{s*} \cos\psi_2}$ (弧度)	满足 $\Sigma\theta_i = 0$ 的情况
	b_1	b_2	b_1	b_2					
AB	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	处于亚稳态, 不反应	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	-190°	-81°	5.05×10^8	-1.57×10^{-4}
BC	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	处于亚稳态, 不反应	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	-136°	-81°	4.35×10^8	-1.32×10^{-4}
			$\frac{1}{2} [1\bar{1}1] + \frac{1}{2} [\bar{1}11] \rightarrow [001]$	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	33°	142°	4.35×10^8	0.92×10^{-4}
			$\frac{1}{2} [1\bar{1}1] + \frac{1}{2} [\bar{1}11] \rightarrow [001]$	$\frac{1}{2} [1\bar{1}1]$	$\frac{1}{2} [\bar{1}11]$	87°	142°	1.35×10^{-4}	✓

结果: $-1.32 \times 10^{-4} - (1.35 \times 10^{-4})$ 满足 $\Sigma\theta_i = 0$, 故该转向晶界中两亚晶界均已完成了表中的反应。

4. 奇位錯和亞晶界間的交互作用

Read 曾經探討過交叉位錯線之間的彈性交互作用，指出在交叉點附近，位錯線會產生對稱或不對稱的扭曲^[20]。亞晶界中的位錯線和與之交叉但尚未併入晶界的奇位錯 (singular dislocation)，也應有類似的情況，J. C. M. Li 對這種情況已進行了細致的分析^[21]。當奇位錯併入晶界時，一般將發生位錯反應，Frank^[22] 與 Amelinckx^[4] 曾經在理論上作過探討，同時具體分析了面心立方晶體中的一些事例。不久前，Bollmann^[22] 根據實驗事實，提出了奇位錯能使位錯網產生階梯 (step) 的新概念。一般說來，奇位錯的加入破壞了網絡的規則性，與網絡中位錯反應而降低能量；而另一效應則是使網絡的局部地區存在與原 Burgers 矢量不共面的新 Burgers 矢量，使 Frank 公式的关系在該處失效（產生了長程應力場），只有不再保持平面形式，才有可能降低能量，這樣就出現了“階梯”。

在我們所觀察到的所有亞晶界觸線圖象中，幾乎都有奇位錯的踪跡。它們雖然給亞晶界的分析帶來困難，並引起偏差，但却提供了大量位錯交互作用的知識。

圖 14 中表示了亞晶界中位錯與交叉的奇位錯間由於彈性交互作用而產生的空間扭曲。圖 14(a) 中作對稱扭曲，而圖 14(b) 中 AB 間則是不對稱扭曲。從圖 15 的 A 处可以看到單個的交叉位錯作不對稱扭曲的事例。值得注意的是，在這些事例中，交叉位錯線的觸象寬度是不同的，表明兩者所處深度不同。

圖 15 及圖 16 為奇位錯與傾側亞晶界反應的事例。圖 15 的 B 处表明了反應後形成了新位錯線段，顯然是異 Burgers 矢量位錯間反應的結果。類似的圖象亦可見諸圖 16 的 CD 間及圖 24 的 B 处。圖 16 的 EA 处位錯線段互毀，顯然是同 Burgers 矢量位錯的反應，它在 P 点改變方向而和亞晶界中位錯線平行起來，成為亞晶界中的正規成員。

在圖 6 中顯示出奇位錯和一般晶界交互作用的跡象。我們在圖 17 中示意地將其中之奇位錯用粗實線表示了出來。對這種比較複雜的反應進行細致的研究，對於揭示體心立方晶體中位錯交互作用的知識是非常重要的。這還有待進一步的工作來澄清。

一個相當普遍的現象是奇位錯的加入處形成了階梯。在圖 18 的一片平行位錯組成的傾側晶界中有不少奇位錯，亞晶界中的位錯觸線在奇位錯的一側不見了，或者迅速變細而消隱了。從觸象規律發出，不難看出這些地區的晶界面凹陷下去了，超過了透視深度。可以預料，延長浸蝕時間（相當於增加透視深度），將能顯示該地區的亞晶界。圖 19 証實了這一點，第一張照片[圖 19(a)]上的 A, B, C, D, E 等處均有階梯的跡象，同地區進一步浸蝕（延長浸蝕時間 30 秒）果然將隱藏的部分顯示了出來[圖 19(b)]。如果將圖中所顯示的階梯觸象的空間組態示意地表示出來，就是圖 20 所示者。第一次浸蝕只顯示了階梯的實線部分，第二次浸蝕則已全部顯出了。這一結果証實了奇位錯加入引起亞晶界面的“階梯”的設想，並能與 Bollmann 在 α -Fe 中用電子顯微鏡衍射法觀測的結果相參證^[22]。

5. 其他

Chalmers 曾經設想一種兩維的位錯列陣作為中角度晶界的可能模型^[23]。近年來這種晶界的理論處理有了進一步的發展^[4, 24]；文獻中關於並排觸斑列的觀察結果^[25-27]，也被認為是這種多層位錯牆所組成的晶界的跡象。我們工作中也發現了一些與 Chalmers 晶界相似的圖象（見圖 21）。但仔細的研究表明，它們更象與觀察面交角較大的網絡的過度浸

蝕圖象，網格結點因浸蝕過度而成坑^[14]。拋光後再浸蝕時圖象作大幅度偏移，更証實了這一點。

在蝕斑圖象中，我們觀察到“半位錯牆”的排列，如圖 22 所示。位錯蝕斑朝牆的尾端散開；同時兩列位錯半牆的尾部相互吸引，而與理論所預期的結果相符^[4,28]。

傾側晶界形成時，需要位錯作滑移及攀移運動，以達到平衡狀態。由於攀移與原子擴散相聯繫，高溫下有足夠時間才能充分進行，一般情況下較滑移困難。因而，當條件不足以使攀移完成時，也會形成不平衡的亞晶界組態。我們曾多次觀察到如圖 23 中的組態，位錯線散開，同時發生彎曲。它們全在攀移面內，顯然是攀移過程未完成所致。

