

# 钾矾晶体中螺位错的双折射端点像\*

葛传珍 彭如雯 王海文 谈华君 邱 鸣 闵乃本

(南京大学物理系, 南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093;  
微结构科学技术高等研究中心, 南京 210093)

(1994年1月22日收到)

考虑了弹性各向异性和弹光各向异性, 得到了含有长程应力场的钾矾  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  单晶体中  $a\langle 111 \rangle$  螺位错的双折射端点像的强度分布, 其结果与实验相符。据此, 给出了估计晶体中内应力场的主应力大小和方向的方法。

PACC: 6170J; 6170F; 7820H

## 1 引言

基于光弹效应, 应力双折射技术可以用来获得透明晶体中有关缺陷应力场的信息, 在过去近 40 年中, 许多实验和理论工作证明了该技术是研究透明晶体中缺陷(诸如位错、层错、包裹体、磁畴墙、电畴墙、孪晶界以及晶粒晶界)的有力工具<sup>[1]</sup>。随着固体激光器件、磁光器件和光电半导体器件的发展, 这项技术在激光晶体和磁光晶体(如石榴石晶体), 硅、锗半导体晶体和 III-V 化合物晶体的质量表征中的应用愈来愈广泛<sup>[2]</sup>。然而所有以前对位错应力双折射的理论处理, 都预言沿位错线观察 (viewed end-on) 没有衬度, 即观察不到螺位错产生的应力双折射端点像<sup>[2]</sup>。1986 年, 作者首次在 GGG, YAG 晶体中观察到具有  $(a/2)\langle 111 \rangle$  伯格斯矢量的螺位错的应力双折射端点像<sup>[3]</sup>, 其后在  $Ba(NO_3)_2$  晶体中得到进一步证实<sup>[4]</sup>。1991 年, 作者发展了各向异性晶体中螺位错端点像的成像理论, 成功地解释了双折射端点像中的等强度曲线的形状<sup>[5]</sup>, 但对双折射像中的衬度反转仍未能作出合理的解释。本文进一步发展了螺位错端点像更普遍的成像理论, 解释了像中的衬度反转, 并得到了钾矾中实验观察的证实。据此还提出了估计晶体中螺位错邻近的长程应力场内应力的方法。

## 2 应力双折射

若光在晶体中沿 Z 轴传播, 垂直于光传播的方向的平面 (X-Y 平面) 与折射率椭球的交迹为一椭圆, 两个允许的偏振方向分别与椭圆的长轴和短轴平行, 此两偏振光的折射率分别以  $n_i$  和  $n_z$  表示。

\* 江苏省自然科学基金和国家攀登计划资助的课题。

根据我们早期的工作<sup>[5]</sup>,立方晶体中在正交偏光下双折射像的强度为

$$I = [(\pi^2 a^2 n_0^2 \Delta l^2) / (4\lambda^2)] [(B_2 - B_1)^2 + 4B_6^2] \sin^2(2\alpha + 2\beta), \quad (1)$$

其中  $2\alpha = \arctan[2B_6 / (B_2 - B_1)]$ ;  $a$  和  $\lambda$  为入射平面偏振光的振幅和波长;  $n_0$  为晶体中无应力时的主折射率;  $\Delta l$  为晶体的厚度;  $\alpha$  为椭圆主轴与  $X$  轴间的夹角;  $\beta$  为偏振器振动方向与  $X$  轴间夹角;  $B_m (m = 1, 2, \dots, 6)$  可表示为

$$B_m = B_m^0 + \pi_{mn} \sigma_n \quad (m, n = 1, 2, \dots, 6), \quad (2)$$

其中  $B_m^0 (m = 1, 2, \dots, 6)$  为介电张量的逆张量, 对立方晶系有  $B_m^0 = n_0^{-2} (m = 1, 2, 3)$  和  $B_m^0 = 0 (m = 4, 5, 6)$ ,  $\pi_{mn}$  为压光系数,  $\sigma_n$  为应力场的分量, 通常对给定的晶体中的已知应力状态, 应力场  $\sigma_n$  是已知的, 于是可求出  $B_m$ , 从而双折射像的强度分布  $I$  可由(1)和(2)式获得。

