

大光轴角晶体消光影宽度效应理论 及其快速光学定向方法

肖 超 亮

(中国科学院物理研究所)

提 要

本文考虑了会聚偏振干涉图中高折射率、大光轴角晶体的消光影宽度效应, 以及其使消光影离开偏光显微镜视场角度的增加, 得到了消光影双曲线离开视场角度解, 使光学定向的精确度有大的提高。本文从正投影波面图出发, 论证了消光影宽度效应理论, 得出了准确的消光影方程。由该理论得到了消光影双曲线离开或接触视场方程的精确解, 并得到实验证实。这个在大光轴角厚晶体上进行定向的方法是方便、快速和有效的。

应用正交偏光显微镜在锥光图中进行光性观察并进行光学定向, 必须知道锥光图的形态特性。在高折射率、大光轴角晶体中, 目前还未有正确的理论可用。Becke^[1]曾用正投影波面图的方法证明了二轴晶体的消光影位置, 但只对锥光图中看得到光轴露头的情况进行了描述, 对看不见光轴露头的高折射率大光轴角晶体的锥光图完全不能适应。我们对此种晶体的锥光图进行了研究, 并对其消光影形态及运动进行了论证和实验证明。

一、宽度效应理论

1. 双曲线消光影方程的导出

取图1坐标, 波面图^[1]双曲线 P 点的两振动方向 \vec{PI} 、 \vec{PJ} 分别与上下两偏振片偏振方向平行。 φ_3 和 φ_1 有一个小的变化, 仍呈现消光, 因而消光影有一定宽度。 M 、 M' 为双曲线外、内区宽度, 由图1得双曲线消光影外区边缘方程为

$$R_1 \sin \alpha_1 = r_0 \sin \varphi + M \sin(90 - \varphi_3), \quad (1)$$

内区边缘的方程为

$$R_2 \sin \alpha_2 = r_0 \sin \varphi - M' \sin(90 - \varphi_3), \quad (2)$$

其中 φ_3 为 P 点斜率的角度。波面图双曲线消光影是 \vec{PI} 和 \vec{PJ} 偏离振动方向一个小角度的视角距离(光学系统仍不能分辨其黑白)。在波面图上即为 R_0 对偏离视角间距变化的小角度所引起的消光影宽度。 $PC = R_0 \sin \varphi_2 = r_0 \sin \varphi$, 则 $R_0 = r_0 \sin \varphi / \sin \varphi_2$, 在小角度时, 消光影在 \vec{PI} 方向的宽度 $M_0 = R_0 F$, F 为变化的小角度。对于实际测得的消光影宽度为 P 点的法线方向的宽度, 即 M_0 在法线方向的投影。得 \vec{PI} 振动方向外区宽度为

$$M_I = F \frac{r_0 \sin \varphi}{\sin \varphi_2} \cos(45 - \varphi), \quad (3)$$

