

DOI: 10.19416/j.cnki.1674-9804.2021.01.024

密排六方钛合金宏观织构的超声分析方法

张国宁^{1,2} 卢超¹ 何方成² 梁菁² 王晓^{2*}

(1. 南昌航空大学 测试与光电工程学院, 南昌 330063; 2. 北京航空材料研究院, 北京 100095)

摘 要: 快速无损的测量正交宏观对称的六方晶系多晶体材料织构特征, 在材料学方面成了亟待解决的难题。通过建立晶粒取向分布函数、多晶材料等效弹性常数和超声波在材料近表面的传播特征三者的关系, 来确定晶粒取向分布函数的五个织构系数 W_{200} , W_{220} , W_{400} , W_{420} , W_{440} , 构建极图并分析材料的宏观织构特征。其中, 采用的两种波型分别是: 小角度临界值纵波和瑞利波, 而超声波传播特征主要以研究相速度在材料主平面上随传播角度的变化为主。对圆饼状 TA19 钛合金锻件进行了测量分析, 结果显示: 单一方向的声速 C 扫图可以反映出 TA19 钛合金锻件各位置的织构差异; 圆饼状 TA19 钛合金锻件在以圆心为中心的不同半径的圆周处有着不同的织构特征; 五个织构系数分别反映出圆饼状 TA19 钛合金锻件不同位置处的织构差异, 尤其 W_{220} , W_{420} , W_{440} 三位织构系数差异更为明显。

关键词: 六方晶系多晶体材料; 晶粒取向; 超声波; 极图

中图分类号: TG146.23

文献标识码: A

OSID:



0 引言

钛合金比强度高, 且具有良好的耐腐蚀性和耐热性, 成为工程中经常使用的材料之一。但是钛合金在各种热机械加工过程中(例如轧制, 拉伸和淬火等)都会存在织构的产生^[3-5]。所以, 钛合金通常表现出具有正交宏观对称性的各向异性微观结构^[6-8], 使其制件在使用过程中提前失效的可能性大大增加, 从而造成严重危害。

多年来, 国内外评价材料织构使用电子背散射衍射(Electron Backscattering Diffraction, 简称 EBSD)方法居多^[9], 但此方法无法实现无损的在线检测, 且检测成本昂贵。超声波技术正在开发替代品, 但目前国内外鲜有人研究, 且研究主要以立方晶系多晶材料为主。国内南昌大学黄模佳等人^[10-11]对立方晶粒的多晶集合体中弹性张量与超声波波速的关系进行研究, 推导出了织构系数与超声波波速的关系。英国帝国理工大学的 Bo Lan 等人^[12]利用超声波速度获得立方多晶材料织构的广义球谐卷积方

法, 解决了一般情况下利用单晶特性和多晶取向分布函数预测多晶体波速的正向问题, 同时其取向分布系数可以根据具有晶体对称性的多晶体的波速反向确定。

利用微晶取向分布函数(crystal orientation distribution function, 简称 CODF)对织构定量描述, 该函数可以在一系列广义球谐函数中展开^[12]。扩展的系数 W_{lmn} 可以充分表征材料的织构, 其中 $-\infty < l < +\infty$, $-l < m < +l$, $-l < n < +l$ 。这些系数, 以下称为织构系数。A. J. Anderson 的学位论文中提到^[13], 通过测量弹性系数计算织构时, 精度只能到 4 阶, 这是因为弹性本身是 4 阶张量, 所以最多只能计算出 4 阶织构系数。其中: 立方晶系材料的三个纹理系数为 W_{400} , W_{420} 和 W_{440} , 六边晶系材料的五个纹理系数为 W_{200} , W_{220} , W_{400} , W_{420} 和 W_{440} 。

TA19 是美国 Ti6242 合金的中国化名称, 其组织结构主要为 α 相, 具有密排六方晶体结构(hcp), 属近 α 型钛合金。

分别对 8 件饼状 TA19 钛合金锻件进行了两种

* 通信作者。E-mail: 319sh@163.com

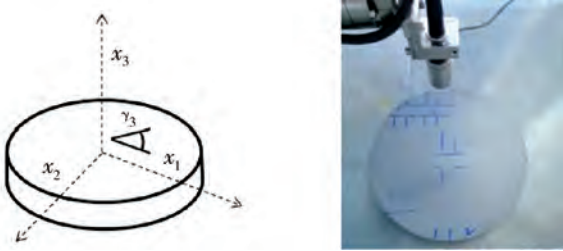
引用格式: 张国宁, 卢超, 何方成, 等. 密排六方钛合金宏观织构的超声分析方法[J]. 民用飞机设计与研究, 2021(1):146-154.
ZHANG G N, LU C, HE F C, et al. Ultrasonic analysis of macro-texture for hexagonal titanium alloy[J]. Civil Aircraft Design and Research, 2021(1):146-154(in Chinese).

试验分析,一种是底波幅值成像 C 扫描,另一种是声速成像 C 扫描,经过对比发现在表征材料织构差异方面,声速成像 C 扫描可呈现更加丰富的信息。采用小角度临界值纵波与表面瑞利波对试样典型的位置进行织构系数的测量。从另一角度证明声速表征织构差异的可行性。

1 试验方法

1.1 幅值与声速成像 C 扫描

试验采用规格为 $\phi 300 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 的 8 件圆饼状 TA19 钛合金锻件。使用 PAC 公司生产的水浸超声扫描设备对其进行试验。试验使用的超声探头规格为:中心频率 5 MHz;晶片直径为 9.525 mm。沿 x_3 轴方向分别采用时间差模式和幅值模式进行扫描,时间差模式采用试样上下表面一次回波的声程差进行成像,幅值模式采用一次底回波幅值进行成像,C 扫描中超声探头的移动步进设置为 0.3 mm,即成像分辨率为 0.3 mm。试样如图 1 所示。