在夾雜物較多的樣品中，常可觀察到夾雜物與平行蝕線組的交互作用。一個大而黑的夾雜物坑，往往拉住幾根位錯線（見圖 24 中的 A 处）。

除了一般所觀察到的三叉結點的位錯網格以外，我們也觀察到個別位錯網格，其中所有結點都是六叉的。這種位錯網格可能是三組不同 Burgers 矢量的位錯線所組成的^[4,29]，其性質尚有待於進一步的分析來確定¹⁾。

五、討 論

上述應用蝕象法觀察鉑晶体中亞晶界的實驗結果以及對這些結果的分析，全面地証實了關於體心立方晶体中亞晶界位錯結構的理論預測。這些結果在細節上進一步驗証了亞晶界的位錯理論，同時也為蝕象法顯示位錯的可靠性提供了確切的保證；另一方面，它充分表明了蝕象法是定量研究亞晶界位錯結構的很有效的方法。

下面，我們就實驗結果進行一些討論：

1. 与离子晶体的结果相比較

如果將我們在鉑晶体中所得結果與 Amelinckx 在离子晶体中的結果相比，可以看出，兩者所觀測到的位錯網格的尺寸是相近的；而除去由於晶体結構的差異使組成亞晶界的位錯的 Burgers 矢量不同外，金屬中的觀測結果與离子晶体基本上是一致的。這表明晶体的鍵合類型對於位錯及位錯網格的幾何性質沒有什麼影響，從而肯定了觀測离子晶体中位錯作為金屬中模擬實驗（model versuch）的有效性^[31]。

2. 关于网路位錯結構的分析方法

網路分析的結果表明了原為分析位錯網格的電子顯微鏡衍射象所發展的極圖分析法，對於浸蝕法所得網格也完全適用。但我們的實驗結果還表明，在極圖分析的基礎上，應用位錯網格的實測數據對 Frank 公式進行定量檢驗是一種有效的網路分析方法。利用它，可以補足極圖分析中不完整的地方，在大多數場合中，可以將位錯線的 Burgers 矢量唯一地確定下來。很顯然，這種分析方法的有效性並不限於蝕象法，對於其他方法所觀測到的位錯網格亦必完全適用。

3. 与电子显微鏡衍衬法相比較

(1) 网路測量的精确度 由極圖分析結果可以進行比較。Hull 等分析了 52 組衍射法觀測到的網格，總偏差角 ($\Sigma |\Delta|$) 在 15° 以內者占 49%， $15\text{--}25^\circ$ 間的占 34%，有 17%

1) 该网络已分析成功，将另文发表，或请参看文献[30]。

超过了 25° ；而我們對 15 組蝕綫網絡所作的分析中，除一組外，均在 15° 以內。我們所分析的網絡數目較少，但對所觀察到的網絡未加甄選，更未於分析後剔除不適結果，因而結果是有一定代表性的。造成差異的原因可能是 Hull 等所分析的網絡中，部分是形變退火而未完全達到平衡的狀態，因而偏差較大。但無論如何，這些數字至少可以說明，就測量精確度而言，蝕象法並不差於電子顯微鏡衍射法。

(2) 關於網絡的尺度差異 蝕象法所觀察到的位錯網絡的網格大小一般在 $0.5\text{--}10\mu$ ，比電子顯微鏡衍射法看到的大 $10\text{--}100$ 倍。這裡，有兩個問題必須解決。

首先，金屬晶體中是否確然存在這種大尺寸的位錯網絡？在浸蝕法中，傾側晶界的蝕斑列是常被觀察到的，蝕斑的間距與上述網格大小屬同數量級，而傾側亞晶界只是更一般亞晶界（位錯網絡）的一種特例而已，因而，可以推知，該尺寸的網絡亦必存在。離子晶體中亞晶界的蝕斑圖象與金屬晶體相似，而利用綴飾法，可以在離子晶體中顯示出同等尺度的大量位錯網絡，直接証實了上述推論。最近，Nakayama 等人^[32]用 X 射綫方法對電弧熔煉的原生態鎢單晶體中的亞結構進行了研究，測定了三級亞結構中相鄰亞晶粒間的取向差，結果表明，一級亞結構相當於 10^3 秒數量級的取向差，二級為 10^2 秒數量級，三級為 10 秒數量級。從表 2 所列的幾個數據看來，我們所觀察到的位錯網絡所相應的取向差是介於 Nakayama 所謂的二級與三級之間的，兩者結構類型相同，組織狀態也相同，他們的結果參証了我們的觀測結果。根據這些，可以肯定這種大尺度的位錯網絡是存在的。

其次，大尺寸網絡既然存在，為什麼用電子顯微鏡很少看到？電子顯微鏡用於觀察位錯時常需用較高的放大倍率，因而視野較小，同時所允許的樣品厚度則更小，上述位錯網絡的尺寸比薄膜厚度(10^3 \AA 數量級)大得多，因而用電子顯微鏡難於觀察到這種尺寸的網絡也是很自然的。然而，我們不難想像得到，當薄膜表面與網面嚴格平行時，採用較低的倍率觀測就可能看到這種尺寸的位錯網絡。Delavignette 等^[33]對石墨以及 Crump 等^[34]對鎢的電子顯微鏡的觀察結果是一個很好的例子。石墨和鎢都是六方晶體，位錯網絡一般都在基面內，而所製得的薄膜樣品，其表面往往就是基面，也與網面嚴格平行，因而極易觀察到大片的以及大尺寸的位錯網絡，如文獻中所示，鎢中網絡大者可達 3μ 以上，而石墨中達 10μ 以上。因而可以肯定，過去在金屬中很少觀察到這種網絡的主要原因，在於沒有找到適合於顯示這種尺寸範圍內的位錯網絡的實驗技術。浸蝕法已經表明，它在這方面是一種合適的方法了。最近 Damiano 用浸蝕法在鋅的基面上顯示了 $1\text{--}20\mu$ 大小的位錯網絡^[35]，參証了我們的觀測結果。