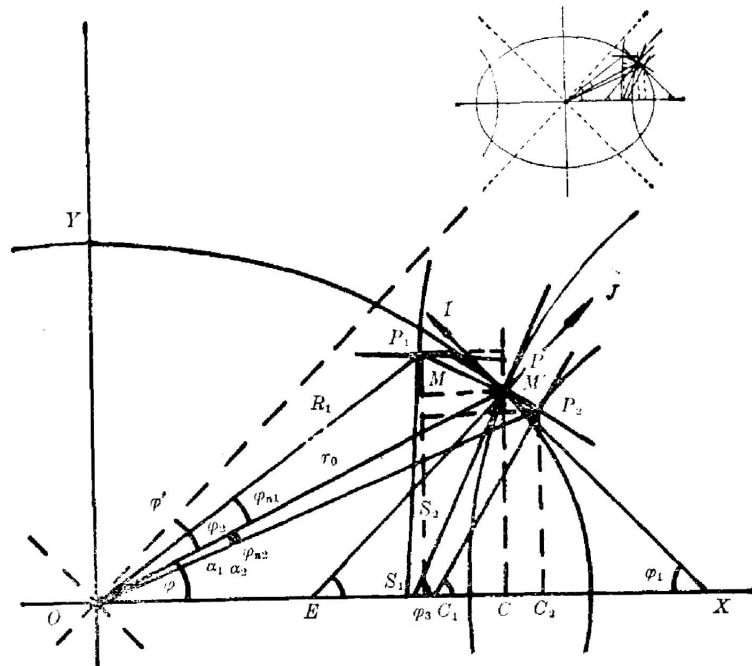


图 1 双曲线消光影波面图图解

Fig. 1 Wave surface diagram graphic solution with hyperbola isogyres

F 为光学系统的分辨率和晶体的固有特性引起消光的偏离视角距离变化，它对于一定的光学系统和晶体是常数。(3) 式的物理意义就是由于光轴面的旋转，引起 P 点的外区消光影的宽度。 φ_3 由双曲线切线方程规定。而

$$r_0 = \frac{D_v}{\sqrt{\cos 2\varphi}}, \tag{4}$$

对于 \vec{PJ} 振动方向的外区宽度为

$$M_J = F \frac{r_0 \sin \varphi}{\sin \varphi_2} \sin(45 - \varphi), \tag{5}$$

对于内区宽度，可由对应外区宽度求得。设消光影边缘的斜率近似为双曲线的斜率。对于外区

$$R_1^2 = M^2 + r_0^2 - 2Mr_0 \cos 2\varphi, \tag{6}$$

$$\cos \varphi_{n1} = \frac{R_1^2 + r_0^2 - M^2}{2R_1 r_0}, \tag{7}$$

$$\alpha_1 = \varphi + \varphi_{n1}, \tag{8}$$

对于内区有

$$R_2^2 = M'^2 + r_0^2 + 2r_0 M' \cos 2\varphi, \tag{9}$$

$$\cos \varphi_{n2} = \frac{R_2^2 + r_0^2 - M'^2}{2r_0 R_2}, \tag{10}$$

$$\alpha_2 = \varphi - \varphi_{n2} \tag{11}$$

由图从外区边缘到内区边缘其斜率由 45° 振动方向的一边大斜率变到另一边小斜率。作 P, P_1, P_2 点的 x, y 投影和 P_1, P_2 点二切线(即斜率)的垂线。即可由波面图得

$$M' = \left[\frac{r_2 \cos(\varphi - \varphi_{n2}) - r_0 \cos \varphi}{r_1 \sin(\varphi + \varphi_{n1}) - r_0 \sin \varphi} \right] \text{ctg } \varphi_3 \cdot M = f(\varphi_{n1}, \varphi_{n2}) M \text{ctg } \varphi_3, \tag{12}$$

由(3)、(12)式可求得 M' 。即可由 M 和双曲线上该点的宽度求得其真实双曲线的位置。

2. 消光影宽度的意义

消光影该上点的折射率由光率椭球得

$$n_0'^2 = (n_g \sin e_r)^2 + N_z^2 \left[1 - (n_g \sin e_r)^2 \left(\frac{\cos^2 \varphi}{N_x^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{N_y^2} \right) \right], \quad (13)$$

其中 n_g 为玻璃折射率, e_r 为波面图上该点的视光角, N_x 为锐角平分线方向折射率, N_x 为钝角平分线方向折射率, $N_y = N_m$ 为光轴折射率。由图 2 用正弦定律得

$$\sin e_0' = \frac{n_s \sin u'}{n_g}, \quad (14)$$

其中 $\sin u'$ 为由分辨率 d_0 决定的物镜入射角正弦的改变, $\sin u$ 为原来从样品表面进入物镜的入射角正弦, $\sin e_0'$ 为 $\sin u'$ 引起的视光角改变。即

$$\cos u' = \frac{S'H'}{m'}, \quad m'^2 = m^2 + d_0^2 - 2md_0 \cos(90 + u), \quad m = \frac{S'H'}{\cos u}, \quad \sin u = \frac{n_g \sin e}{n_s},$$

