

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2312247

# 一种考虑微观结构的磁声发射理论模型\*

张红亮<sup>1</sup>, 焦敬品<sup>1</sup>, 李光海<sup>2</sup>, 何存富<sup>1</sup>, 吴斌<sup>1</sup>

(1. 北京工业大学机械与能源工程学院 北京 100124; 2. 中国特种设备检测研究院 北京 100013)

**摘要:** 磁声发射是评价铁磁性材料力学性能的一种重要无损检测方法,然而鲜见磁声发射理论/数值模型的报道。本文提出了一种考虑微观结构(位错密度、晶粒尺寸)的磁声发射理论模型。通过数值计算,研究了磁化结构参数和微观结构参数对磁声发射信号包络的影响。之后,重点对磁声发射理论模型的合理性进行了验证。基于不同硬度试件上测得的磁声发射信号,利用遗传算法对理论模型中的动态磁滞参数和磁化结构参数进行了反演。结果发现,在反演参数下理论模型计算得到的磁声发射信号与实验信号吻合较好,且关键磁滞参数的反演值与理论值最大误差小于15%。因此,提出的理论模型可用于磁声发射信号的预测。

**关键词:** 磁声发射;微观结构;理论模型;铁磁性材料;硬度

**中图分类号:** TB553 TH878 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 460.40

## Theoretical model of magnetoacoustic emission considering the microstructure

Zhang Hongliang<sup>1</sup>, Jiao Jingpin<sup>1</sup>, Li Guanghai<sup>2</sup>, He Cunfu<sup>1</sup>, Wu Bin<sup>1</sup>

(1. College of Mechanical & Energy Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

2. China Special Equipment Inspection and Research Institute, Beijing 100013, China)

**Abstract:** Magnetic acoustic emission (MAE) is an important non-destructive testing method commonly used to evaluate the mechanical properties of ferromagnetic materials. However, there are few reports on the theory or numerical models of MAE. A theoretical MAE model considering the microstructure (dislocation density and grain size) is proposed in this paper. The influences of magnetization parameters and microstructure parameters on the envelope of MAE signal are analyzed through numerical calculations. After that, the rationality of the MAE model is validated. Based on the MAE predicted signals with different hardness specimens, the dynamic hysteresis parameters and magnetized structural parameters in the theoretical model were inverted with the genetic algorithm. The results demonstrate that the MAE signals calculated from the theoretical model under the inversion parameters are in good agreement with the experimental signals, and the maximum error between the inversion values of the key hysteresis parameters and the theoretical calculation results is less than 15%. Therefore, the theoretical model can be used to predict the MAE signals.

**Keywords:** magnetoacoustic emission; microstructure; theoretical model; ferromagnetic material; hardness

## 0 引言

机械装备中的关键部件大多为铁磁性材料,而其力学性能的动态变化往往是决定各部件服役寿命和可靠性的关键<sup>[1-3]</sup>,因此利用可靠的无损检测方法对铁磁性材料的力学性能进行评价至关重要<sup>[4-5]</sup>。现阶段,无损检测的常用手段主要包括漏磁法<sup>[6]</sup>、涡流法<sup>[7]</sup>和超声法<sup>[8]</sup>等。

这些方法能够有效检测结构的宏观损伤,如裂纹和空洞等,但在对铁磁性材料早期力学性能进行测量时,其检测效率和灵敏度存在局限性<sup>[9-10]</sup>。

近年来,磁声发射(magnetic acoustic emission, MAE)技术因其对铁磁材料特性的高灵敏度而在无损检测领域受到极大关注。MAE是指铁磁材料磁化过程中产生的声发射<sup>[11-12]</sup>,已被用于评估铁磁材料的机械性能,如表面硬度<sup>[13-14]</sup>、弹性变形<sup>[15-16]</sup>、塑性变形<sup>[17-19]</sup>、蠕变损伤<sup>[20-21]</sup>