(a) 三维圆饼状试样结构图 (b) 试样实物图

图 1 圆饼状试样, x_1, x_2, x_3 为正交坐标系

1.2 随角度变化的相速度与等效弹性常数的关系

微小各向异性材料的有效弹性常数 $\bar{C}_{ij}$, 可以表示为各向同性的无织构材料 C_{ij}^0 和小扰动 ΔC_{ij} 的总和, 这是由组成微晶的择优取向引起的。

$$\bar{C}_{ij} = C_{ij}^0 + \Delta C_{ij} \quad (1)$$

这里

$$|\Delta C_{ij}| \ll C_{ij}^0 \quad (2)$$

Y. Li 和 R. B. Thompson 获得了织构六边形材料的有效弹性常数 $\bar{C}_{ij}$ 的方程^[14]。 $\bar{C}_{ij}$ 的各向同性分量 C_{ij}^0 取决于所使用的平均方法 (Voigt, Reuss 或 Hill)^[14], C_{ij}^0 是单晶弹性常数 C_{ij} 的函数。各向异性部分 ΔC_{ij} 与材料的织构系数 W_{lmn} 线性相关。在本文中均采用了不等式(2)所示的小扰动各向异性的条件。我们考虑具有正交宏观对称性的六方晶材

料,坐标系的选择相当随意,但是一旦选择,便无法更改,因为织构系数的数值也会更改。这是由于织构系数定义中采用了广义球谐函数的对称性^[12]。大多数结构材料经过轧制或挤压成型后,都具有良好的宏观各向异性,其至少有一个主对称平面与样品的自由表面重合。例如,板的自由平面或管的外表面可以是对称平面。因此,通常至少有一个材料的主平面可用于测量。 x_3 轴是广义关联的勒让德函数 $Z_{lmn}(\xi)$ 的极轴,其行为不同于 x_1 和 x_2 轴。因此,不同的坐标系产生不同的织构系数值。本文以研究板的主平面 ($x_3 = 0$ 平面) 为主。

R. B. Thompson 提出了 $x_3 = 0$ 平面上,纵波相速度的角度变化与 $\bar{C}_{ij}$ 之间的关系^[15]。P. P. Del-santo 提出了 $x_3 = 0$ 平面上,瑞利波相速度的角度变化与 $\bar{C}_{ij}$ 之间的关系^[16]。我们在 $x_3 = 0$ 平面上以一种形式再现这两个方程,表示相速度与 ΔC_{ij} 之间的关系。

$$V_L(\gamma_3) \cong V_{11}^0 + \frac{V_{11}^0}{16C_{11}^0} \left[\begin{aligned} &(3\Delta C_{11} + 3\Delta C_{22} + 2\Delta C_{12} \\ &+ 4\Delta C_{66}) + 4(\Delta C_{11} - \Delta C_{22}) \\ &\cos 2\gamma_3 + (\Delta C_{11} + \Delta C_{22} \\ &- 2\Delta C_{12} - 4\Delta C_{66}) \cos 4\gamma_3 \end{aligned} \right] \quad (3)$$

这里

$$V_{11}^0 = \sqrt{C_{11}^0 / \rho} \quad (4)$$

$$V_R(\gamma_3) \cong V_R^0 + \frac{V_R^0}{16C_{44}^0} \left\{ \begin{aligned} &A_{2222} [3(\Delta C_{11} + \Delta C_{22}) \\ &+ (2\Delta C_{12} + 4\Delta C_{66})] \\ &+ 4A_{2233} (\Delta C_{13} + \Delta C_{23}) \\ &+ 4A_{23} (\Delta C_{55} + \Delta C_{44}) \\ &+ 8A_{3333} \Delta C_{33} + \\ &4 \left[\begin{aligned} &A_{2222} (\Delta C_{11} - \Delta C_{22}) \\ &+ A_{2233} (\Delta C_{13} - \Delta C_{23}) \\ &+ A_{23} (\Delta C_{55} - \Delta C_{44}) \end{aligned} \right] \\ &\cos 2\gamma_3 + A_{2222} [\Delta C_{11} + \Delta C_{22} \\ &- 2(\Delta C_{12} + 2\Delta C_{66})] \\ &\cos 4\gamma_3 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

这里同性介质中瑞利波速度 V_R^0 由准确的代数方程确定:

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\zeta^2)\eta^2 - 16(1 - \zeta^2) = 0 \quad (6)$$

其中:

$$\eta \equiv V_R^0 / V_{44}^0, \zeta \equiv V_{44}^0 / V_{11}^0 \quad (7)$$

系数 $A_{2222}, A_{2233}, A_{23}, A_{3333}$ 是 C_{12}^0, C_{44}^0 和 ρ 的函数。

他们同时都是单晶弹性常数 C_{ij} 的函数,并且取决于平均值方法。

可以修改式(3)~(5)以获得在其余主平面 $x_1=0$ 和 $x_2=0$ 上传播的波的相速度。在 $x_3=0$ 平面中,定义了 $\gamma=0$ 为 x_1 轴方向。

1.3 等效弹性常数与织构系数的关系

在一个正交连续体中, $\bar{C}_{ij}$ 是五个织构系数 W_{lmn} 的线性函数,下面列出了密排六方晶材料中 $\bar{C}_{ij}$ 和 W_{lmn} 之间的明确关系:

$$\begin{aligned}\bar{C}_{11} &= C_{11}^0 + 4\pi^2(4A_1\alpha_1 + B\beta_1), \\ \bar{C}_{22} &= C_{11}^0 + 4\pi^2(4A_1\alpha_2 + B\beta_2), \\ \bar{C}_{33} &= C_{11}^0 + 4\pi^2(4A_1\alpha_3 + B\beta_3), \\ \bar{C}_{23} &= C_{12}^0 + 4\pi^2(4A_2\alpha_1 + B\beta_4), \\ \bar{C}_{13} &= C_{12}^0 + 4\pi^2(4A_2\alpha_2 + B\beta_5), \\ \bar{C}_{12} &= C_{12}^0 + 4\pi^2(4A_2\alpha_3 + B\beta_6), \\ \bar{C}_{44} &= C_{44}^0 + 4\pi^2(A_3\alpha_1 + B\beta_4), \\ \bar{C}_{55} &= C_{44}^0 + 4\pi^2(A_3\alpha_2 + B\beta_5), \\ \bar{C}_{66} &= C_{44}^0 + 4\pi^2(A_3\alpha_3 + B\beta_6),\end{aligned}\quad (A1)$$