n_s 为物镜浸油折射率, $\sin e$ 为 $\sin u$ 的视光角正弦, d_0 光学系统的最高分辨率为

$$d_0 \geq \frac{0.5 \lambda}{n_s \sin \alpha}, \quad (15)$$

$n_s \sin \alpha$ 为所用物镜数值孔径。由分辨率引起的物镜入射角的小改变, 在锥光图中正弦定律即表现为晶体入射角的小改变。因而得由分辨率决定的最小能分辨的视角距离为

$$\Delta d = D_0 - D'_0 = D_0 - K \sin e' = D_0 - K \frac{n_0 \sin v'_0}{n_g} = D_0 - K \frac{N_m \sin v'_0}{n_g}, \quad (16)$$

$$\sin v'_0 = \frac{n_g \sin e'}{n'_0}, \quad (17)$$

$\sin v'_0$ 为 $\sin e'$ 和 n'_0 决定的该点晶体入射角正弦。由马利定律知道与偏振方向成 σ 角的光强与 $\cos^2 \sigma$ 成正比, 其光强比 $J/J_0 = \cos^2 \sigma$ 。这样得由光学系统分辨率引起的最小能分辨的视角距离和最小能分辨的光强比决定的最小能分辨的黑白视角距离, 称为消光影宽度因子 n_0 。即有

$$n_0 = \frac{J}{J_0} \Delta d = \Delta d_0 \cos^2 \sigma = \Delta d_0 \cos^2 [\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_{n1}] = \Delta d_0 \cos^2 (45 - \varphi + \varphi_{n1}).$$

由于光轴折射率不同使法线方向引起消光大小的不同。在锥光图中它是以光轴折射率为弦, 该点折射率方向上最小能分辨的黑白视角距离为正弦比值, 得法线方向引起消光的小角度变化。即有 $F_0 = N_m n_0$ 。表现在图 1 上, 双曲线上该点法线方向对应于原 \vec{PI} 振动方向 R_0 的小角度变化有 $F_0 \cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2)$, 即得 F 表达式

$$F = F_0 \cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2) = N_m n_0 \cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2) = \frac{N_m \Delta d_0 \cos^2 (45 - \varphi + \varphi_{n1})}{\cos(\varphi_3 - \varphi_2)}, \quad (18)$$

F 为垂直于 R_0 方向即 \vec{PI} 振动方向的小角度变化, F_0 为 P 点的法线 \vec{PP}_1 方向的小角度变化, $\cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2)$ 为 \vec{PI} 方向在法线方向投影的余弦。这由正投影波面图的性质决定。由于 n'_0 的不同, Δd_0 会有很小的差别, 由公式(16)、(18)看到对于同种晶体其最大折射率的变

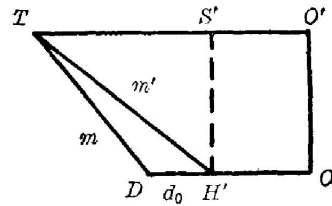


图 2 物镜分辨率示意图

OD 为样品表面, $O'T$ 为物镜表面, 中间为浸油介质

Fig. 2 Schematic diagram of objective lens resolution
OD sample surface, $O'T$ objective lens surface, midist is immersion oil midum

化引起的相对误差为 0.07%, 为方便起见 n'_0 可直接用 N_m 代替, 即有(16)式后面的关系。将(3)、(12)、(18)式代入(1)、(2)式即得外、内区消光影宽度(由于消光影 M_r 宽度总大于并复盖 M_j 宽度, 如表 1 所示, 因此以后所有的 M_r 即写 M)

$$M = N_m n_0 \frac{r_0 \sin \varphi}{\sin \varphi_2} \cos(45 - \varphi) \cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2), \quad (19)$$

$$M' = \left[\frac{r_2 \cos(\varphi - \varphi_{n2}) - r_0 \cos \varphi}{r_1 \sin(\varphi + \varphi_{n1}) - r_0 \sin \varphi} \right] M \cdot \operatorname{ctg} \varphi_3 = f(\varphi_{n1}, \varphi_{n2}) \cdot M \cdot \operatorname{ctg} \varphi_3, \quad (20)$$