收稿日期:2023-12-06 Received Date: 2023-12-06

\* 基金项目:国家自然科学基金(11972053,12274012)项目资助

和疲劳度<sup>[22-23]</sup>。由于 MAE 的检测能力和产生机制密切相关,因此人们通过大量实验对 MAE 的产生机制进行了推测和验证,结果表明了 MAE 的产生机制与磁化过程之间存在一定的联系<sup>[24-29]</sup>。基于这种内在联系,学者开展了 MAE 理论或模型的研究。迄今为止,MAE 理论模型按分析方法可分为两类:宏观模型和微观模型。宏观模型从铁磁性材料的磁致伸缩效应出发。例如,Ono 等<sup>[30]</sup>提出了基于磁畴体积非弹性应变张量的 MAE 模型,其中 MAE 强度与产生的非弹性应变体积分成正比。而微观模型主要关注磁畴和畴壁的运动。例如,Sablik 等<sup>[31]</sup>在 Alessandro-Beatrice-Bertotti-Montorsi 模型中引入了 90° 的畴壁移动,并建立了位错纠缠阶段之前的塑性变形 MAE 模型。其理论 MAE 信号强度的变异趋势与实验结果一致。Ng 等<sup>[32]</sup>研究了激振频率对镍钢和低碳钢 MAE 信号的影响。他们将畴壁运动与磁畴的成核和湮灭联系起来,建立了与频率相关的 MAE 模型。根据 Ng 提出的模型,Sablik 等<sup>[33]</sup>模拟了具有单峰、双峰和三峰的 MAE 信号,这些现象都可以用建立的模型来解释。总之,MAE 可通过宏观和微观模型模拟,但尚未考虑铁磁材料微观结构对 MAE 的影响。此外,目前的理论模型只能获得 MAE 信号的包络线,无法获得 MAE 信号的波形。

基于上述分析,本文针对 MAE 理论模型存在的不完善,提出了一种考虑微观结构的 MAE 理论模型,并研究了磁化结构参数和微观结构参数对 MAE 信号包络的影响。之后对不同硬度的试样进行 MAE 实验,不同硬度试样 MAE 信号的振幅和波形与实验结果吻合较好。最后,通过关键磁滞参数(钉扎系数、磁畴密度系数)的测量值和理论值进一步验证了 MAE 理论模型的准确性。

## 1 理论模型

磁声发射是铁磁性材料内部磁化现象的一种外在声学表现。因此,磁声发射理论模型的研究需要从铁磁性材料的磁化过程与磁声发射现象出发。而 Jiles-Atherton 模型是一种经典的磁滞理论,能够对铁磁性材料的磁化过程进行简单的描述。故本文从构建磁声发射信号统计模型出发,以 Jiles-Atherton 动态磁滞理论为支撑,分析铁磁材料的磁化过程以及磁畴和畴壁的运动,最终提出一种考虑微观结构的磁声发射理论模型。模型的具体推导过程如下。

磁声发射信号是铁磁性材料磁化过程中产生的应力波,具有一定的能量。对于由单一信号源产生的磁声发射信号,由微观统计理论可知,在外部磁场的作用下,半个激励信号周期内产生的磁声发射信号幅值可表达为:

$$\bar{V}_{\text{MAE}} = \frac{C_{\text{MAE}}}{\tau} \int \Delta E \frac{dB}{dt} n(H) dt \quad (1)$$

式中:  $\Delta E$  是每个发射点的磁弹性性能变化;  $C_{\text{MAE}}$  是一个比例常数;  $\tau$  是激励信号的半个周期;  $B$  是磁通密度;  $H$  是磁场强度;  $n(H)$  是磁场强度由  $H$  变为  $H + dH$  时产生的磁声发射点数。

利用链式规则对式(1)进行转换,则由单一源产生的磁声发射信号统计幅值可表达为:

$$\bar{V}_{\text{MAE}} = \frac{C_{\text{MAE}}}{\tau} \int \Delta E \frac{dB}{dH} n(H) dH = \frac{C_{\text{MAE}}}{\tau} \int \Delta E \mu(H) n(H) dH \quad (2)$$

式中:  $\mu(H)$  是微分磁导率。

分别对式(2)的两边进行微分求解,则任意磁场强度处的磁声发射信号统计幅值可表达为:

$$\bar{V}_{\text{MAE}}(H) = \frac{C_{\text{MAE}}}{\tau} \Delta E n(H) \mu(H) = 2C_{\text{MAE}} f \Delta E n(H) \mu(H) \quad (3)$$

式中:  $f = 1/2\tau$  是激励信号的频率。

此外,在磁声发射检测过程中,受激励频率的影响,趋肤效应会阻碍磁声发射信号的检测深度,并影响磁声发射信号的幅值,则考虑趋肤效应的磁声发射信号模拟幅值可表达为:

$$v_{\text{MAE}}(H) = \bar{V}_{\text{MAE}}(H) \left[ \frac{\delta}{l_0} \right] = \frac{2C_{\text{MAE}}}{l_0} \Delta E \sqrt{\frac{\rho \mu(H)}{\pi}} f^{\frac{1}{2}} n(H) \quad (4)$$