### 3 含有长程应力场的立方晶系中沿端点观察的螺位错的应力双折射像

基于晶体的对称性, 通常表示立方晶体物性张量的坐标系为 [100], [010], [001], 下面称物理坐标系, 在立方晶体的弹性张量中有三个独立元素, 即弹性顺服系数  $S_{11}, S_{12}, S_{44}$  或弹性系数  $C_{11}, C_{12}, C_{44}$ 。在本文中, 为方便起见, 取一个绝对量  $C_{44}$  和两个相对比率, 即泊松比  $N = -S_{12}/S_{11} = C_{12}/(C_{11} - C_{12})$  和另一个反映弹性各向异性的 Zener 比,  $A = 2(S_{11} - S_{12})/S_{44} = 2C_{44}/(C_{11} - C_{12})$ ; 对弹性各向同性材料, 有  $A = 1$ 。考虑立方晶体中的弹光各向异性, 立方晶体可分为两大类; 即需要四个独立系数  $\pi_{11}, \pi_{12}, \pi_{13}$  和  $\pi_{44}$  才能描述的  $23$  和  $m3$  点群, 其立方轴是二次轴; 另一类为  $\bar{4}3m, 432$  和  $m3m$  点群, 其立方轴是四次轴, 只须三个独立系数就能描述其弹光性质, 即  $\pi_{11}, \pi_{12}$  和  $\pi_{44}$ , 这里  $\pi_{12} = \pi_{13}$ 。为了表征弹光各向异性, 定义二个参量, 即  $D = \pi_{12}/\pi_{11}$  和  $T = [\pi_{11} - (1/2)(\pi_{12} + \pi_{13})]/\pi_{44}$ , 对于  $\bar{4}3m, 432$  和  $m3m$  点群有  $D = 1$ , 对于弹光各向同性材料有  $D = 1, T = 1$ ; 下面用 4 个独立参量  $\pi_{11}, \pi_{44}, D$  和  $T$  来描述立方晶体的弹光各向异性。

对具有伯格斯矢量  $a[111]$  的直螺位错, 使用的直角坐标系为  $X, Y, Z$ 。这里  $Z$  轴平行于位错线 [111]、也平行于光的传播方向。 $X, Y$  轴分别沿  $[11\bar{2}], [\bar{1}10]$ , 这被称为位错坐标系<sup>[5]</sup>。首先必须将描述晶体弹性性质和弹光性质的两个四阶张量, 即弹性常数  $C_{mn}$  和压光系数  $\pi_{mn} (m, n = 1, 2, \dots, 6)$  从物理坐标系转换至位错坐标系, 其结果见文献 [5]附录。

伯格斯矢量为  $a[111]$  的直螺位错的应力场, 在弹性各向异性的立方晶体中, 已被 Chou 和 Mitchell<sup>[6]</sup> 给出, 螺位错应力场分量的表示式见文献[5]。

在包裹物<sup>[7]</sup>、刃位错<sup>[8-11]</sup>实验像中衬度的反转是普遍现象, 已成功地使用一个长程平面应变叠加在其上而得到解释<sup>[8, 10, 11]</sup>。事实上, 长程内应力总是存在于真实晶体中, 这是由于晶体生长、冷却等制备过程中的热应力、组份不均匀、点阵失配和其它缺陷引起的。假设纯螺位错邻近(范围为  $80-200\mu\text{m}$ )存在的长程应力为单轴应力, 其主应力在  $X-Y$  平面上与  $X$  轴(位错坐标系中的  $[11\bar{2}]$  成  $\phi$  角, 于是长程应力张量为

$$\sigma_1^1 = \sigma_0 \cos^2 \phi, \quad \sigma_2^1 = \sigma_0 \sin^2 \phi, \quad \sigma_6^1 = -(1/2)\sigma_0 \sin 2\phi, \quad \sigma_3^1 = \sigma_4^1 = \sigma_5^1 = 0. \quad (3)$$

显然,该长程应力分量由  $\sigma_0, \phi$  给出。 $\sigma_n^l$  不是坐标 ( $X, Y$  或  $r, \theta$ ) 的函数,故不会改变双折射像的形状。