得到双曲线消光影方程外区为

$$R_1 \sin \alpha_1 = r_0 \sin \varphi + N_m n_0 \frac{r_0 \sin \varphi}{\sin \varphi_2} \cos(45 - \varphi) \sin(90 - \varphi_3) \cos^{-1}(\varphi_3 - \varphi_2), \quad (21)$$

消光影方程内区为

$$R_2 \sin \alpha_2 = r_0 \sin \varphi - f(\varphi_{n1}, \varphi_{n2}) M \operatorname{ctg} \varphi_3 \sin(90 - \varphi_3). \quad (22)$$

由(21)、(22)、(6)、(9)式可得到双曲线内外区消光影的不同的曲率。

3. 消光影离开或接触视场角度的公式

我们从消光影离开视场的角度等验证这种宽度效应理论的正确。对极坐标双曲线方程微分

$$d\varphi = -\frac{1}{2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \alpha = \alpha \left(\frac{a}{r} \right),$$

在 $\varphi_0 = \varphi|_{\alpha=\alpha_1}$, $\varphi = \varphi|_{\alpha=\alpha_2}$ 积分

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} d\varphi = \frac{1}{2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{-d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}} = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \alpha \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2},$$

对于双曲线消光影外区边缘离开视场时积分在 $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = \frac{(a+m)^2}{r^2}$, 即得

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} - \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{(a+m)^2}{r^2} \right],$$

双曲线消光影外区边缘离开视场的角度

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} \right] + \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{(a+m)^2}{r^2} \right],$$

这里 $a = D_0$, $r = D_r$, 即有

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{D_0^2}{D_r^2} \right] + \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{D_0^2}{D_r^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{(D_0+M)^2}{D_r^2} \right], \quad (23)$$

这里 M 为双曲线消光影外区的宽度。

对于双曲线消光影内区边缘接触视场边缘时积分在 $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = (a-m)^2/r^2$, 即得

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} - \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{(a-m)^2}{r^2} \right].$$

双曲线消光影内区边缘接触视场的角度

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} \right] - \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{(a-m)^2}{r^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{a^2}{r^2} \right],$$

这里 $m = M'$ 为双曲线消光影内区的宽度, $a = D_0$, $r = D_v$, 有

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \operatorname{arc} \cos \frac{D_0^2}{D_v^2} \right] - \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \cos \frac{(D_0-M')^2}{D_v^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{D_0^2}{D_v^2} \right], \quad (24)$$

用(19)、(20)代入(23)式得双曲线消光影外区边缘离开视场的角度

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \arccos \frac{D_0^2}{D_c^2} \right] + \frac{1}{2} \left\{ \arccos \frac{D_0^2}{D_c^2} - \arccos \left[\frac{D_0}{D_c} + \frac{D_v N_m n_0 \sin \varphi}{D_0 \sin \varphi_2} \right]^2 \right\}. \quad (25)$$

用(19)、(23)式代入(24)式,得双曲线消光影内区边缘接触视场边缘的转动角度

$$\Phi = \left[45 - \frac{1}{2} \arccos \frac{D_0^2}{D_c^2} \right] - \frac{1}{2} \left\{ \arccos \left[\frac{D_0}{D_c} - f(\varphi_{n1}, \varphi_{n2}) \operatorname{ctg} \varphi_3 \frac{N_m n_0 D_v \sin \varphi}{D_0 \sin \varphi_2} \right]^2 - \arccos \frac{D_0^2}{D_c^2} \right\}. \quad (26)$$

二、实验验证

我们用 BNN、黄晶、SNLN 晶体六种面验证了把正投影波面图放在晶体内及放在物镜焦平面上,目镜焦平面上均是适用的,只须按 Mallard 公式进行变换即可。亦可用极图进行工作,极射赤面投影与正投影的关系为球面上同一点在极图的投影角度为正投影图角度的一半^[2],并得

$$D_2 = \frac{1}{2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} D_1, \quad (27)$$