式中:  $l_0$  是试件的厚度;  $\delta = \sqrt{\rho/\pi f \mu(H)}$  是趋肤深度;  $\rho$  是材料的电导率。

由式(4)可知,磁声发射信号的幅值与磁声发射点数  $n(H)$  和微分磁导率  $\mu(H)$  有关。其中,磁声发射点数与信号源处磁场强度密切相关。而微分磁导率可通过求解 Jiles-Atherton 动态磁滞模型得到<sup>[34-35]</sup>。

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_{\text{an}} - M + k\delta c \frac{dM_{\text{an}}}{dH_e}}{\left[ k\delta - \alpha \left( M_{\text{an}} - M + k\delta c \frac{dM_{\text{an}}}{dH_e} \right) \right] + \mu_0 k_e k \delta c \frac{dM}{dt} + \mu_0^{1/2} k_a \frac{dM}{dt}} \quad (5)$$

式中:  $M$  是磁化强度;  $M_{\text{an}}$  是无磁滞磁化强度;  $H_e$  是有效磁场强度;  $k$  钉扎系数;  $\delta$  是与磁场方向性相关的参数;  $c$  是可逆磁化系数;  $\alpha$  是磁畴耦合系数;  $\mu_0$  是真空磁导率;  $k_e$  是涡流损耗系数;  $k_a$  是剩余损耗系数。

其中,无磁滞磁化强度  $M_{\text{an}}$  可以利用郎之万函数进行求解:

$$M_{\text{an}}(H) = M_s \left[ \coth\left(\frac{H_c}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_c}\right) \right] \quad (6)$$

式中:  $M_s$  是饱和磁化强度;  $a$  是磁畴密度系数。

研究表明铁磁性材料的位错密度、晶粒大小等微观结构的变化会改变材料的磁滞特性,进而影响磁声发射信号的产生。其中,微观结构与关键磁滞参数  $k$  和  $a$  之间的关系可表达为<sup>[36]</sup>:

$$k = ([G_1 + (G_2/d)]\zeta_d^{1/2})k_0 \quad (7)$$

$$a = ([G_3 + (G_4/d)]\zeta_d^{1/2})a_0 \quad (8)$$

式中:  $d$  是晶粒尺寸;  $\zeta_d$  是位错密度;  $k_0$  和  $a_0$  关键磁滞参数的初始值;  $G_1$ 、 $G_2$ 、 $G_3$  和  $G_4$  是磁滞参数随微观结构变化的过渡系数。

因此,为了模拟材料真实的磁声发射信号的幅值,将位错密度和晶粒尺寸通过式(7)和(8)引入到 Jiles-Atherton 动态磁滞模型中,并与式(4)联立,即可得到考虑微观结构的磁声发射模拟幅值。

此外,相关研究表明磁声发射信号的产生与磁化过程中畴壁运动、磁畴的形成与湮灭密切相关<sup>[24-30]</sup>,故在磁化过程中产生磁声发射的信号源可主要分为三部分:1) 畴壁的运动;2) 磁畴形成;3) 磁畴湮灭<sup>[27-32]</sup>。

实验研究表明,畴壁运动产生的磁声发射点数随磁场强度的变化而变化,通常在磁场强度等于矫顽力  $H_c$  时达到最大值,假设畴壁运动产生的磁声发射点数为以  $H_c$  为中心的高斯分布,可表示为:

$$n_{DW}(H) = \gamma_{DW}^H \exp\left\{-\frac{1}{2}(H - H_c/\Delta H_c)^2\right\} \quad (9)$$

式中:  $n_{DW}(H)$  是由畴壁运动产生的磁声发射点数;  $\gamma_{DW}^H$  是畴壁运动系数;  $H_c$  是矫顽力,即磁通密度  $B = 0$  时的磁场强度;  $\Delta H_c$  是畴壁运动的半峰宽。