由上述討論可知，電子顯微鏡衍射法和浸蝕法這兩種觀測技術在顯示不同尺寸範圍的位錯網絡方面是相互補充的，不可偏廢。

(3) 關於兩類網絡($\frac{1}{2}\langle 111 \rangle/\langle 100 \rangle$, $\langle 100 \rangle/\langle 110 \rangle$)的數目比 由我們的網絡分析的結果表明， $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle/\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 100 \rangle/\langle 110 \rangle$ 網絡的數目比為 36:64，而 Carrington 等在原生狀態的 α -Fe 中所觀察到的兩類網絡的數目比為 50:50^[8]，Hull 等在 Ta 中觀察到的是 60:40^[10]。顯然我們所觀察到的網絡中 $\langle 100 \rangle/\langle 110 \rangle$ 網絡所占比重特別大，這一結果目前還不能很好地說明。我們分析網絡的數目比較少，該比值是否帶有偶然性也還不太清楚。另外，我們所選觀察面均接近於(111)面，所測位錯網面的極點與(111)相近（差角一般不超過 15° ）；而電子顯微鏡所觀察到的網面都是均勻地散佈在投影三角形中的。這一

点对于观测结果是否有影响，也有待进一步工作予以探明。

(4) 关于亚晶界三維面貌的研究 在触象法中，网面的倾侧方向可以根据触象的“透視”效应确定，观察面的偏差角则可以根据网络触象宽度及透視深度确定。而在衍射法观测中，由于观测到的图象只是实际图象在观察方向上的几何投影，难于判断网面倾侧方向，因而也不易确定偏差角。只有采用新近发展起来的薄膜透射的立体观察技术才能解决这一困难^[36]。

4. 浸蝕法在研究亞晶界位錯結構上的前景

由于触象法能够显示出位錯綫及位錯網絡的空間面貌，因而使浸蝕法在研究亞晶界位錯結構方面得以触及更多的領域。本文已經報導了一些初步結果，可以預料，在研究亞晶界及亞晶界交接的三維面貌方面，在研究奇位錯與亞晶界的交互作用（包括已反應及未反應時的空間扭曲）方面，一定能得到很有意義的結果（這方面的進一步工作見文獻[30]）。同樣可以預期，對於形變退火過的鉬單晶體樣品，進行亞晶界位錯結構的研究、多邊化過程及多邊化動力學的研究，浸蝕法也一定能獲得一些有意義的結果。

潘紹民同志曾參與部分的工作，謹此致謝。

參 考 文 獻

- [1] Frank, F. C., Plastic Deformation of Crystalline Solids, Carnegie Inst. Tech., Pittsburgh (1950), p. 150.
- [2] Frank, F. C., Defects in Crystalline Solids, Phys. Soc., London (1955), p. 159.
- [3] Amelinckx, S., *Physica*, **23** (1957), 663.
- [4] Amelinckx, S., Dekeyser, W., *Solid State Physics*, **8** (1959), 327.
- [5] Amelinckx, S., *Phil. Mag.*, **1** (1956), 269.
- [6] Amelinckx, S., Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, Wiley, New York (1957), p. 3.
- [7] Amelinckx, S., *Acta Met.*, **6** (1958), 34.
- [8] Carrington, W., Hale, K. F., McLean, D., *Proc. Roy. Soc.*, **259A** (1960), 203.
- [9] Ohr, S. M., Beshers, D. N., *Phil. Mag.*, **8** (1963), 1343.
- [10] Hull, D., McIvor, I. D., Owen, W. S., *J. Less-Common Met.*, **4** (1962), 409.
- [11] Dunn, C. G., Hibbard, W. R., *Acta Met.*, **3** (1955), 409.
- [12] Демкин, Ю. И., *Ф.М.М.*, **14** (1962), 910.
- [13] 冯 端、冈乃本、李 齐、林天南, 物理学报, **19** (1963), 165; 中国科学, **12** (1963), 979.
- [14] 冯 端、冈乃本、李 齐, 物理学报, **20** (1964), 337.
- [15] Tsien L. C. (钱临照), Chow Y. S. (周如松), *Proc. Roy. Soc.*, **A163** (1937), 912.
- [16] Chen N. K. (陈能宽), Maddin, R., *Trans. AIME*, **191** (1951), 461.
- [17] 周邦新, 物理学报, **19** (1963), 285.
- [18] 冯 端、冈乃本、李 齐, 物理学报, **19** (1963), 475; 中国科学, **12** (1963), 909.
- [19] Read, W. T., Shockley, W., Plastic Deformation of Crystalline Solids, Carnegie Inst. Tech., Pittsburgh (1950), p. 124.
- [20] Read, W. T., *Dislocations in Crystals*, McGraw-Hill, New York (1953), p. 134.
- [21] Li, J. C. M., Electron Microscopy and Strength of Crystals (1962), p. 713.
- [22] Bollmann, W., *Phil. Mag.*, **7** (1962), 1513.
- [23] Chalmers, B., *Progr. Met. Phys.*, **3** (1952), 306.
- [24] Келарева, И. А., Орлов, А. Н., *Ф.М.М.*, **15** (1963), 824.
- [25] Скаков, Ю. А., Изв. Вузов. Черная Металл., 1960, № 5, 85.
- [26] Holländer, E., *Czechosl. Casop. Fys.*, **11** (1961), 154.
- [27] Gilman, J. J., *Trans. AIME*, **206** (1956), 998.
- [28] Friedel, J., Les Dislocations, Gauthiers-Villars, Paris (1956), p. 193.
- [29] Kuhlmann-Wilsdorf, D., *J. Appl. Phys.*, **33** (1962), 648.
- [30] 李 齐, 南京大学 1964 年研究生毕业论文。