D_1 为正投影图角度距离, D_2 为极图角度距离。由(3)、(4)、(19)式得 M , 由文献[7]的(4)式或实验所得的 Φ 求得该晶体特有的常数 F 。用同样的常数 F , 由公式(3)、(19)、(23)、(25)可求得其它规定 D_0 的各种双曲线消光影离开视场的角度。用公式(23)、(25)式得到的消光影离开视场角度的结果示于表 1、表 2, 可以看出理论结果与实验值符合得是好的。并证实 F 是一个常数。 M_r 复盖 M_f 。

对于双曲线消光影内区的宽度由公式(3)、(12)、(20)求得。其结果列于表 3。由公式(19)知宽度误差 0.01, 引起角度误差小于 0.5° 。从表 3 看出, 内区宽度计算结果和实验值符合得是好的。

对于常数 F , 由所用的光学系统的分辨率 Δd_0 和晶体的固有特性 N_m 、 φ 等求得。用公式(16)、(18)算得的结果与实验求值比较列于表 4。由计算的 F 值直接由公式(25)求得 Φ 与实验值比较列于表 5。证实了理论值与实验值符合得是好的。从(18)、(16)式清楚看到 F 即为常数。

由消光影方程(21)、(22)及(6)、(9)式用极坐标曲率公式求得双曲线消光影外区的曲率半径 132.6, 内区的曲率半径 25.85。从消光影方程(21)、(22)式看出, 随着 φ 的改变, 外区 R_1 的改变比内区 R_2 的改变小。说明双曲线消光影内区的曲率比外区的曲率大许多。这与各种消光影运动形态的观察, 看到内区边缘运动是更弯曲的双曲线, 在接近视场边缘时更加明显是一致的。上面这些理论结果对于准确的进行光学定向和垂直于光轴的 M 面上测准光轴角是很适用的。尤其对于高折射率($N_m > 2.0$)大光轴角晶体 M 面上的消光影宽度大, 很难实际找到真实的双曲线位置^[2], 而不能确定其光轴角。用我们的公式(3)、(12)或(19)、(20)、(23)~(25)或 M 面视场边缘该点消光影的宽度可直接、准确的确定其双曲线的真实位置, 从而测准其光轴角。用消光影方程(21)、(22)式可在与光轴斜切的面上确定该面与光轴的夹角, 这在以前是根本不可能的, 这些研究工作都是很有意义的。

表 1 计算和实验的 Φ 的结果对比

Table 1 Comparison of calculated Φ with experimental results ($D_0=4.00, 4.50, 6.00$; eyepiece by 10, 0.1mm per division, objective lens by 100, oil immersion)

晶体	晶面	D_0	光轴角 sv/z	D_v	Φ_1	F	M_I	M_J	Φ_0	Φ (计算)	Φ (实验)
SNLN	c 面	4	35.5	9.38	5.24	0.152	3.01	0.28	11.76	17.00	16~18
		6	35.5	9.38	12.08	0.152	1.62		8.517	20.59	19~21
	a 面	4	54.5	13.14	2.66	0.095	3.72	0.176	7.34	10.00	9~11
		6	54.5	13.14	6.01	0.095	2.41		5.79	11.80	11~13
黄晶	c 面	4	31.5	5.78	14.32	0.092	0.536	0.155	4.68	19.00	18.5~19.5
		4.5	31.5	5.78	18.695	0.092	0.399		4.185	22.88	21.5~23
	a 面	4	58.5	9.45	5.17	0.109	2.201	0.199	7.33	12.5	12~13
		4.5	58.5	9.45	6.55	0.109	1.89		6.64	13.19	12.5~13.5

表 2 在物镜焦平面上的结果(条件同表 1)

Table 2 The results on the focus plane of objective lens (condition is the same as in table 1)

晶体晶面	D_0	光轴角 sv/z	d_v	Φ_1	F	M_I	Φ_0	Φ (计算)	Φ (实验)
SNLN c 面	0.3649	35.5	0.8552	5.24	0.152	0.275	11.76	17.00	16~18
	0.5471	35.5	0.8552	12.09	0.152	0.153	8.905	20.49	19~21
黄晶 c 面	0.3649	31.5	0.5271	14.325	0.0919	0.0489	4.675	19.00	18.9~19.5
	0.4105	31.5	0.5271	18.69	0.0919	0.03695	3.19	21.88	21.5~23