在线性弹性理论适用的范围内,应力的叠加是允许的,故螺位错邻近的应力场为

$$\sigma_n = \sigma_n^d + \sigma_n^l \quad (n = 1, 2, \dots, 6), \quad (4)$$

其中  $\sigma_n^d$  为螺位错的应力场,  $\sigma_n^l$  为叠加在螺位错应力场上的长程应力场。将(4)式以及压光系数  $\pi_{mn}$  (见文献[5]附录)代入(2)式,可得长程应力叠加于  $a[111]$  螺位错应力场上因弹光效应而引起的  $B_m$  ( $m = 1, 2, \dots, 6$ )。而与螺位错双折射像有关的仅为  $B_1, B_2$  和  $B_6$ 。再将它们代入(1)式中,得到属于 23, m3 点群立方晶体中且含有长程应力场的螺位错端点双折射像的强度分布为

$$\begin{aligned} I = & [(\pi^2 a^2 n_0^6 \Delta_1^2) / (36\lambda^2)] \left\{ \left[ [\pi_{44}(T+4)(\sigma_2^d - \sigma_1^d) \right. \right. \\ & + \sqrt{3}\pi_{12}(1-D)(\sqrt{2}\sigma_4^d + \sigma_6^d) + 2\sqrt{2}\pi_{44}(T-1)\sigma_5^d] \\ & + \left[ \left( -\frac{\sqrt{3}}{2}\pi_{12}(1-D)(\sigma_2^d - \sigma_1^d + 2\sqrt{2}\sigma_3^d) \right. \right. \\ & + (2\sqrt{2})\pi_{44}(T-1)\sigma_4^d + 2\pi_{44}(T+4)\sigma_6^d] \\ & + \sigma_0^2[\pi_{44}(T+4) + \sqrt{3}\pi_{12}(1-D)]^2 \\ & + 2\sigma_0 \left[ \left[ \left( -\pi_{44}^2(T+4)^2 - \frac{3}{4}\pi_{12}^2(1-D)^2 \right) \cos 2\phi \right] (\sigma_2^d - \sigma_1^d) \right. \\ & + \left[ (-5\sqrt{6})\pi_{12}\pi_{44}(1-D) \cos 2\phi \right. \\ & - \sqrt{2} \left( \frac{3}{2}\pi_{12}^2(1-D)^2 + 2\pi_{44}^2(T+4)(T-1) \right) \sin 2\phi \left. \right] \sigma_4^d \\ & + \left[ -\sqrt{2} \left( \frac{3}{2}\pi_{12}^2(1-D)^2 + 2\pi_{44}^2(T+4)(T-1) \right) \cos 2\phi \right. \\ & + 5\sqrt{6}\pi_{12}\pi_{44}(1-D) \sin 2\phi \left. \right] \sigma_5^d \\ & + \left[ \left( -\frac{3}{2}\pi_{12}^2(1-D)^2 \right. \right. \\ & - 2\pi_{44}^2(T+4)^2 \left. \right) \sin 2\phi \left. \right] \sigma_6^d \left. \right\} \sin^2(2\alpha + 2\beta), \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} 2\alpha = & \arctan \left\{ -\frac{\sqrt{3}}{2}\pi_{12}(1-D)(\sigma_2^d - \sigma_1^d - \sigma_0 \cos 2\phi) \right. \\ & + (2\sqrt{2})\pi_{44}(T-1)\sigma_4^d - \sqrt{6}\pi_{12}(1-D)\sigma_5^d \\ & + 2\pi_{44}(T+4) \left( \sigma_6^d - \frac{1}{2}\sigma_0 \sin 2\phi \right) \left. \right\} / \{ \pi_{44}(T+4)(\sigma_2^d - \sigma_1^d - \sigma_0 \cos 2\phi) \} \\ & + \sqrt{6}\pi_{12}(1-D)\sigma_4^d + 2\sqrt{2}\pi_{44}(T-1)\sigma_5^d \\ & + \sqrt{3}\pi_{12}(1-D) \left( \sigma_6^d - \frac{1}{2}\sigma_0 \sin 2\phi \right). \end{aligned}$$