同样,磁畴形成和湮灭产生的磁声发射点数  $n_N(H)$  和  $n_A(H)$  分布在磁畴形成和湮灭最活跃的地方。即它们的峰值分别位于迟滞回路的“负膝点” $H_{K1}$  和“正膝点” $H_{K2}$  附近。假设磁畴形成和湮灭产生的磁声发射点数  $n_N(H)$  和  $n_A(H)$  分别以  $H_{K1}$  和  $H_{K2}$  为中心的高斯分布。同时,考虑到磁声发射对激励频率  $f$  的依赖性<sup>[32]</sup>,则磁畴形成和湮灭所产生的磁声发射点数可以表示为:

$$n_N(H) = f^{-1/2} \gamma_{NA}^{K1} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{H - H_{K1}}{\Delta H_{K1}}\right)^2\right\} \quad (10)$$

$$n_A(H) = f^{-1/2} \gamma_{NA}^{K2} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{H - H_{K2}}{\Delta H_{K2}}\right)^2\right\} \quad (11)$$

式中:  $\overline{\gamma_{NA}^{K1}}$  和  $\overline{\gamma_{NA}^{K2}}$  分别是磁畴形成系数与磁畴湮灭系数;  $\Delta H_{K1}$  和  $\Delta H_{K2}$  分别是磁畴形成和湮灭的半峰宽;  $H_{K1}$  和  $H_{K2}$  分别是磁滞回线“负膝点”和“正膝点”处的磁场强度,即当磁感应强度  $B > 0$  或  $B < 0$  时,取  $\partial\mu/\partial H$  最大值对应的磁场强度。

在式(9)~(11)中,磁声发射模型参数  $\overline{\gamma_{DW}^H}$ 、 $\overline{\gamma_{NA}^{K1}}$ 、

$\overline{\gamma_{NA}^{K2}}$ 、 $\Delta H_c$ 、 $\Delta H_{K1}$  和  $\Delta H_{K2}$  属于磁化结构参数,可从文献中查找<sup>[33]</sup>。而参数  $H_c$ 、 $H_{K1}$  和  $H_{K2}$  则可通过求解式(5)中的 Jiles-Atherton 动态磁滞模型得到。

此外,针对磁畴形成与湮灭产生的磁声发射点数,其半峰宽之间存在一个弱约束:

$$\Delta H_K = \Delta H_{K1} = \Delta H_{K2} \quad (12)$$

由于磁声发射存在3种类型的信号源,将式(9)~(11)带入到式(4),可以分别得到由畴壁运动、磁畴形成以及磁畴湮灭所产生的磁声发射信号幅值。则任意磁场强度  $H$  处,由3种信号源产生的磁声发射信号幅值可表达为:

$$v_{total}(H) = \{v_{MAE}^{(DW)}(H)\}^2 + \{v_{MAE}^{(N)}(H)\}^2 + \{v_{MAE}^{(A)}(H)\}^2 \quad (13)$$

$$= C'_{MAE} \sqrt{\frac{\rho\mu(H)}{\pi}} \{ [n_{DW}(H)]^2 f + [n_N(H)]^2 + [n_A(H)]^2 \}$$

式中:  $v_{MAE}^{(DW)}$  是由畴壁运动产生的振幅;  $v_{MAE}^{(N)}$  和  $v_{MAE}^{(A)}$  分别是由磁畴形成和湮灭产生的振幅;  $C'_{MAE} = 2C_{MAE} \Delta E/l_0$  是一个比例常数。

此外,在磁化过程中畴壁的不可逆移动产生磁巴克豪森跳跃的同时释放弹性应力波,产生磁声发射信号。类比磁巴克豪森噪声信号跳变的相关性研究<sup>[37]</sup>,利用递归关系对磁声发射信号点数跳变的相关性进行描述,如下:

$$N_t = N_{t-1} + \delta_{rand} \sqrt{N_{t-1}} \quad (14)$$

式中:  $N_t$  是时间  $t$  时产生的磁声发射点数;  $N_{t-1}$  是前一个时刻  $t - 1$  产生的磁声发射点数;  $\delta_{rand}$  是一个随机数。

联立式(13)和(14),可以得到任意磁场处的磁声发射模拟信号,如下:

$$v_{simulation} = v_{total}(H) N_t \quad (15)$$

## 2 影响因素

本节通过提出的磁声发射理论模型,研究磁化结构参数及微观组织结构对磁声发射信号包络的影响。典型铁磁性材料的磁声发射理论模型的参数如表1所示。此外,激励磁场为正弦激励,频率为10 Hz,强度为10 000 A/m。