这里:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{1}{210}(\sqrt{10}W_{200} - 2\sqrt{15}W_{220}), \\ \alpha_2 &= \frac{1}{210}(\sqrt{10}W_{200} - 2\sqrt{15}W_{220}), \\ \alpha_3 &= -\frac{1}{105}\sqrt{10}W_{200}, \\ \beta_1 &= \frac{1}{105}(3\sqrt{2}W_{400} - 4\sqrt{5}W_{420} + 2\sqrt{35}W_{440}), \\ \beta_2 &= \frac{1}{105}(3\sqrt{2}W_{400} - 4\sqrt{5}W_{420} + 2\sqrt{35}W_{440}), \\ \beta_3 &= \frac{8}{105}\sqrt{2}W_{400}, \\ \beta_4 &= -\frac{4}{105}(\sqrt{2}W_{400} + \sqrt{5}W_{420}), \\ \beta_5 &= -\frac{4}{105}(\sqrt{2}W_{400} - \sqrt{5}W_{420}), \\ \beta_6 &= -\frac{4}{105}(\sqrt{2}W_{400} + \sqrt{35}W_{440}),\end{aligned}\quad (A2)$$

等效各向同性弹性常数 C_{11}^0 , C_{44}^0 和 C_{12}^0 以及各向异性系数 A_1, A_2, A_3 和 B 均与平均方法有关。系数 α_i 和 β_i 是 W_{lmn} 的线性函数,与平均方法的使用不相干。Voigt 平均方法可写为^[14]:

$$C_{11}^0 = \frac{1}{15}(8C_{11} + 3C_{33} + 4C_{13} + 8C_{44}),$$

$$C_{12}^0 = \frac{1}{15}(C_{11} + 5C_{12} + C_{33} + 8C_{13} - 4C_{44}),$$

$$C_{44}^0 = \frac{1}{30}(7C_{11} - 5C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13} + 12C_{44}),$$

$$A_1 = 4C_{11} - 3C_{33} - C_{13} - 2C_{44}, \quad (A3)$$

$$A_2 = C_{11} - 7C_{12} + C_{33} + 5C_{13} - 4C_{44},$$

$$A_3 = -5C_{11} + 7C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13} + 6C_{44},$$

$$B = C_{11} + C_{33} - 2C_{13} - 4C_{44},$$

其中, $C_{11}, C_{33}, C_{44}, C_{12}$ 和 C_{13} 是单晶弹性常数。 B 系数是单晶弹性常数的组合。瑞利波系数 $A_{2222}, A_{2233}, A_{23}$ 和 A_{3333} 由 Delsanto 和 Clark 提出^[15]。可写为,

$$\begin{aligned}A_{2222} &= \alpha_0[(up + u - 2p)\beta_0 - u(1 - p)/2]/(p - u), \\ A_{2233} &= \alpha_0[2(2 - u)\beta_0 - u], \\ A_{23} &= \alpha_0(2 - u)[4\beta_0 - u/(2 - 2u)], \\ A_{3333} &= A_{2222}(1 - u/p),\end{aligned}\quad (B1)$$

这里:

$$\begin{aligned}p &= C_{12}^0/C_{44}^0 + 2 \\ u &= \rho(V_R^0)^2/C_{44}^0\end{aligned}\quad (B2)$$

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= [2(u - 1)(u - p)]/[u(2u^2 - 3up + u + 2p - 2)] \\ \beta_0 &= p/(2 - 2p) + 1/u\end{aligned}$$

其中, V_R^0 是各项同性材料中的瑞利波声速,其计算方法在等式(6)中给出。

Reuss 平均方法的有效弹性常数 $C_{11}^0, C_{44}^0, C_{12}^0$ 和各向异性系数 A_1, A_2, A_3, B 由 Reuss 提出^[14]:

$$\begin{aligned}C_{11}^0 &= (S_{11}^0 + S_{12}^0)/[(S_{11}^0 - S_{12}^0)(S_{11}^0 + 2S_{12}^0)], \\ C_{12}^0 &= -S_{12}^0/[(S_{11}^0 - S_{12}^0)(S_{11}^0 + 2S_{12}^0)], \\ C_{44}^0 &= 1/S_{44}^0, \\ A_1 &= -4C_{44}^{0\ 2}a_1^s - 14C_{12}^0C_{44}^0a_0^s, \\ A_2 &= -4C_{44}^{0\ 2}a_2^s + 14C_{12}^0C_{44}^0a_0^s, \\ A_3 &= -4C_{44}^{0\ 2}a_3^s, \\ B &= -4C_{44}^{0\ 2}a_4^s,\end{aligned}\quad (C1)$$

这里:

$$S_{11}^0 = \frac{1}{15}(8s_{11} + 3s_{33} + 4s_{13} + 2s_{44}),$$

$$S_{12}^0 = \frac{1}{15}(s_{11} + 5s_{12} + s_{33} + 8s_{13} - s_{44}),$$

$$S_{44}^0 = \frac{2}{15}(7s_{11} - 5s_{12} + 2s_{33} - 4s_{13} + 3s_{44}),$$

$$\begin{aligned}
a_0^s &= s_{11} + s_{12} - s_{33} - s_{13}, \\
a_1^s &= 4s_{11} - 3s_{33} - s_{13} - \frac{1}{2}s_{44}, \quad (C2) \\
a_2^s &= s_{11} - 7s_{12} + s_{33} + 5s_{13} - s_{44}, \\
a_3^s &= -5s_{11} + 7s_{12} + 2s_{33} - 4s_{13} + \frac{3}{2}s_{44}, \\
a_4^s &= s_{11} + s_{33} - 2s_{13} - s_{44},
\end{aligned}$$

这里:

$$\begin{aligned}
s_{11} &= \frac{1}{2} \left(\frac{c_{33}}{c_0} + \frac{1}{c_{11} - c_{12}} \right), \quad s_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{c_{33}}{c_0} - \frac{1}{c_{11} - c_{12}} \right), \\
s_{33} &= \frac{c_{11} + c_{12}}{c_0}, \quad s_{13} = -\frac{c_{13}}{c_0}, \quad s_{44} = \frac{1}{c_{44}}, \quad (C3) \\
c_0 &= c_{33}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{13}^2.
\end{aligned}$$