- [31] Amelinckx, S., *Supplemento Nuovo Cimento*, **7** (1958), 569.
- [32] Nakayama, Y., Weissmann, S., Imura, T., Direct Observation of Imperfections in Crystals (1962), p. 573.
- [33] Delavignette, P., Amelinckx, S., *J. Nucl. Materials*, **5** (1962), 17.
- [34] Crump, J. C., Mitchell, J. W., *Phil. Mag.*, **8** (1963), 59.
- [35] Damiano, V. V., Tint, G. S., Herman, M., *Trans. AIME*, **227** (1963), 994.
- [36] Basinski, Z. S., 5th International Congress for Electron Microscopy, Vol. 1, B13, Academic Press, 1962.

A STUDY OF DISLOCATION STRUCTURE OF SUBBOUNDARIES IN MOLYBDENUM SINGLE CRYSTALS

FONG DUAN LI CHI MING NAY-BEN

(Department of Physics, Nanking University)

ABSTRACT

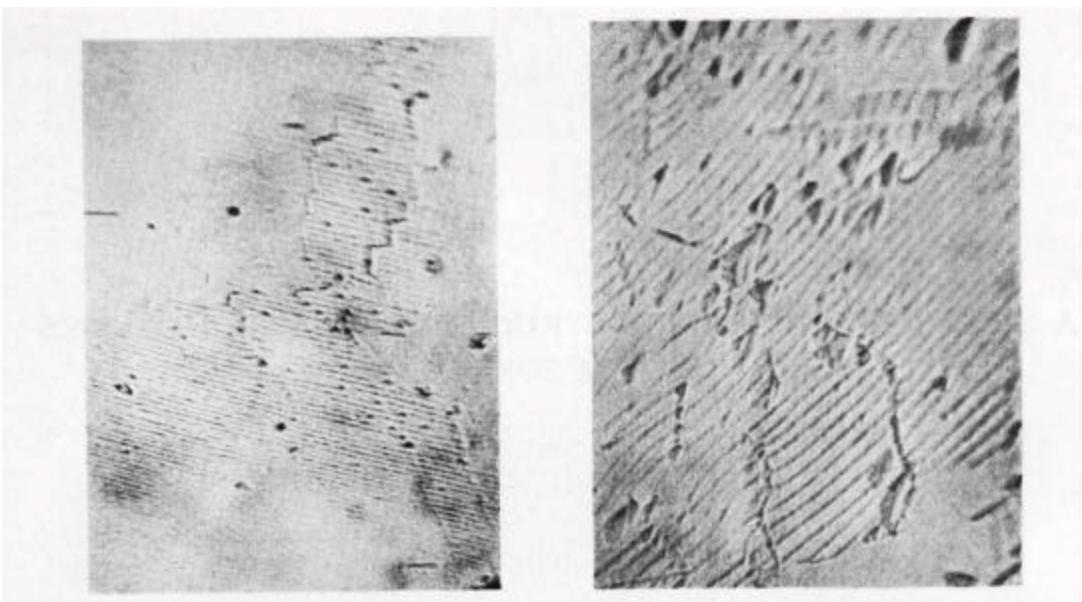
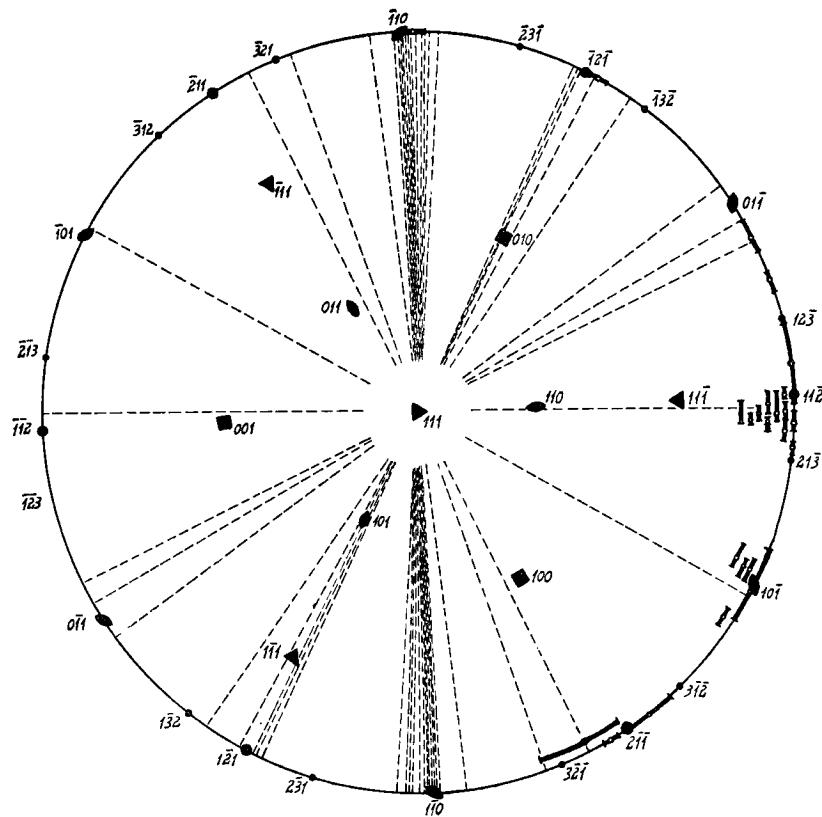
Using etch-figure technique, we have directly observed dislocation structure of subboundaries in electron-beam zone-melted molybdenum single crystals. A thorough analysis of experimental results are given, these are further compared with the deductions derived from the Frank's formula for subboundaries, and the theoretical predictions are fully verified.