螺位错应力场(见文献[5])代入(5)式中,像的强度分布可表示成极坐标的函数,由于太长,这里未写出。可以看到,若  $\sigma_0 = 0$ , 在(5)式等号右端大括号中只保留第一项,这相当于没有长程场的情况,于是(5)式退化为文献[5]中的(1)式。若  $A = 1$  和  $D = 1$ , 晶体是弹性各向同性、弹光各向异性的属于  $\bar{4}3m$ ,  $432$  和  $m3m$  点群的立方晶体,(5)式退化为

$$\begin{aligned} I &= [(\pi^2 a^2 n_0^2 \Delta_{14}^2)/ (36\lambda^2)] \left\{ \left[ 2\sqrt{2}(T-1)(\sigma_0^d + \sigma_0^s) \right]^2 + [\sigma_0(T+4)]^2 \right. \\ &\quad \left. + 4\sigma_0[(T+4)(T-1)(\sin 2\phi \sigma_0^d + \cos 2\phi \sigma_0^s)] \right\} \sin^2(2\alpha + 2\beta) \\ &= [(\pi^2 a^2 n_0^2 \Delta_{14}^2)/ (36\lambda^2)] \left\{ \frac{1}{2} [(T-1)(\mu b)/(\pi r)]^2 + [\sigma_0(T+4)]^2 \right. \\ &\quad \left. + 2\sqrt{2}\sigma_0[(T+4)(T-1)\sin(2\phi - \theta)(\mu b)/(\pi r)] \right\} \sin^2(2\alpha + 2\beta), \quad (6) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} 2\alpha &= \arctan \left\{ 2\sqrt{2}(T-1)\sigma_0^d - (T+4)\sigma_0 \sin 2\phi \right\} / \\ &\quad \left\{ 2\sqrt{2}(T-1)\sigma_0^s - (T+4)\sigma_0 \cos 2\phi \right\} \\ &= \arctan \left\{ \sqrt{2}(T-1)b \cos \theta - 2\pi r(T+4)\sigma_0 \sin 2\phi \right\} / \\ &\quad \left\{ -\sqrt{2}(T-1)b \sin \theta - 2\pi r(T+4)\sigma_0 \cos 2\phi \right\}. \end{aligned}$$

若  $\sigma_n^d = 0$  ( $n = 1, 2, \dots, 6$ ), 晶体中没有位错,(5)和(6)式等号右端大括弧内只保留第二项,这等价于由长程单轴应力产生的均匀衬度。

如上所述,(5)和(6)式等号右端第二项为背景强度,第一项相当于不存在长程场时的螺位错双折射像的强度,这第一、二项总是正值,但第三项可正可负,当第三项为负且数量上大于第一项,则位错像中的强度将低于背景,出现衬度反转。适当地选择  $\sigma_0$  和  $\phi$ ,可以在螺位错端点像中得到黑白相对的花瓣。反之,可根据像中的衬度反转的条件来确定位错邻近长程应力场中主应力的大小  $\sigma_0$ ,以及主应力的方向 ( $\phi$ )。

值得注意的是(5)和(6)式中使用的是无限大晶体中螺位错应力表示式。这些公式仍然适用于此处的薄片晶体,因为在双折射像使用的晶片厚度约为  $2.0-2.5\text{mm}$ ,而像的范围只有  $80-200\mu\text{m}$ ,所以这种薄片晶体仍然可以近似地考虑为“块状材料”。

#### 4 实 验

钾矾是具有弹性、弹光均各向异性的立方晶体,属于  $m3$  点群,其弹光张量中有四个独立元素。而石榴石晶体,如 YAG, GGG 属于  $m3m$  点群,其弹光张量中只有三个独立元素。因而利用钾矾晶体来检验上述成像理论较利用石榴石晶体具有更普遍的意义。

采用水溶液降温法生长钾矾单晶体,生长温区为  $46-48^\circ\text{C}$ ,控温精度为  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ ,降温平均速率为  $0.15-0.25^\circ\text{·d}^{-1}$ 。晶体生长过程中,当过饱和度  $\sigma > 1\%$ ,则一般只出现面  $\{111\}$ ,若  $\sigma < 1\%$ ,则出现  $\{111\}, \{010\}$  和  $\{120\}$  面,亦能观察到面积较小的  $\{110\}$  面。生长周期约为  $10\text{d}$ ,即可获得约为  $0.5\text{cm}^3$  的晶体。用湿线切割,选择某一自然  $\{111\}$  面作为基面,与该面平行切出晶片,然后用水砂粗磨,再在用去离子水加酒精的混合液湿润的