C_{ij} 和 S_{ij} 分别是六方晶系结构的单晶弹性常数和柔顺常数, $A_1, A_2, A_3, A_{23}, A_{222}, A_{2233}, A_{3333}$ 这些系数是单晶弹性常数的组合。

Hill 方法是 Voigt 与 Reuss 两种平均方法的平均^[14], $\bar{C}_{Hill} = (\bar{C}_{Voigt} + \bar{C}_{Reuss})/2$ 。

1.4 织构系数 W_{lmn} 的测量

$\bar{C}_{ij}$ 是五个织构系数 W_{lmn} 的线性函数, 而相速度的角度变化取决于 9 个等效二阶弹性常数 $\bar{C}_{ij}$ 和密度 ρ 。由此确定了相速度角度变化与织构系数 W_{lmn} 之间的联系。为了便于寻找相速度随角度变化的特征, 将等式用以下模型表示^[7]:

$$V(\gamma) = V^0 + P + Q \cos(2\gamma) + R \cos(4\gamma) \quad (8)$$

其中, 系数 P, Q, R 是织构系数 W_{lmn} 的函数, 符号 V^0 表示各项同性情况下, 超声模式的相速度 V_{11}^0, V_R^0 。等式中的角度无关项表示为 Π :

$$\Pi = V^0 + P \quad (9)$$

使用式(3)~(8)与(A1)~(A3), 将六方晶材料的等效弹性常数 $\bar{C}_{ij}$ 与织构系数 W_{lmn} 相关联, 可以得到以下等式, 对两种超声模式均有效。在 $x_3 = 0$ 平面:

$$\begin{aligned}
P &= -8\pi^2 Z_1 \alpha_3 + \frac{3}{2} \pi^2 B Z_2 \beta_3 \\
Q &= 2\pi^2 [4Z_3(\alpha_1 - \alpha_2) + B Z_4(\beta_1 - \beta_2)] \quad (10) \\
R &= (\pi^2/2) B Z_5(\beta_1 + \beta_2 - 6\beta_6)
\end{aligned}$$

Z_i 系数 ($1 \leq i \leq 5$) 是 $A_1, A_2, A_3, A_{23}, A_{222}, A_{2233}, A_{3333}$ 与同性弹性常数 C_{11}^0, C_{44}^0 和密度 ρ 的组合。 Z_i 系数与超声波的类型有关。展示在表 1 中:

表 1 两种超声波模式下的 Z_i 系数

序号	L	R
Z_1	$\frac{V_{11}^0}{2C_{11}^0} A_1$	$\frac{V_R^0}{2C_{44}^0} \left[A_{2222} A_1 + \frac{1}{2} \left(A_{2233} A_2 + A_{23} \frac{A_3}{2} \right) - 2A_{3333} A_1 \right]$
Z_2	$\frac{V_{11}^0}{2C_{11}^0}$	$\frac{V_R^0}{2C_{44}^0} \left(A_{2222} - \frac{4}{3} (A_{2233} + A_{23}) + \frac{8}{3} A_{3333} \right)$
Z_3	$\frac{V_{11}^0}{2C_{11}^0} A_1$	$\frac{V_R^0}{2C_{44}^0} \left(A_{2222} A_1 - \frac{1}{2} \left(A_{2233} A_2 + A_{23} \frac{A_3}{2} \right) \right)$
Z_4	$\frac{V_{11}^0}{2C_{11}^0}$	$\frac{V_R^0}{2C_{44}^0} (A_{2222} - A_{2233} - A_{23})$
Z_5	$\frac{V_{11}^0}{2C_{11}^0}$	$\frac{V_R^0}{2C_{44}^0} A_{2222}$

根据等式(10)和等式(A2), 获得以下方程组:

$$\begin{aligned}
P &= (4\pi^2/105) (2Z_1 \sqrt{10} W_{200} + 3B Z_2 \sqrt{2} W_{400}) \\
Q &= - (16\pi^2/105) (Z_3 \sqrt{15} W_{220} + B Z_4 \sqrt{5} W_{420}) \quad (11) \\
R &= (8\pi^2 B Z_5/105) \sqrt{35} W_{440}
\end{aligned}$$

等式(11)可以计算出 α 六方晶系多晶材料的五个织构系数 $W_{200}, W_{220}, W_{400}, W_{420}, W_{440}$, 作为 $\Pi = V^0 + P, Q, R$ 的函数。通过测量在材料主平面上传播的两种超声模式的相速度的角变化, 基于公式(8)拟合出 Π, Q, R 的值。

最常见的情况是, 只有一个主对称平面可用于测量, 例如在薄板上。板的表面通常与一个主对称平面重合, 并且通常定义为 $x_3 = 0$ 平面。然后, 可以使用两个不同的超声模式确定五个纹理系数 W_{lmn} , 在这种情况下 P, Q 和 R 值可用于估计五个纹理系数。

使 $a, b \in (L, R)$, 且 $a \neq b$, 即 a 和 b 对应于 $x_3 = 0$ 平面上传播的两种不同模式。使用等式(11)得到:

$$\begin{aligned}
W_{200} &= \frac{21 \sqrt{10}}{16\pi^2} \frac{P_b Z_2^a - P_a Z_2^b}{Z_2^a Z_1^b - Z_2^b Z_1^a} \\
W_{220} &= \frac{7 \sqrt{15}}{16\pi^2} \frac{Q_a Z_4^b - Q_b Z_4^a}{Z_4^a Z_3^b - Z_4^b Z_3^a} \\
W_{400} &= \frac{35 \sqrt{2}}{8\pi^2 B} \frac{P_a Z_1^b - P_b Z_1^a}{Z_2^a Z_1^b - Z_2^b Z_1^a} \quad (12) \\
W_{420} &= \frac{21 \sqrt{5}}{16\pi^2 B} \frac{Q_b Z_3^a - Q_a Z_3^b}{Z_4^a Z_3^b - Z_4^b Z_3^a} \\
W_{440} &= \frac{3 \sqrt{35}}{8\pi^2} \frac{R_{a,b}}{Z_5^{a,b}}
\end{aligned}$$