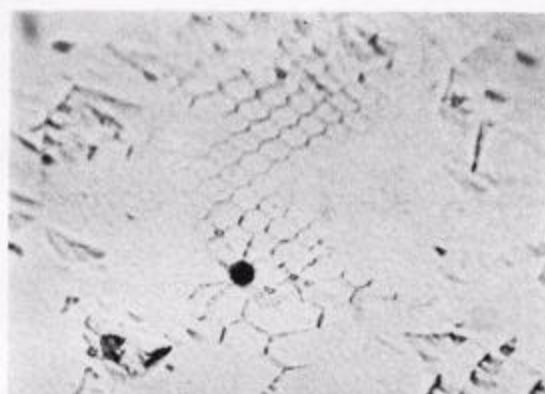
The directions of parallel etch-lines observed on (111) plane are along the intersection lines of glide planes and climb plane, it proves that these are symmetrical tilt subboundaries composed of edge dislocations with Burgers vector $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$. The verification of the generalized Read-Shockley formula for intersecting subboundaries revealed by etch-pitting (110) surface proves these to be asymmetrical tilt subboundaries composed of two sets of dislocations.

15 sets of networks of etch-lines have been analyzed, in which 5 sets are proved to be $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle/\langle 100 \rangle$ networks, 9 sets to be $\langle 100 \rangle/\langle 110 \rangle$ networks. In the network analysis, in addition to the stereographic method used by Carrington et al., we have developed a new method by verifying Frank's formula quantitatively and it proved to be effective in determining Burgers vectors of dislocation networks when the stereographic analysis failed to yield unique result.

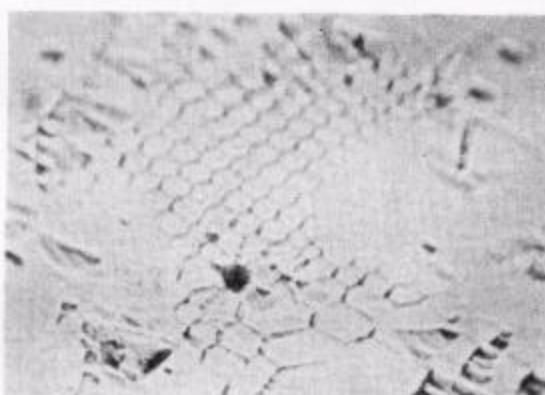
Besides, we have observed various patterns indicating interactions of singular dislocations with subboundaries, in particular, "steps" on the subboundaries induced by singular dislocations and also interactions of inclusions with subboundaries. Various types of subboundary junctions and non-equilibrium subboundaries have been observed and discussed.

All these results prove that the etch-figure method of observing dislocations is an effective means for the quantitative study of dislocation substructure in crystals, comparable in power with that of transmission electron microscopy.

图1 (111)面上的平行位错蚀线 $\times 1200$ 图2 (111)面上的平行位错蚀线 $\times 1200$ 图3 平行蚀线组的极图分析。图中■—●符号示平行蚀线的平均方向
(空心圆点)及线方向的偏离范围

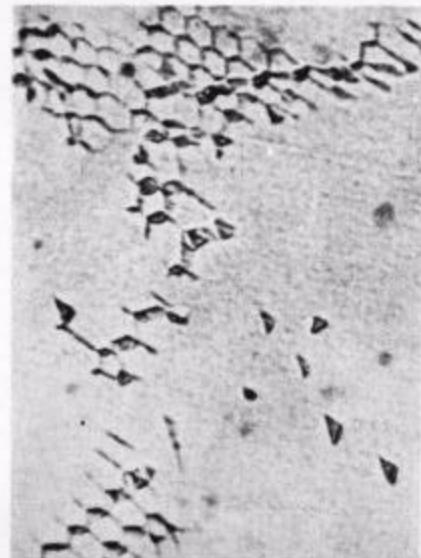
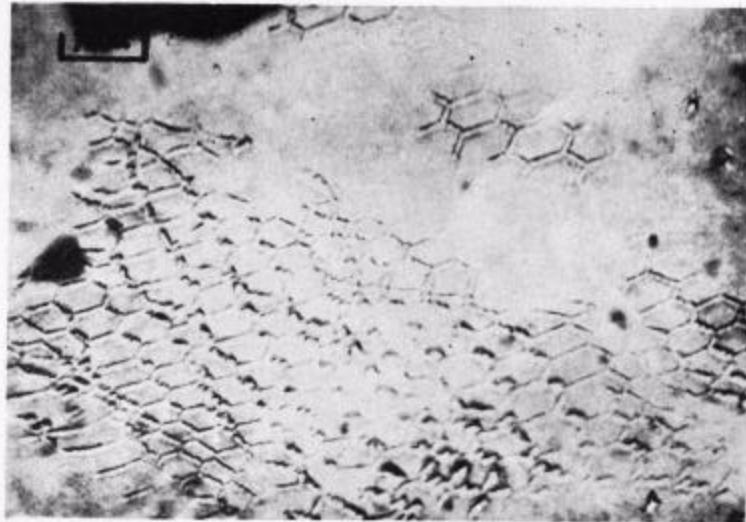


