

红宝石晶体的双散射*

郭承就¹⁾

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

样,是使用晶体时必须考虑的问题。

一、引言

红宝石晶体是掺Cr³⁺的α-Al₂O₃单晶体,空间群为D_{3d}-R3C,在光学性质上为单光轴晶体。根据晶体光学原理,一束具有各种振动的自然光进入单光轴晶体后,一般情况下,将分成两种互相垂直振动的偏振光:寻常光和反常光。二者在晶体内部以不同的速度传播,因而晶体有两种不同的折射率(分别记为n_ω和n_ε),称为晶体的双折射。通常,定义n_ε-n_ω为双折射系数。红宝石为负单轴晶,即n_ε<n_ω,而且n_ε-n_ω≈-0.008^[1]。

在晶体内部,两种偏振光被吸收的情况也不相同。有两种吸收系数。吸收系数k可以按以下建议的定义^[2]进行测定计算:

$$\text{对寻常光}, -k_{\omega} = -\frac{\lambda}{4\pi t} \ln\left(\frac{I_{\omega}}{I_0}\right), \quad (1)$$

$$\text{对反常光}, -k_{\epsilon} = -\frac{\lambda}{4\pi t} \ln\left(\frac{I_{\epsilon}}{I_0}\right). \quad (2)$$

其中,λ为光的波长,t为样品通光厚度,I₀为人射光强,I_ω,I_ε分别为寻常光和反常光的透射强度(经表面反射损失修正)。k与厚度无关,是一个无量纲的量。同双折射相仿,定义k_ε-k_ω为双吸收系数。文献[3]表明,红宝石晶体在黄吸收带(延伸到红区)k_ε<k_ω。我们在波长λ=6328 Å作的测量(见表1),得到同样的结果。

除吸收外,光进入晶体还发生散射而损失能量。我们的实验观测表明,不同偏振状态的光的散射情况也是不相同的,具有“双散射”性质。

散射的各向异性如同吸收的各向异性一

物理

二、实 验

实验测定的是大角散射。装置原理如图1。光源是线偏振输出的氦氖激光(6328 Å)。积分球直径500mm。讯号由光电倍增管接收后,用X-Y记录仪记录。样品加工成激光棒的形状,两端面平面平行并抛光,由样品管夹头夹住伸入球心。转动样品,改变晶体光轴同光源偏振面的相对方向,分别测出晶体对寻常光和反常光的散射强度。按下式计算大角散射系数:

$$\text{对寻常光}, \alpha_{\omega} = \frac{I_{\omega}}{I_a \cdot L_s}, \quad (3)$$

$$\text{对反常光}, \alpha_{\epsilon} = \frac{I_{\epsilon}}{I_a \cdot L_s}, \quad (4)$$

其中,L_s是样品在球心附近暴露的长度,I_ω和I_ε分别为晶体寻常光和反常光的散射强度,I_a是全反射体(代替晶体)产生的散射强度。全反射体是用白色泡沫塑料磨制成的圆锥体。

我们对火焰法和提拉法生长的不同浓度、不同散射颗粒状况的许多红宝石样品进行过测量;为了对比,还对一些未掺杂的白宝石样品进行了测量,现将典型结果列于表1。

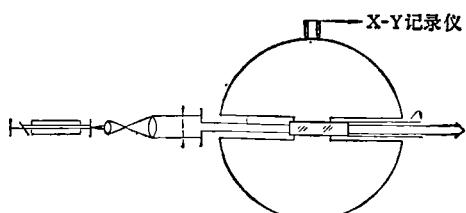


图1 大角散射测定装置示意图

* 1978年9月4日收到。

1) 杨琳等同志参加了部分实验工作。

表1 红宝石的散射和吸收系数*

序号	样 品	大角散射系数 (%cm ⁻¹)			吸收系数 ($\times 10^{-4}$)			备 注
		α_{ω}	α_s	$\alpha_s - \alpha_{\omega}$	k_{ω}	k_s	$k_s - k_{\omega}$	
1	90° 焰熔法 1	1.02 0.98	0.60 0.58	-0.42 -0.40	0.29	0.12	-0.17	
2	60° 焰熔法 2	1.05 0.98	0.65 0.60	-0.40 -0.38	0.26	0.062	-0.20	
3	60° 提拉法 1	1.63 1.45	0.90 0.67	-0.73 -0.78	0.61	0.24	-0.39	散射颗粒大而且多的样品
4	60° 提拉法 2	0.80 0.47	0.40 0.18	-0.40 -0.29	0.57	0.22	-0.35	
5	90° 焰熔白宝石	0.21	0.16	-0.05	0.034	0.034	0	

* ω —寻常光, s —反常光. 非 90° 样品的反常光系数是指 $\alpha_s(\theta)$, $k_s(\theta)$. 每根样品由两头测量散射系数, 故有两行数据.

吸收系数的测量用同一装置进行, 但要稍作改动, 即将接收器改放在积分球外正对透射光出口处, 结果按公式(1), (2)计算.

三、结果与讨论

1. 双散射

实验结果表明, 红宝石晶体有两种散射系数: 寻常光散射系数和反常光散射系数; 而且反常光散射小于寻常光散射, 即 $\alpha_s < \alpha_{\omega}$. 在我们测量过的样品中, 前者大都约为后者的 60% 左右.