其中, $Z_5^{a,b} = Z_5^a$ 或 Z_5^b, Z_1 到 Z_5 是在表 1 中给出, 从相速度的测量中确定 P, Q 和 R 。

2 试验结果与分析

2.1 幅值和声速成像 C 扫描结果

表 2 中列举了 4 块钛合金锻件的时间差模式和幅值模式 C 扫描成像结果,扫描结果根据特征值的大小通过彩虹色标进行表示,红色区域代表特征值高,蓝色区域代表特征值低。其中,表 2 中第一行分别为 4 块钛合金试块的超声底波幅值 C 扫描成像结果,可以明显看出,钛合金锻件一次底反射波衰减是均匀的。表 2 中第二行图像为钛合金锻件的超声波声速 C 扫描结果成像,整个速度变化范围为 $6\,100\text{ m}\cdot\text{s}^{-1} \sim 6\,250\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,钛合金锻件试样中心部分(心部),环中心部分(环心部),以及边缘处(边部),呈现出明显的颜色差异,通过色标可知,饼状 TA19 钛合金锻件沿 $x_3=0$ 轴方向的声速值,呈现出以圆心为中心的环状分布特征,不同环状半径的区域有这不同的声速值。三处位置如图 2 所示,图中 1 为心部、2 为环心部、3 为边部。

表 2 4 块钛合金锻件的两种特征值 C 扫描成像结果

序号	1-1-2	1-2-2	2-1-1	2-1-2
幅值 C 扫描 成像结果				
声速 C 扫描 成像结果				

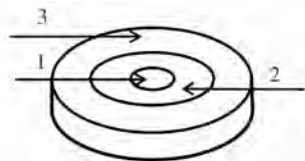


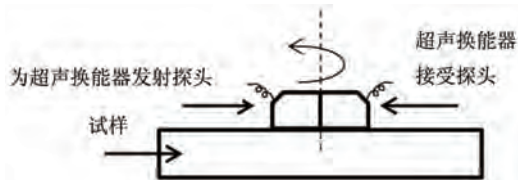
图 2 钛合金锻件试样不同测试位

2.2 取向织构系数的计算

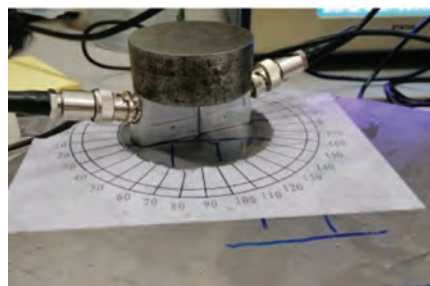
样品试块为 8 件饼状 TA19 钛合金锻件,每块试样规格为 $\phi 300\text{ mm} \times 20\text{ mm}$,其组织结构主要为 α 相,具有密排六方晶体结构。

采用泛美公司生产的 model5800 宽频信号发生器与 Lecroy 数字示波器分别对 8 块试样进行声速测量,选用的探头分别为中心频率 5 MHz 的小角度纵波探头与中心频率 5 MHz 的瑞利波探头。均采用一发一收接触探头进行测量,并将两个探头粘接到一起,如图 3 所示,此方法最大限度缩小声速传播范围,使织构系数在统计上更具有意义。根据表 II 声速扫描结

果,在 $x_3=0$ 主平面上心部、环心部、边缘部分别选一个位置,自 $x_1=0$ 轴为起始角,以 10° 为增量,顺时针在 19 个不同的传播方向上测量相速度。探头旋转时,中心轴线始终位于检测区域中心处,操作方式如图 3 所示。在测量期间,温度恒定在 $\pm 0.1\text{ }^\circ\text{C}$ 之内。



(a) 试验物品摆放图示



(b) 实验操作方式

图 3 试验物品摆放方式

测得试样表面三个局部区域的纵波与表面波随角度变化的相速度值和最小拟合曲线,从中提取出拟合系数 Π 、 Q 、 R 值,如图 4 所示。三个系数分别有以下特征:与角度无关的有效系数 Π 和对应于第二

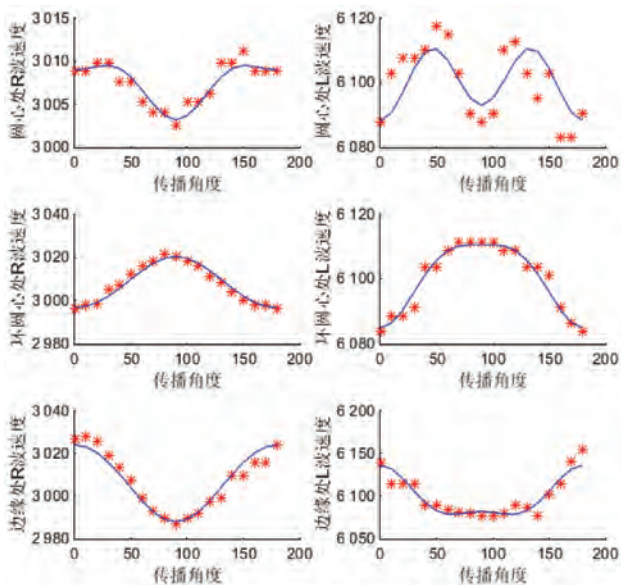


图 4 112 试样上,两种波形分别在三个不同位置 19 个传播方向下测量的相速度,实线是基于公式(8)的最小二乘拟合曲线

和第四角谐波的两个系数 Q 和 R 。对于平面上传播的每种类型的超声波,这些系数都有所不同。由于我们测量了两种在三个区域心部、环心部、边缘部上

传播的超声波,所以每块试样上, Π 、 Q 和 R 分别具有六个不同的值,如表 3 所示。使用这些系数计算织构系数,如表 4 所示。

表 3 112 试样上,三个区域两种超声波的拟合系数 Π 、 Q 、 R 值

波形	$\Pi_{\text{心}}$	$Q_{\text{心}}$	$R_{\text{心}}$	$\Pi_{\text{环心}}$	$Q_{\text{环心}}$	$R_{\text{环心}}$	$\Pi_{\text{边}}$	$Q_{\text{边}}$	$R_{\text{边}}$
L 波	6 125.7	-2.3	-10.1	6 125.9	-12.8	-2.9	6 023.1	27.1	11.2
R 波	3 047.4	2.9	-1.3	3 048.1	-11.9	0.4	3 046.6	18.1	-0.5