(a)



(b)

图4 (111)面上的六方网络
(b)为(a)再浸蚀 16秒而得 $\times 1200$

图5 (111)面上的六方网络 $\times 1500$ 图6 (111)面上的六方网络 $\times 1500$

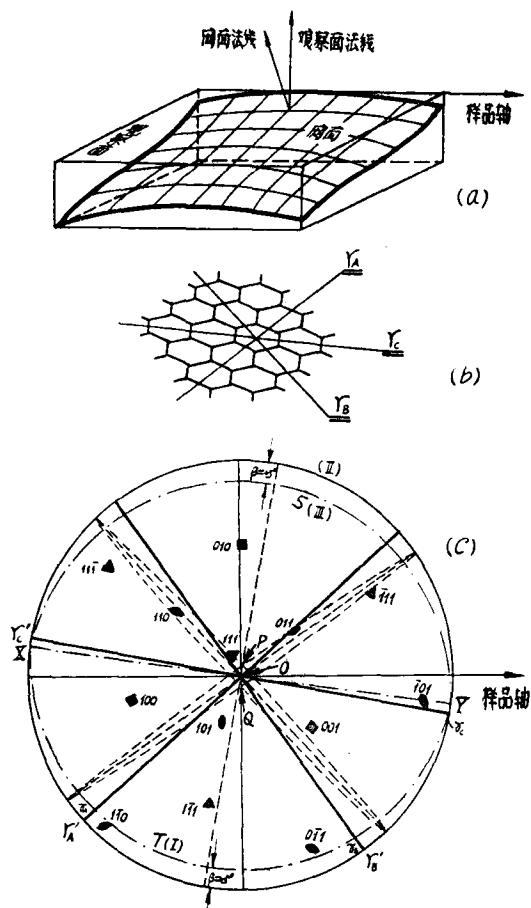


图 7 (2011) 网络(图 4)的极图分析

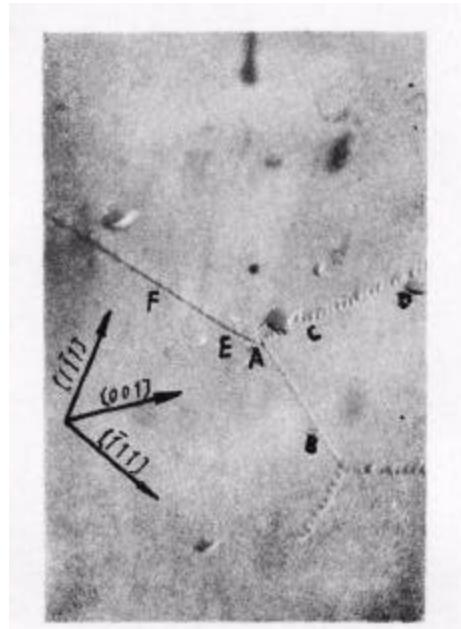
图 9 (111)面上的蚀斑三叉亚晶界 $\times 1200$ (a) (110)面上的蚀斑三叉亚晶界 $\times 1200$ (b) (110)面上的蚀斑三叉亚晶界 $\times 1500$

图 8

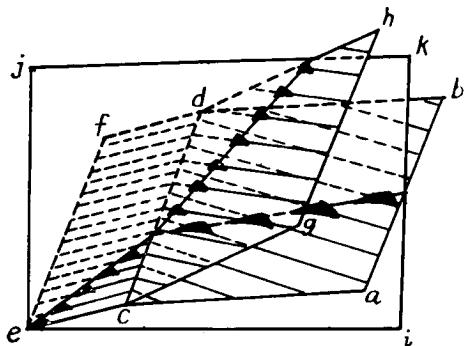


图 10 图 9 的空间图象示意图

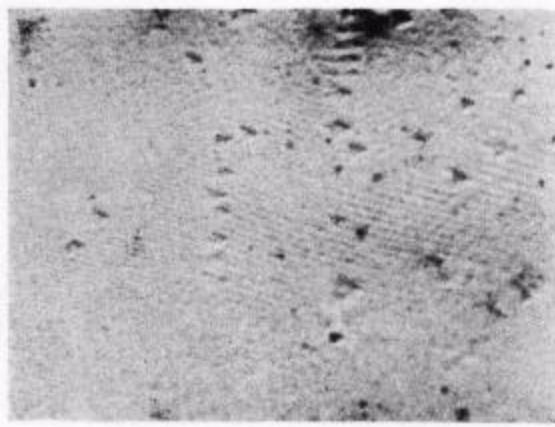
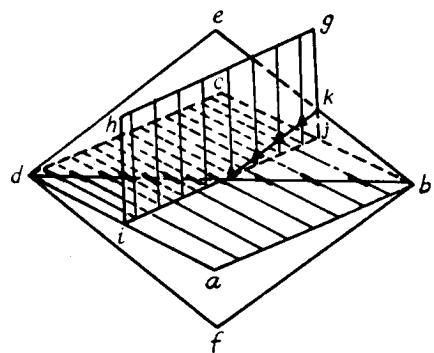
图 11 (111)面上一三叉亚晶界的蚀线图象^[18] ×1800