### 2.1 磁化结构参数

探究磁化结构参数(磁畴形成系数、磁畴湮灭系数、磁畴半峰宽、畴壁半峰宽和畴壁系数)对磁声发射信号包络的影响。

典型磁畴形成系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K1)}}$  和磁畴湮灭系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K2)}}$  时的磁声发射信号包络分别如图1和图2所示。可以看出两个磁畴系数对信号的包络有很大的影响。在研究的参数范围内,信号包络的峰值随各磁畴系数的增大而增大。

**表 1 动态磁滞参数和磁化结构参数**  
**Table 1 Dynamic hysteresis parameters and magnetization parameters**

动态磁滞参数		磁化结构参数	
$M_s$	$1.0 \times 10^6$ A/m	$\overline{\gamma_{NA}^{K1}}$	$3.0 \times 10^4$
$\alpha$	0.001	$\overline{\gamma_{NA}^{K2}}$	$1.0 \times 10^4$
$c$	0.05	$\frac{H_C}{\gamma_{DW}}$	700
$k$	2 500 A/m	$\Delta H_{K1}$	1 000 A/m
$a$	1 500 A/m	$\Delta H_{K2}$	1 000 A/m
$k_a$	0.456 1	$\Delta H_C$	1 500 A/m
$k_e$	0.010 9	-	-

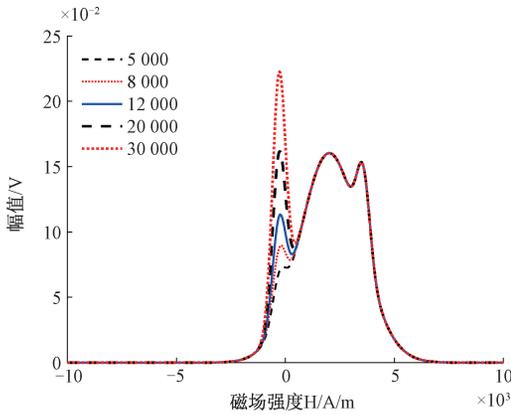


图 1 典型磁畴形成系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K1)}}$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 1 The envelopes of the MAE signal at typical domain formation coefficient

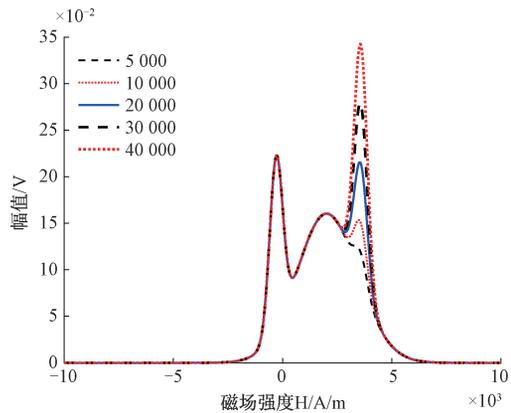


图 2 典型磁畴湮灭系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K2)}}$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 2 The envelopes of the MAE signal at typical domain annihilation coefficient

具体来说,磁畴形成系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K1)}}$  的影响主要集中在“正膝点”处的磁声发射信号幅值,即磁畴形成过程中产生的磁声发射信号;而磁畴湮灭系数  $\overline{\gamma_{NA}^{(K2)}}$  的影响主要集中在“负膝点”处的磁声发射信号幅值,即磁畴湮灭过程中产生的磁声发射信号。这种变化的可能原因是,当磁畴的形成和湮灭时能够释放更多的能量,使得产生的磁声发射信号变得更强。

典型磁畴半峰宽  $\Delta H_K$  下磁声发射信号包络如图 3 所示。可以看出,在研究的参数范围内,随着磁畴半峰宽的增大,磁声发射信号包络逐渐变宽,包络面积增大,包络形状由三峰变为双峰,直至融合成单峰。分析认为,由于磁声发射现象的产生主要取决于磁化过程中畴壁运动、磁畴的形成与湮灭。在磁畴半峰宽较小时,3 种因素产生的磁声发射信号点数相当,因此在矫顽力及正、负膝点处都出现峰值,呈三峰现象。随着磁畴半峰宽的增加,磁畴形成与湮灭产生的磁声发射点数显著增加,并逐渐淹没畴壁运动产生的磁声发射点数,呈现双峰,最终三者完全融合,呈现单峰。