绸布上细磨，最后在浸有酒精的绸布上抛光。获得 0.20—0.25cm 厚度的面法线为〈111〉的可供观察用的试样，为了减少表面对像质量的影响，将试样浸泡于折射率相近的液体中观察。我们选择的浸泡液是甘油，它的折射率为  $n_o = 1.472$ ，而钾矾的折射率  $n_o = 1.456$ 。由于钾矾的分子式为  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ ，含有结晶水，而甘油是溶于水的，故在观察时，试样在甘油内的时间不能太长，以免钾矾脱水而产生不透明的表面层。

实验使用的是德意志联邦共和国 Leitz 公司制造的 ORTH PLAN-POL 偏光显微镜,所得双折射像的负片用微光度计测量其灰度分布。

## 5 与实验的对比和讨论

根据(5)式和文献[5]中的应力场表达式,获得了含有长程单轴应力钾矾晶体中螺位错双折射端点像的计算机模拟图,如图1所示。这里所使用的钾矾晶体的物理常数是由文献[12]中得到的:弹性系数为  $C_{11} = 2.49 \times 10^{11} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $C_{12} = 1.04 \times 10^{11} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,

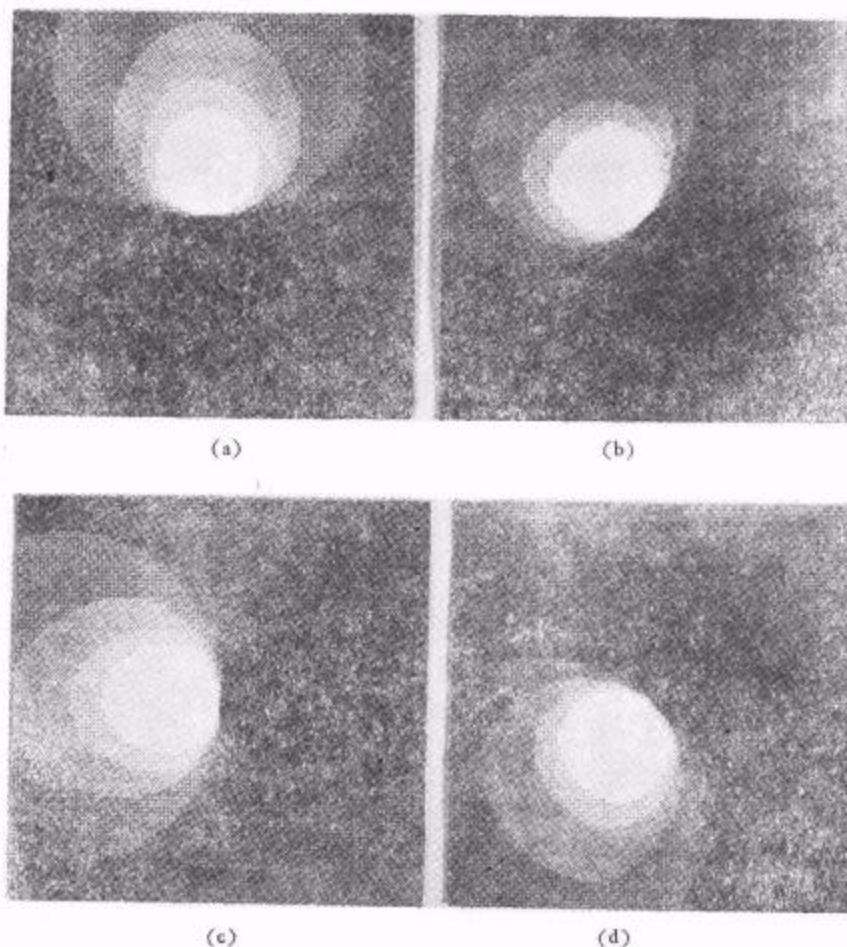


图1 钙钒晶体中伯格斯矢量为  $a[111]$  的直螺位错的计算机模拟像 [112]与起偏器间的夹角为  $\beta = 0^\circ$ (a),  $15^\circ$ (b),  $30^\circ$ (c),  $45^\circ$ (d); 在各图中起偏器是水平的