图 12 图 11 及图 13 的空间组态示意图

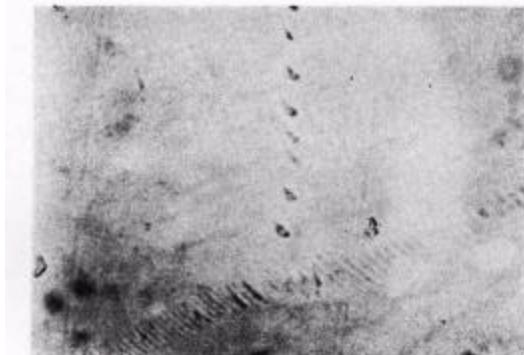
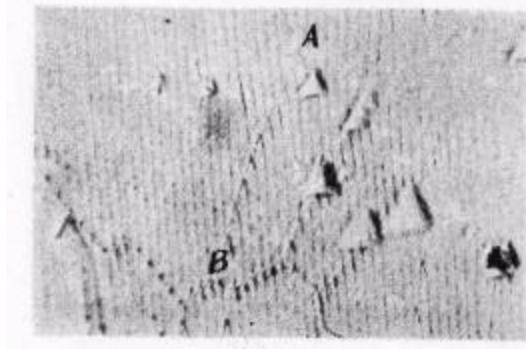
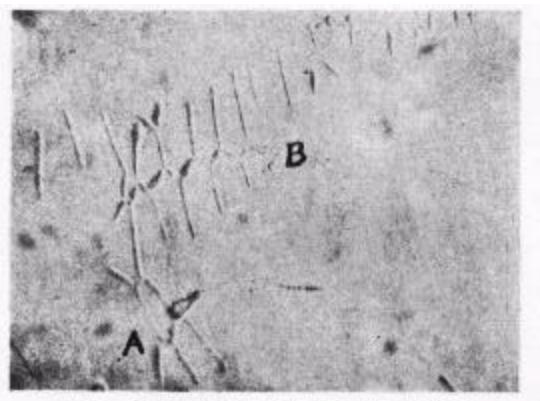


图 13 (111)面上另一三叉亚晶界的蚀线图象 ×1200



(a) 对称扭曲 ×1200

(b) 不对称扭曲 ×1000
图 14 交叉位错的弹性交互作用图 15 奇位错与倾侧亚晶界起位错反应的迹象
(Burgers 矢量相异的情况) ×960

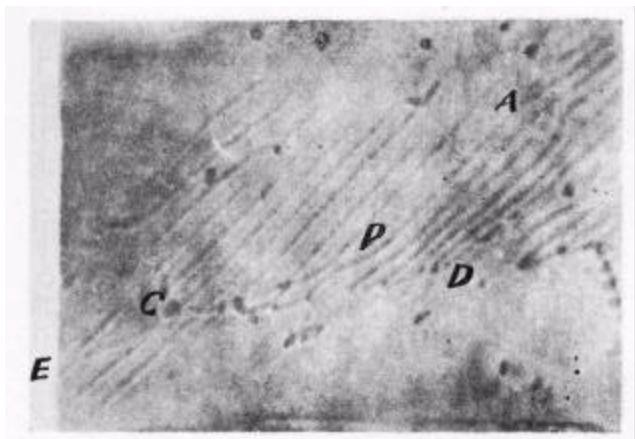


图 16 奇位错和倾侧亚晶界起位错反应的迹象
(Burgers 矢量相同的情况) $\times 1450$

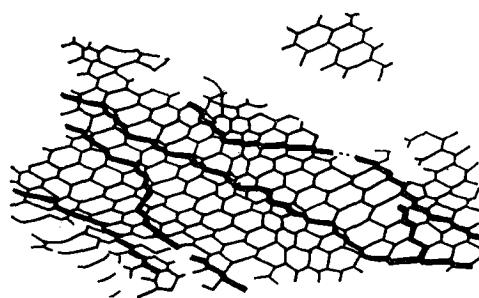


图 17 图 6 中奇位错与位错网络
交互作用的示意图

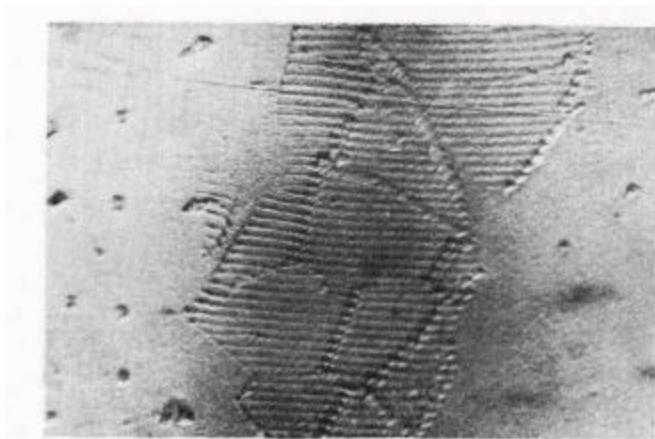
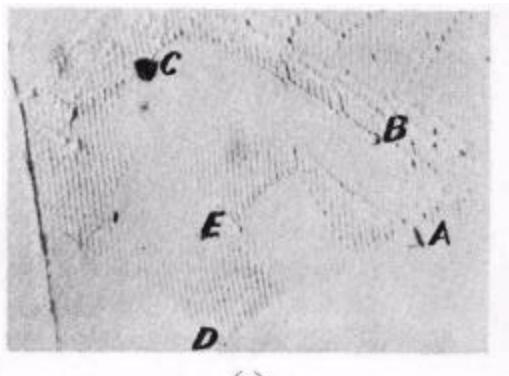
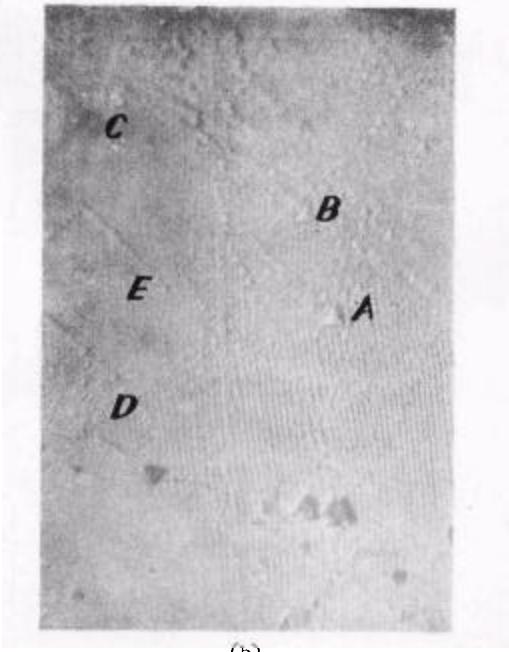