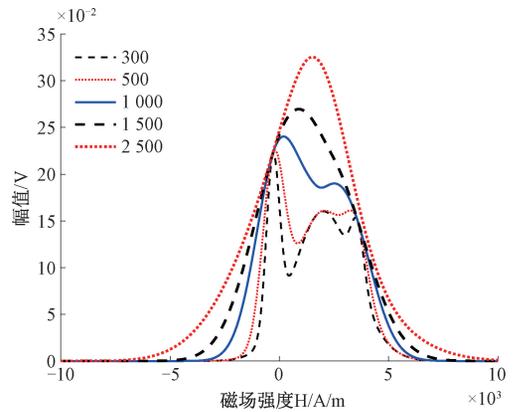


图 3 典型磁畴半峰宽  $\Delta H_K$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 3 MAE signal envelopes at typical half-peak width of domain

典型畴壁半峰宽  $\Delta H_C$  下磁声发射信号包络如图 4 所示。可以看出,但在研究的参数范围内,磁声发射信号的包络始终呈三峰。其中,两个“膝点”处的包络峰值随着畴壁半峰宽的增大而增大,而矫顽力处的包络峰值几乎是恒定的。分析认为,在畴壁半峰宽较小时,磁畴产生及湮灭参数的磁声发射信号与畴壁运动产生的磁声发射信号点数较少,未形成叠加,使得三峰分离程度明显。随着畴壁半峰宽的增加,畴壁运动产生的磁声发射信号点数增加,其与磁畴产生及湮灭产生的磁声发射信号点数开始叠加,使得两个“膝点”处的包络峰值增大,三峰分离程度减弱。

典型畴壁系数  $\overline{\gamma_{DW}^{H_C}}$  时的磁声发射信号包络如图 5 所

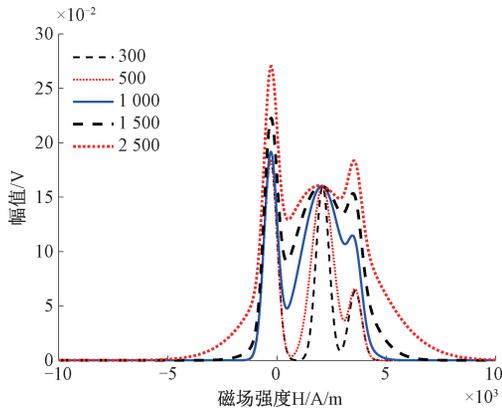


图4 典型畴壁半峰宽  $\Delta H_C$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 4 MAE signal envelopes with typical half-peak width of domain wall

示。在所研究的参数范围内,随着畴壁系数的增加,磁声发射信号的包络幅值有增加的趋势,而磁声发射信号的包络由多峰变为单峰。产生这种现象的可能原因是,当畴壁系数较小时,磁畴形成和湮灭产生的磁声发射信号较强,导致两个“膝点”处的峰值明显。随着畴壁系数的增大,畴壁运动产生的磁声发射信号显著增强,使得矫顽力处的包络峰值显著增大,最终呈现单峰。

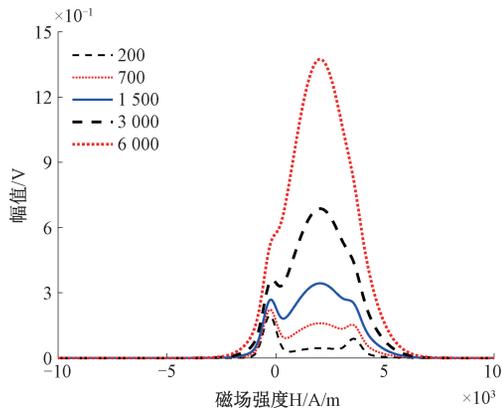


图5 典型畴壁系数  $\overline{\gamma_{DW}^{H_C}}$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 5 The envelopes of the MAE signal at typical domain wall coefficients

## 2.2 微观结构参数

模拟研究了典型微观结构参数(位错密度和晶粒尺寸)对磁声发射信号包络的影响。典型结果分别如图6和7所示。

由图6可以看出,在所研究的参数范围内,磁声发射信号的幅值随位错密度的增加而减小,但包络线宽度略有增加。对于这种现象,一个普遍接受的观点是,随着位错密度的增加,位错之间的结合和纠缠更加紧密,增加了