$\text{cm}^{-2}$ ,  $C_{44} = 0.849 \times 10^{11} \text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ ; 光弹系数为  $\pi_{11} = 3.7 \times 10^{-13} \text{cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ ,  $\pi_{12} = 9.1 \times 10^{-13} \text{cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ ,  $\pi_{13} = 8.5 \times 10^{-13} \text{cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ ,  $\pi_{44} = -0.63 \times 10^{-13} \text{cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ ; 点阵参数为  $a = 1.2133 \text{nm}$ ; 各向异性系数为  $A = 1.171$ ,  $D = 1.07$ ,  $T = 8.095$ . 从图 1 中可以看到, 螺位错的计算机模拟像中衬度的反转. 相应的实验像见图 2. 图 3 为测得的图 2(a) 和图 2(c) 负片的等灰度曲线. 注意图 3 中相应于高于背景的等灰度线表示为实线, 低于背景的表示为虚线. 从图 1—图 3 可以看出, 实验像与计算机模拟像不仅其等强度曲线的形状相似, 而且得到与实验像一致的黑白衬度的反转.

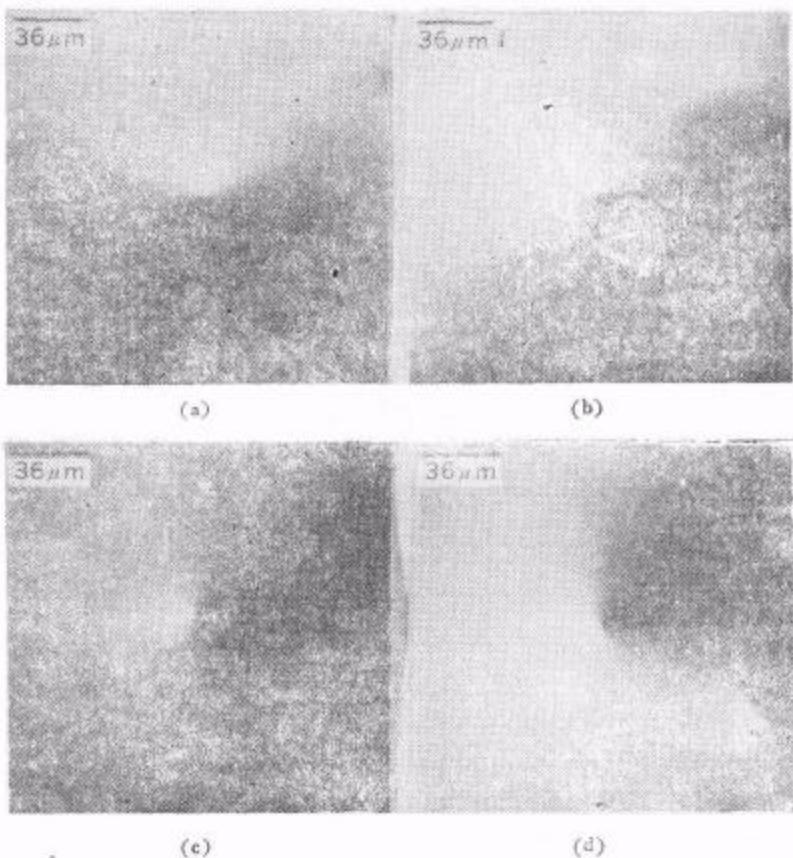


图 2 钾晶中伯格斯矢量为  $a[111]$  的直螺位错的实验像  $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$  与起偏器的夹角  $\beta = 0^\circ$ (a),  $15^\circ$ (b),  $30^\circ$ (c),  $45^\circ$ (d); 在各图中起偏器是水平的

如上所述,(5)和(6)式等号右端大括号中第二项是长程应力场引起的均匀衬度, 即背景强度, 第一项为不存在长程场时螺位错像的强度分布, 这两项总是正值. 但第三项可正可负, 当第三项为负且在数值上大于背景时, 则衬度反转. 于是, 可调节  $\sigma_0$  和  $\phi$  的大小, 得到与实验像一致的具有黑白衬度的螺位错双折射像. 据此可估计长程单轴应力的主应力的大小和方向. 多次尝试后选  $\phi = 8^\circ$ , 当  $\sigma_0 = 0$  时, 为两叶亮的花瓣, 见图 4(a); 当  $\sigma_0$  增加, 亮瓣之一出现暗区, 暗区的面积随着  $\sigma_0$  的增加而增大, 见图 4(b); 当该叶花瓣完全变黑并与实验观察一致时,  $\sigma_0$  和  $\phi$  可以被认为是叠加在螺位错邻近区域内的长程应力场, 见图 4(c). 在我们的样品中, 据此估计出的长程应力场的主应力为  $\sigma_0 = 10^{-5} C_{44}$  或

$10^4 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\phi = 8^\circ$ .