表 4 112 试样三个位置测得的织构系数

位置	平均方法	W_{200}	W_{220}	W_{400}	W_{420}	W_{440}
心部	Voigt	-0.000 83	-0.000 08	-0.002 36	0.001 72	-0.006 77
	Reuss	-0.000 72	-0.000 09	-0.004 61	0.003 89	-0.015 9
	Hill	-0.000 78	-0.000 09	-0.003 49	0.002 8	-0.011 34
环心部	Voigt	-0.00 14	-0.001 76	-0.004 58	0.002 29	-0.002
	Reuss	-0.001 19	-0.001 72	-0.008 92	0.005 17	-0.004 69
	Hill	-0.001 3	-0.001 74	-0.006 75	0.003 73	-0.003 34
边缘处	Voigt	0.002 68	0.003 37	0.008 44	-0.006 59	0.007 53
	Reuss	0.002 29	0.003 31	0.016 44	-0.014 9	0.017 69
	Hill	0.002 49	0.003 34	0.012 44	-0.010 75	0.012 61

计算取纯钛的密度作为试样密度: $\rho=4.506\ 3\ \text{g/cm}^3$, 取纯钛的单晶弹性常数为试样的单晶常数: $C_{11}^0=162.4\ \text{GPa}$; $C_{33}^0=180.7\ \text{GPa}$; $C_{44}^0=46.7\ \text{GPa}$; $C_{66}^0=35.2\ \text{GPa}$; $C_{12}^0=92\ \text{GPa}$; $C_{13}^0=69\ \text{GPa}$ 。

2.3 结果分析

2.3.1 构建极图

测量极密度分布并绘成极图是分析观测织构的基本方法。极密度分布函数 $\rho_{HKL}(\alpha, \beta)$ 为:

$$\rho_{HKL}(\alpha, \beta) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=-l}^l F_{l(HKL)}^n K_l^n(\alpha, \beta) \quad (0 \leq \alpha \leq \pi, 0 \leq \beta \leq 2\pi) \quad (13)$$

其中, $K(\alpha, \beta)$ 为球函数, $F_{l(HKL)}^n$ 是二维线性展开系数,它们是一组常数。 C_l^{mn} 与 $F_{l(HKL)}^n$ 的联系^[9]:

$$F_{l(HKL)}^n = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l W_{lmn} K_l^{*m}(\delta_{HKL}, \omega_{HKL}) \quad (14)$$

K_l^{*m} 是 K_l^m 的共轭复数:

$$K_l^{*m}(\alpha, \beta) = (-1)^n K_l^{-m}(\alpha, \beta) \quad (15)$$

$K(\alpha, \beta)$ 是球谐函数,表达式为:

$$K_l^m(\alpha, \beta) = \sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \frac{2l+1}{4\pi} P_l^m(\cos\alpha) e^{im\beta} \quad (16)$$

$(m = -l, -l+1, \dots, l, l = 1, 2, 3, \dots)$

式中, $P_l^m \cos(\alpha)$ 是霍布森(Hobson)连带勒让德函数^[9]。令 $x = \cos\alpha$ 则有:

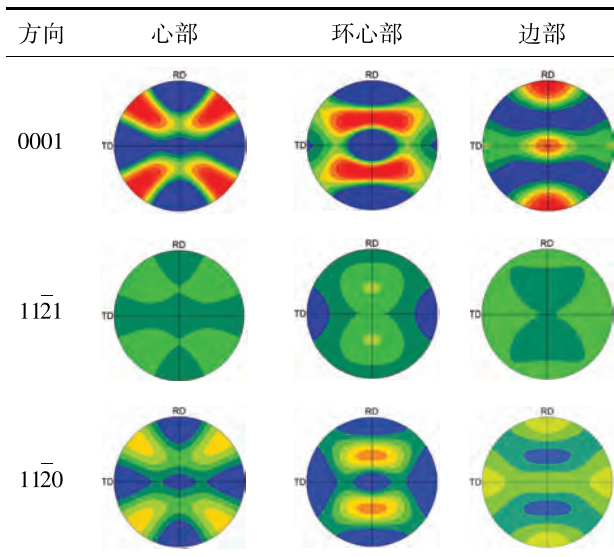
$$P_l^m(x) = (-1)^l \frac{(l+m)! (1-x^2)^{-\frac{m}{2}}}{(l-m)! 2^l l!} \quad (17)$$
$$\frac{d^{l-m}}{dx^{l-m}} (1-x^2)^l$$

我们现知五位 W_{lmn} 系数, W_{200} , W_{220} , W_{400} , W_{420} , W_{440} 。可归纳为, n 全部为 0, l 分别取两种值, 2 和 4, 当 l 取值为 2 时, m 取 0 和 2, 当 l 取值 4 时, m 取值为 0, 2, 4。

通过公式(14)~(17)可将连带勒让德函数和球谐函数共轭复数展开,将结果带入公式(13)可得到极密度分布函数的展开结果,从而画出极图。

以 112 试块为例,分别画出三处测量点的极图,如表 5 所示。

表 5 112 试样三个位置的计算极图



通过比较三个位置上的 $\{0001\}$ 、 $\{11\bar{2}1\}$ 和 $\{11\bar{2}0\}$ 极图,不同位置上的极图,呈现出明显的差异。