与晶体的双折射、双吸收性质相仿, 可以将这种散射的各向异性称为“双散射”, 定义 $\alpha_s - \alpha_{\omega}$ 为双散射系数. 实验表明, 三种性质有相似之处, 即

$$\alpha_s < \alpha_{\omega}, \quad (5)$$

$$k_s < k_{\omega}, \quad (6)$$

$$\alpha_s < \alpha_{\omega}, \quad (7)$$

预示它们之间可能存在内在的联系.

2. 影响散射系数大小的因素

对样品进行激光散射颗粒观察及显微测定, 结果是, 晶体内存在较多的 0.1—1mm 量级的散射颗粒时, 大角散射系数大于 1%cm⁻¹ (表中样品 3), 而仅有 10⁻²—10⁻³mm 量级的散射

颗粒时, 大角散射系数为 0.1%cm⁻¹ 量级. 预计当上述两种散射颗粒都不存在时, 散射系数将降至 0.01%cm⁻¹ 量级. 可见, 散射颗粒的大小和多少是决定散射系数大小的主要因素, 嵌镶边界、内应力、位错等其它缺陷的影响居第二位. 显微观察看到的 10⁻¹—10⁻³mm 线度的散射颗粒的形状, 绝大多数为球形或带有尾巴——蝌蚪形, 在提拉法红宝石中偶见三角、六角等多边形. 前者主要是气泡, 后者同晶体表面附着的坩埚金属颗粒相似.

3. 散射强度与铬浓度的关系

铬浓度较高的红宝石, 其折射率和吸收系数都较大^[3]. 我们对同样条件下生长出来的白宝石晶体进行测定, 并同光学质量和散射颗粒状况大体相同的红宝石样品相比 (见表 1), 显然, 白宝石的散射系数和双散射系数皆比红宝石小得多. 这间接说明铬浓度影响散射的情况与吸收和折射也相似.

4. 双散射来源于双折射

综上所述, 可知强度大于 0.01%cm⁻¹ 的散射主要是由于存在散射颗粒造成的. 散射颗粒的折射率与晶体基体不同, 或者说它们相对于基体存在相对折射率. 随着铬浓度的增加, 基体折射率增大, 二者间的相对折射率也增大, 散射

强度从而增大。同样，由于对不同的偏振光晶体基体有两种折射率，亦即基体相对于散射颗粒有两种相对折射率，因而对不同的偏振光的散射强度也不相同，即造成两种散射系数——所谓双散射。预料双折射晶体很可能都存在双散射，只是程度大小不同而已。

参 考 文 献

- [1] G. W. Dueker et al., *Appl. Opt.*, 4-1, (1965), 109—118.
- [2] J. A. Mandarino, *The Amer. Mineral.*, 44(1959), 65—67
- [3] J. A. Mandarino, *The Amer. Mineral.*, 44(9-10) (1959), 961—973.

Nd:YAG 晶体中大气泡的形成与消除*

马笑山 张顺兴 柴 燿 张文珍 侯印春

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

一、引言

在熔体生长的晶体中，经常发现气泡夹杂物^[1~3]，不同作者曾提出过气泡形成的不同机理^[1,4]。至于铌酸锂与钛酸锂中大气泡的形成机理，则曾由 J. R. Carruthers 等提出^[5]。

本文通过一系列实验证明，J. R. Carruthers 等提出的机理与 Nd:YAG 晶体中大气泡的情况不符：我们提出了新的气泡生长机制，它可定性地说明 Nd:YAG 晶体中大气泡的情况；并可根据这种机制采取一些措施，有效地控制气泡的形成，消除气泡。

二、实验

实验装置如图 1 所示，坩埚尺寸与形状之一如图 2 所示，晶体尺寸一般控制在直径为 ϕ 20 毫米左右，晶体转速可在 0~120 转/分区间变化，晶体引上速度可在 0.7~4 毫米/小时区间变化。实验时炉内气氛分别为 He, N₂, Ar 等气体。实验结果：

1. 晶体转速对气泡形成的影响

炉内气氛为 N₂，绝对压力为 1.4 公斤/厘米²，晶体转速分别为 0, 10, 70 和 110 转/分，

物理

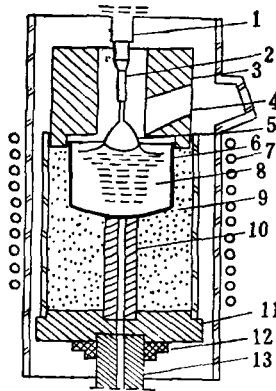


图 1 晶体生长装置简图

1.籽晶杆；2.籽晶夹头；3.氧化锆保温罩；4.观察窗；5.晶体；6.铱坩埚；7.感应线圈；8.熔体；9.氧化铝粉；10.氧化锆通光管；11.氧化锆底托；12.底托；13.通光管

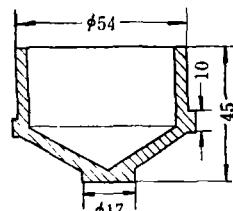


图 2 带状坩埚

引上速度为 1.3 毫米/小时时生长晶体并观察气泡情况，结果并未发现显著区别，只在 0, 10 转/分时，由于固/液界面凸向熔体，气泡未长入

* 1979 年 4 月 23 日收到。