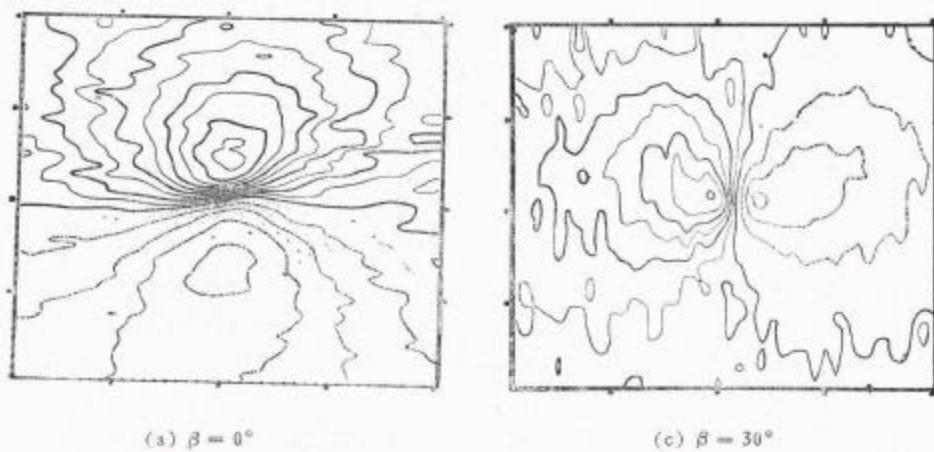


图3 相应于图2(a)和图2(c)的负片的等灰度轮廓线

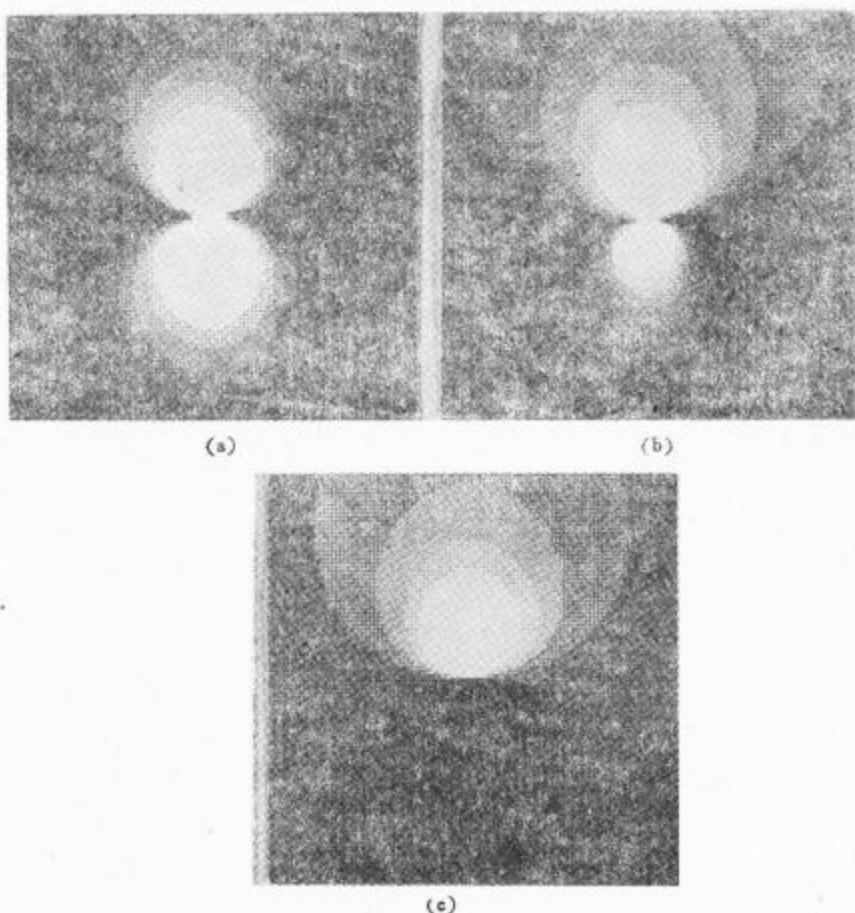


图4 通过双折射像中衬度反转来确定钾矾晶体中的长程应力场 (a)  $\sigma_3 = 0^\circ$ ; (b)  $\sigma_3/C_{44} = 10^{-7}$ ; (c)  $\sigma_3/C_{44} = 10^{-8}$ ; 在各图中起偏器是水平的,  $\beta = 0^\circ$

从图1中可以看出, 钾矾中螺位错的端点像中的等强度曲线不是如弹性各向同性晶

体 (Zener 比  $A = 1$ ) 中所预言的为两个相切于坐标原点的圆<sup>[3]</sup>, 也不像在具有较大弹性各向异性  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  的晶体 (Zener 比  $A = 2.943$ ) 所预言的蝶形<sup>[5]</sup>。这是由于钾矾的 Zener 比  $A = 1.171$ , 是介于  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  与弹性各向同性的晶体之间, 但比较接近各向同性, 因而其像中的等强度曲线近于圆。这表明像中等强度曲线的形状关于圆的偏离反映了晶体的弹性各向异性, 参阅文献[5]。

本工作的文字打印和部份的图片工作得到吕鹏工程师的帮助, 在此致谢。

- [1] N.-B. Ming and C.-Z. Ge, *J. Cryst. Growth*, **99**(1990), 1039.
- [2] D.J. Fathers and B.K. Tanner, *Phil. Mag.*, **28**(1973), 749.
- [3] C.-Z. Ge, N.-B. Ming and D. Feng, *Phil. Mag.*, **A53**(1986), 285.
- [4] K. Maiwa, K. Tsukamoto, I. Sunagawa, C.-Z. Ge and N.-B. Ming, *J. Cryst. Growth*, **98**(1989), 590.
- [5] C.-Z. Ge, N.-B. Ming, K. Tukamoto, K. Maiwa and I. Sunagawa, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 7556.
- [6] Y.T. Chou and T.E. Mitchell, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 1535.
- [7] S.Y. Shu, C.-Z. Ge and D. Feng, *J. Physique*, **41**(1980), C6-186.
- [8] X.Y. Xu and D. Feng, *J. Mater. Sci.*, **20**(1985), 612.
- [9] H.S. Bagdasarov and L.M. Doduk, *Kristallogr.*, **15**(1970), 334.