2.3.2 各织构系数在不同位置的取值分析

均匀各向同性材料的织构系数为 0,故织构系数的绝对值可表征某区域织构的大小。本文单独分析各位织构系数绝对值在试样三种位置的差异。为

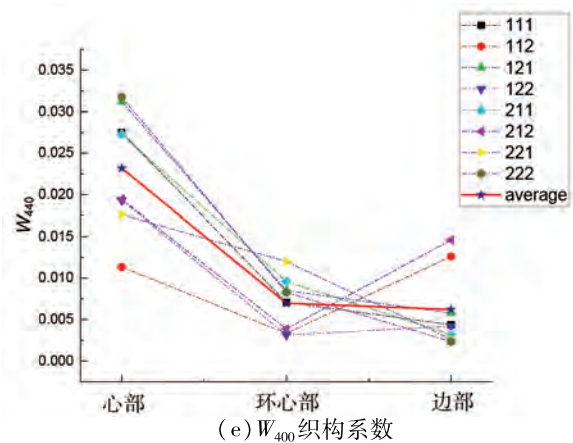
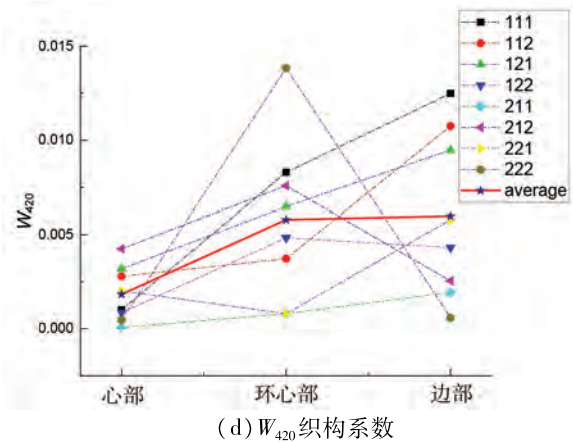
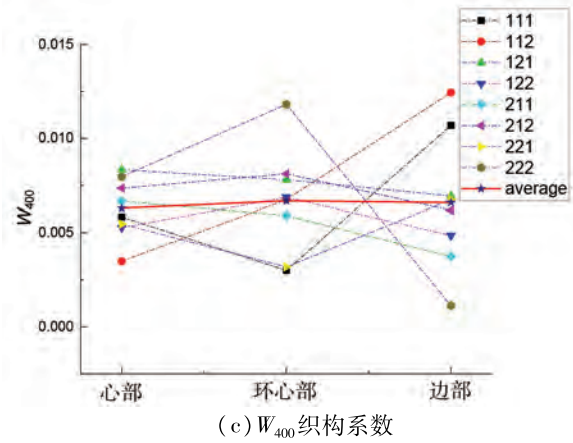
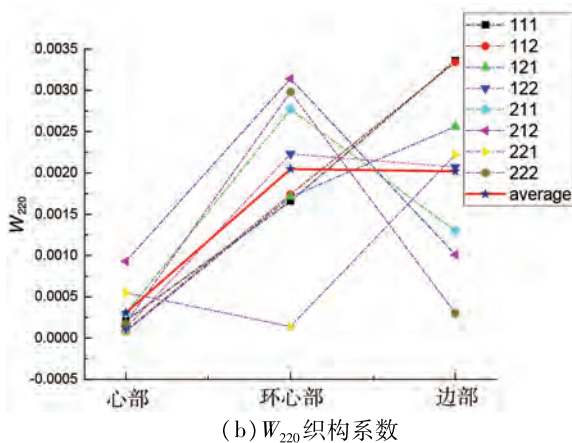
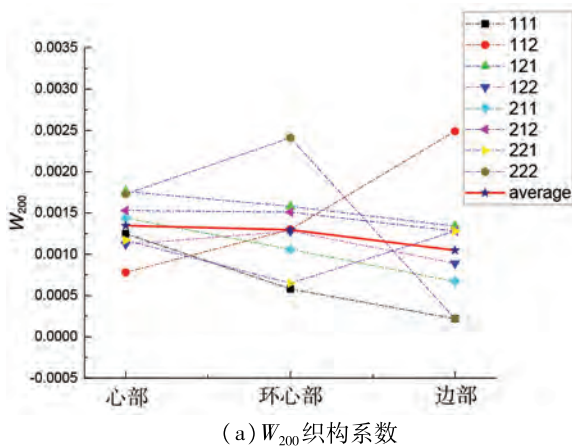


图 5 5 个织构系数绝对值在各试块三个位置的分布与各位位置处的平均

使结果更具有一般性,我们选用 8 块试块,将各个试块相同位置的织构系数绝对值做平均,分析单个织构系数在不同位置处的特征差异,如图 5 所示。

根据图 5 中数据汇总的结果可以发现,在饼状 TA19 锻件试样的不同位置处, W_{220} 、 W_{420} 、 W_{440} 三位织构系数的取值均有明显差异。其中:

1) 对于 W_{220} 系数,从平均值上看,心部位置的

W_{220} 系数绝对值明显小于环心和边部位置的 W_{220} 系数绝对值。心部位置的 W_{220} 系数绝对值普遍小于 0.001, 环心部位置的 W_{220} 系数绝对值普遍大于 0.001 5, 而边部位置的 W_{220} 系数绝对值在 0.000 5 ~ 0.003 5 之间无规则(随机)分布。

2) 对于 W_{420} 系数, 从平均值上看, 心部位置的 W_{420} 系数绝对值明显小于环心和边部位置的 W_{420} 系数绝对值。心部位置的 W_{420} 系数绝对值普遍小于 0.005。而环心部和边部位置的 W_{420} 系数绝对值在 0 ~ 0.014 之间无规则自由(随机)分布。

3) 对于 W_{440} 系数, 从平均值上看, 心部位置的 W_{440} 系数绝对值明显大于环心与边部位置的 W_{440} 系数绝对值, 且心部位置的 W_{440} 系数绝对值普遍大于 0.015, 而环心与边部的 W_{440} 系数绝对值普遍小于 0.015;

4) 对于 W_{200} 系数, 从平均值上看, 三个位置的 W_{200} 系数绝对值差异较小。从分布区间上看, W_{200} 系数绝对值在心部位置处的分布区间较小, 无规则自由分布在 0.000 7 ~ 0.001 7 之间, 而在环心与边部位置分布区间较大, 均无规则自由分布在 0.000 2 ~ 0.002 5 之间。