图 18 亚晶界的台阶 $\times 1000$



(a)



(b)

图 19 亚晶界台阶图象的追踪
(图中 A、B、C、D、E 为定点的位置) $\times 1000$

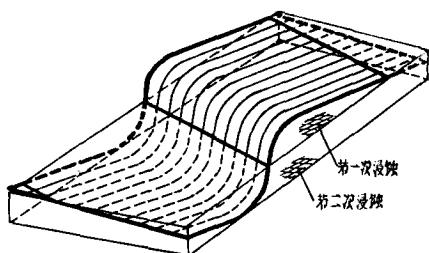
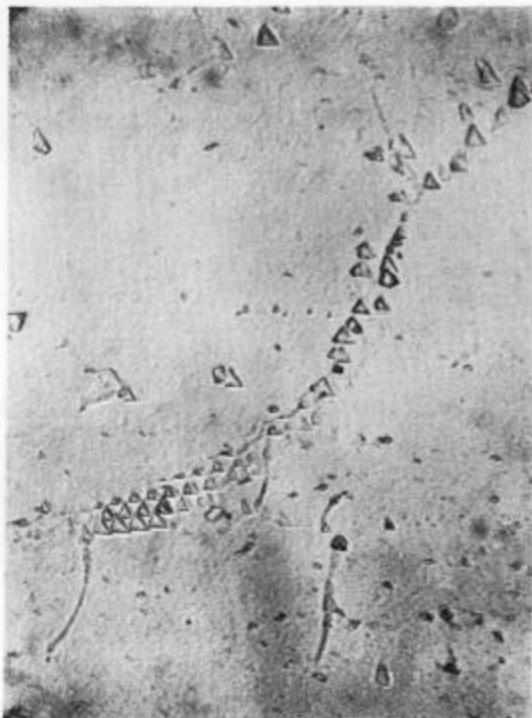
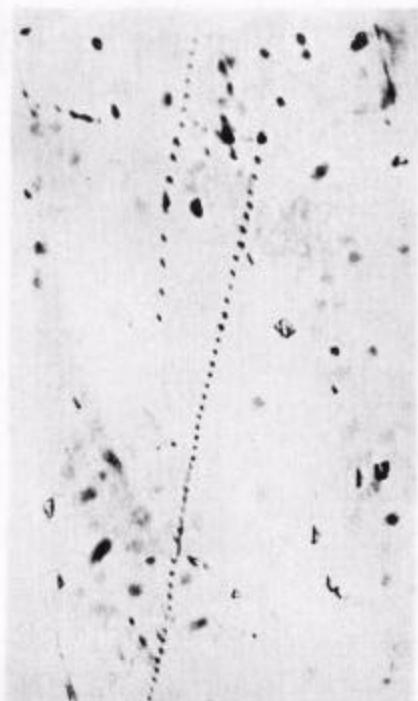
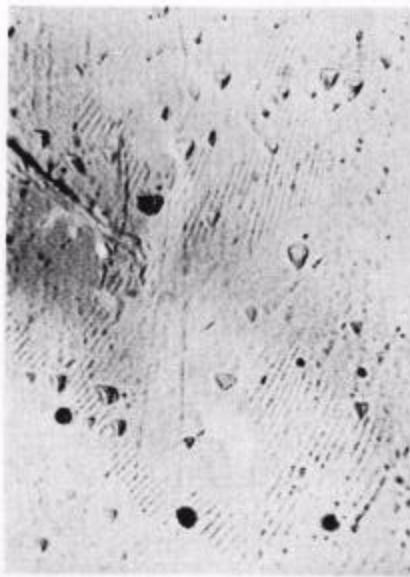
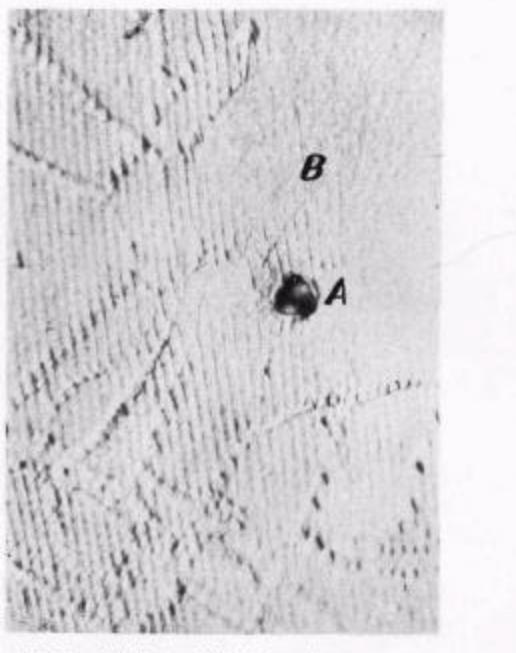


图 20 台阶的空间图象及追蹤浸蚀时蚀
象的发展示意图

图 21 懈斑的平行行列 $\times 600$ 图 22 位错半墙 $\times 960$ 图 23 爬移未完成的亚晶界 $\times 960$ 图 24 夹杂物和亚晶界的交互作用 $\times 1750$