表 3 内区宽度结果(条件同表 1)

Table 3 The results of inside region width (condition is the same as in table 1)

晶体	晶面	r_1	Φ_{n1}	α_1	r_2	Φ_{n2}	α_2	M' (计算)	Φ' (实验)	M' (Φ')
SNLN	c 面	21.64	7.42	47.18	22.34	3.38	35.38	1.666	17.00	1.648
		8.091	3.70	34.38	8.591	0.50	31.18	0.503	19.00	0.502

表 4 F 值实验和计算结果(物镜 100 倍, 油浸 $N.A. = 1.32$)

Table 4 F values of test and calculation (objective lens by 100, oil immersion, $N.A. = 1.32$)

晶体	$n_p \sin e_r$	n'_0	d_0	$\sin u$	$\sin u'$	Δd_0	n_0	F (计算)	$F(\Phi)$
SNLN	0.5838	2.334	0.223×10^{-2}	0.3607	0.3566	0.068	0.9525	0.1519	0.152
黄晶	0.5838	1.6225	0.223×10^{-2}	0.2499	0.2458	0.061	0.935	0.0923	0.092

表 5 计算 F 值得 Φ 与实验比较

Table 5 Comparison of Φ calculated from F value with the experimental results

晶体	F (计算)	M	M (实验)	Φ_0 (计算)	Φ_1	Φ (计算)	Φ (实验)	$\frac{\Delta F}{F(\Phi)} \%$
SNLN	0.1519	3.009	3.012	11.77	5.24	16.91	17.00	0.00069
黄晶	0.09226	0.5385	0.536	4.74	14.32	19.06	19.00	0.0028

三、理论和定向方法的特点

用 Hilton^[4] 的近视场中心看见光轴露头的消光影方程计算 SNLN 晶体 c 面 $\varphi=5.24$ 时宽度只有 0.97, 这与实验观察相差近 5 倍。因此, Hilton 消光影方程是不能用来准确描述消光影形态和用于大光轴角晶体的光学定向的。用我们的理论, 无论晶体的厚度不同, 只要磨制一个主平面就能准确的定出该晶体的各个方向。用文献 [7] 的(4)式及本文的(23)、(25)式测量 Φ 的精确度可达 $\pm 0.5 \sim 1^\circ$, 从公式可知相对于实际光轴角偏差是 0.5° 。用我们的方法对每个主平面定向的精确度在小于 0.5° 以内。比 Michel-levy^[2] 方法和 Johansen^[3] 方法精确度高得多^[7]。对于高折射率大光轴角晶体, 他们的方法是不能区分 N_p 面和 N_g 面的。这是因为他们均没有完全把消光影宽度效应估计进去的结果。从文献 [7] 的(4)式及本文的(23)、(25)式, 对同一个面不同的厚度将有不同的特定 Φ , 从而定出该面的方位。从厚晶体光路图可看出这种方法的必要性。当厚度从 $d_1 \rightarrow d_2$ 时, 由于一定的聚光镜、物镜光阑和物镜的数值孔径 $N.A.$ 而使观察锥光图线度变化, 从而 Φ 有所不同。若列 D_0 、 D_c 、 N_m 、 Φ 的系统数值表, 则定向更为方便。若定向熟悉时, 根据消光影宽度效应理论的结果, 不同的主平面的宽度不同亦可定出该面的方位。我们用这种定向方法快速、方便地对 SNLN 晶体、锗酸铋单晶进行了大量定向^[7,8], 并研究了它们的自然外形与取向的关系^[8]。用此方法还可进行晶体解理性方向的研究^[8]。根据取向与厚晶体侧面生长小条纹及内部分层的关系观察实际生长方向的变化和偏离所需方向的角度确切情况是方便的。

在进行本工作过程中曾得到吴乾章先生、陆坤权、胡伯清、麦正洪、周棠、成希敏、傅全贵、吴立安、于继铮、罗河烈等同志的大力指导和帮助; 所用 SNLN 晶体是中国科学院物理研究所四室铋酸盐晶体研究组生长的; 所用黄晶是北京大学地质地理系赠给的; 中国科学院物理研究所附属工厂大力帮助加工定向所用显微镜配件; 商永生等师傅大力帮助切割晶体, 作者在此一并表示深切的谢意!