5) 对于 W_{400} 系数, 从平均值上看, 三个位置的 W_{400} 系数绝对值差异较小。从分布区间上看, W_{400} 系数绝对值在心部位置处的分布区间较小, 无规则自由分布在 0.003 ~ 0.009 之间, 而在环心与边部位置分布区间较大, 均无规则自由分布在 0.001 ~ 0.013 之间。

织构系数绝对值的差异, 说明了饼状 TA19 锻件试样不同位置的织构有这明显的差异, 与上文中声速 C 扫描结果对应。

3 结论

(1) 单一方向的声速 C 扫图可以反映出 TA19 钛合金锻件各位置的织构差异。

(2) 小角度临界值纵波和瑞利波, 可以表征材料近表面的宏观晶粒取向分布, 并能精确测量出 W_{200} , W_{220} , W_{400} , W_{420} , W_{440} 五位织构系数。

(3) 通过所测得的四阶织构系数, 可通过连带勒让德函数和球谐函数计算出相应的织构极图。

(4) 在不同的声速 C 扫描结果处, 各位织构系数绝对值的分布区间有所差异, 且 W_{220} 、 W_{420} 、 W_{440} 三位织构系数绝对值均可以很明显的呈现出不同位置处的织构差异。

参考文献:

- [1] 李毅, 赵永庆, 曾卫东. 航空钛合金的应用及发展趋势[J]. 材料导报, 2020, 34(增1): 280-282.
- [2] 刘世锋, 宋玺, 薛彤, 等. 钛合金及钛基复合材料在航空航天的应用和发展[J]. 航空材料学报, 2020, 40(3): 77-94.
- [3] 毛卫民, 张新明. 晶体材料织构定量分析[M]. 北京: 冶金工业出版社, 1995.
- [4] 张信钰. 金属和合金的织构[M]. 北京: 科学出版社, 1976.
- [5] BUNGE H J. Partial texture analysis[J]. Textures and Microstructures, 1990, 12: 47-63.
- [6] 李萍, 段园培, 薛克敏, 等. TB8 钛合金的热变形组织与织构[J]. 中国有色金属学报, 2010, 20(5): 872-877.
- [7] YUAN B G, YU H P, LI C F. Influence of hydrogen content on room temperature compressive properties of Ti6Al4V alloy at high strain rate[J]. Transactions of Nonferrous Metals Society of China, 2012, 22(12): 2943-2951.
- [8] YUAN B G, YU H P, LI C F, et al. Effect of hydrogen on fracture behavior of Ti-6Al-4V alloy by in-situ tensile test[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2010, 35(4): 1829-1838.
- [9] 毛卫民, 杨平, 陈冷. 材料织构分析原理与检测技术[M]. 北京: 冶金工业出版社, 2008.
- [10] 吴萍, 杨敏, 黄模佳. 立方晶粒正交金属板材微结构系数的超声测量[J]. 南昌大学学报(理科版), 2012, 36(6): 532-536.
- [11] 黄模佳, 陈梦成, 郑腾龙, 等. 立方晶粒各向异性多晶体的弹性张量和超声波速[J]. 中国科学, 2008(6): 721-729.
- [12] LAN B, LOWE M J S, DUNNE F P E. A generalized spherical harmonic deconvolution to obtain texture of cubic materials from ultrasonic wave speed[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2015, 83(1): 221-242.
- [13] ANDERSON A J. Ultrasonic texture characterization of aluminum, zirconium and titanium alloys[D]. Iowa State University, 1997.
- [14] LI Y, THOMPSON R B. Relations between elastic constants C_{ij} and texture parameters for hexagonal materials[J]. Journal of Applied Physics, 1990, 67(5): 2663-2665.
- [15] KIELCZYNSKI P J, MOREAU A, BUSSIÈRE J F. Determination of texture coefficients in hexagonal polycrystalline aggregates with orthorhombic symmetry using ultrasounds[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1994, 95(2): 813-827.

- [16] DELSANTO P P, CLARK JR A V. Rayleigh wave propagation in deformed orthotropic materials[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1987, 81(4): 952-960.

作者简介

张国宁 男, 硕士。主要研究方向: 超声无损检测。E-mail: 283964578@qq.com

卢 超 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 超声无损检测。E-mail: luchaoniat@163.com

何方成 男, 研究员。主要研究方向: 超声无损检测。E-mail: hfc_biam@sina.com

梁 菁 女, 研究员。主要研究方向: 超声无损检测。E-mail: liangjing@yeah.net

王 晓 男, 博士, 高级工程师。主要研究方向: 超声无损检测。E-mail: 319sh@163.com

Ultrasonic analysis of macro-texture for hexagonal titanium alloy

ZHANG Guoning^{1,2} LU Chao¹ HE Fangcheng² LIANG Jing² WANG Xiao^{2*}

(1. Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China;

2. Beijing Institute of Aeronautical Materials, Beijing 100095, China)

Abstract: Fast and non-destructive measurement of the texture characteristics in hexagonal polycrystalline aggregates with orthorhombic symmetry has become an urgent problem in materials science. In this paper, the five texture coefficients W_{200} , W_{220} , W_{400} , W_{420} , W_{440} of the grain orientation distribution function were determined by establishing the relationship among the grain orientation distribution function, the effective elastic constant of polycrystalline materials and the propagation characteristics of ultrasonic waves near the surface of the material. Then the pole figure was established and macro texture characteristics of the material were analyzed. Among them, the two wave types used are: the longitudinal wave of small incident angles and the Rayleigh wave, and the characteristics of ultrasonic propagation mainly focus on the study of phase velocity changes with the propagation angle on the main plane of the material. The results show three pieces of information. First, the image of C-scan of velocity in single direction can reveal difference of texture in forgings of TA19 titanium alloy; Second, disc-shaped TA19 titanium alloy forgings have different texture characteristics at the circumference of different radii centered on the center of the circle; Third, The five texture coefficients can respectively reflect the texture difference at different positions of the disc-shaped TA19 titanium alloy forgings, especially the W_{220} , W_{420} , W_{440} three-position texture coefficients are more obvious.

Keywords: hexagonal polycrystalline aggregates; grain orientation; ultrasonic waves; pole figure

* Corresponding author. E-mail: 319sh@163.com