- [10] V.C. Indenbohm, *DKL. Akad. Nauk. U.S.S.R.*, **141**(1961), 1360.
- [11] D.A. Jenkins and J.J. Hren, *Phil. Mag.*, **33**(1976), 173.
- [12] K.H. Hellwage, *Elastic, Piezoelectric, Pyroelectric, Piezooptic, Electropic Contants and Non-linear Dielectric Susceptibilities of Crystals*, Landolt-Bornstein, New Series (Springer, Berlin, 1979), Vol.11.

## BIREFRINGENCE IMAGES OF SCREW DISLOCATION VIEWED END-ON IN $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ CRYSTALS

GE CHUAN-ZHEN PENG RU-WEN WANG HAI-WEN TAN HUA-JUN QI MING MIN NAI-BEN

(*Department of Physics and State Key Laboratory of Solid State  
Microstructures, Nanjing 210093 and Center for Advanced Studies  
in Science and Technology of Microstructures, Nanjing 210093*)

(Received 22 January 1994)

### ABSTRACT

Taken into account of the anisotropy of both elastic and photoelastic properties, the intensity distributions in birefringence images of screw dislocations with Burgers vector  $a\langle 111 \rangle$  viewed end-on in  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  crystal containing a long-range stress field have been obtained, which are in good agreement with the experimental observations. The principal stress of long-range uniaxial stress field around the screw dislocation in  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  crystal has been estimated, based on the theory.

PACC: 6170J; 6170F; 7820H