参 考 文 献

- [1] F. Becke; «*Optische Untersuchungsmethoden*», (Denkchr. der Gesamtkademie Osterreichische Akad. Wiss. Wien, 1904, **LXXV**, (April)), 41.
F. Becke; «*T. M. P. M.*», (Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften publish house, Wien, 1905, **XXIV**), 1~34.
A. Johannsen; *Manual of Petrographic Methods*, (McGraw-Hill book company, Inc. publish house, New York and London, 1918), 429.
- [2] A. Michel-levy; «*Les Mineveux des Roches*», (maison publish house, paris, 1888), 90~95.
N. H. Hartshorne; «*Crystals and the polarising microscope*», (Edward Arnold (publishs) Ltd., London, 1960), 350.
- [3] A. Johannsen; *J. of Geology.*, 1924, **32**, (February), 81.
- [4] e. Viola; *Zeit. für Kryst.*, 1899, **31**, (April), 484.
- [5] A. Johannsen, «*Manual of Petrographic Methods*», (McGraw-Hill book company, Inc., New York and London, 1918), 440.
- [6] Er. Mallard; *Bull. Soc. Min.*, 1882, **5**, (Janury), 77.
A. Johannsen; «*Manual of Petrographic Methods*», (McGraw-Hill book company, Inc. publish house, New York and London, 1918), 467.

- [7] 中国科学院物理铈酸盐晶体研究组;《物理学报》,1979, **28**, No. 2 (Feb), 230.
朱镛,张道范,《物理学报》,1979, **28**, No. 2 (Feb), 234.
肖超亮等;《物理学报》,1981, **30**, No. 12 (Dec), 1676.
肖超亮等;《硅酸盐学报》, 1980, **8**, No. 4, 385.
- [8] 肖超亮;《物理学报》, 1980, **29**, No. 2 (Feb), 270.
- [9] W. A. Deer, R. A. Howie; 《Rock-Forming Minerals》, (Holsted publish house, Unite State of America, 1982), 145.
王德滋;《光性矿物学》, (上海人民出版社, 1975), 245.
- [10] A. Johannsen; 《Manual of Petrographic Methods》, (McGraw-Hill book company, Inc. publish house, New York and London, 1918), 5.
- [11] T. Fukuda, Y. Uematsu; *Jap. J. A. P.*, 1972, **11**, No. 2 (Feb), 163.
A. Johannsen; 《Manual of Petrographic Methods》, (McGraw-Hill book company, Inc. publish house, New York and London, 1918), 425.
- [12] H. Hilton; *Z. f. Kryst.*, 1907, **42**, No. 5 (May), 277.
H. Hilton; *Mineralog. Mag.*, 1907, **XIV**, (May), 281.

Theory of width effect of isogyres of crystals with large optical axis angle and optical orientating method with fast rate

XIAO CHAOLIANG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

(Received 26 March 1984; revised 17 April 1984)

Abstract

In the present paper the width effect of isogyres on convergence polarization interference diagram of crystals with high refractive index and large optical angle are considered. By increasing the deviation angle of isogyres from vision field of polarization microscope and obtaining the solution of deviation angle of isogyres hyperbola from vision field. The precision of optical orientating is increased significantly. The theory of isogyres involving the width effect is demonstrated and the accurate isogyres equation is derived from wave surface diagram of orthoprojection. The precision solution of equation of isogyres hyperbola deviating from leaving or contacting with vision field is obtained and confirmed by experiment. It is shown that this orientation method for crystals with large optical angle is convenient, best and valid.