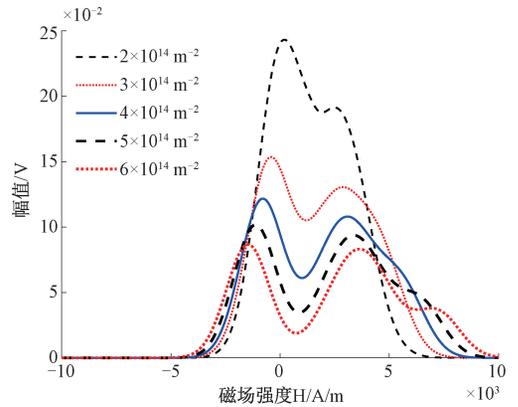


图6 典型位错密度  $\zeta_d$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 6 The envelopes MAE signal with typical dislocation densities

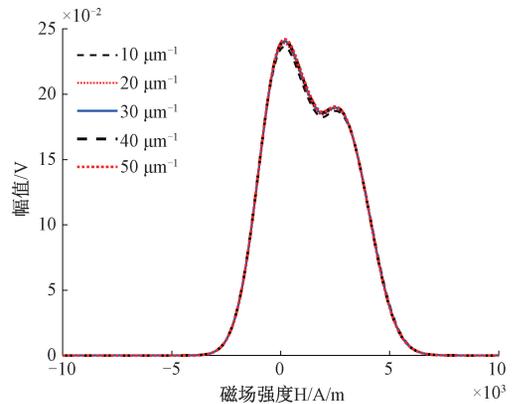


图7 典型晶粒尺寸  $d$  下的 MAE 信号包络  
Fig. 7 The envelopes MAE signal with typical grain sizes

磁化的难度,影响了因畴壁运动及磁畴形成与湮灭产生的磁声发射信号强度,使得磁声发射信号的峰值明显降低;同时由于磁化难度的增加,需要更强的磁场强度完成磁化,进而实现磁声发射信号的完全激发,致使磁声发射信号的包络宽度增大<sup>[36,38-39]</sup>。从图7可以看出,在研究的参数范围内,晶粒尺寸变化对磁声发射信号的包络几乎没有影响。

## 3 实验验证

基于上述的磁声发射理论模型及影响因素研究,本节将通过构建不同硬度试件的磁声发射理论模拟信号,对磁声发射理论模型的有效性进行实验验证。

### 3.1 磁声发射硬度检测系统

搭建的磁声发射检测系统如图8所示。磁声发射信号采集过程如下:函数发生器产生的正弦激励信号

(10 Hz, 2.5 V)经功率放大器放大后送入励磁线圈,产生交变磁场将试件磁化。试件表面的切向磁场信号和磁通密度信号分别由霍尔传感器和感应线圈接收,而试件中产生的磁声发射信号由声发射探头接收。最终三种检测信号由声发射接收仪统一采集,并在计算机端储存和显示。

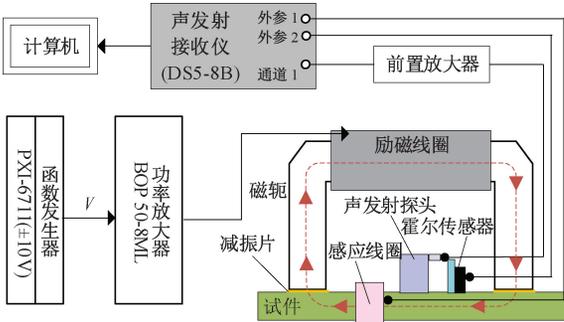


图 8 磁声发射检测系统示意图

Fig. 8 Schematic of the MAE detection system

制作 6 个表面硬度不同、尺寸相同(200 mm×60 mm×3 mm)的 Cr12 MoV 钢试件进行了磁声发射检测实验。所有的试件都是从同一钢板裁剪下来的。为了获得较小的变形和良好的力学性能,将试件在 1 030℃ 下进行淬火,然后在 180℃~850℃ 范围内分别进行回火处理。每个试样的回火温度和测得的维氏硬度如表 2 所示。显然,测得的硬度随回火温度的变化一致。

表 2 不同试件的退火温度和维氏硬度

Table 2 Tempering temperature and Vickers hardness of each specimen

编号	退火温度/℃	维氏硬度/HV
S1	850	225
S2	720	351
S3	615	406
S4	575	452
S5	550	556
S6	525	579

### 3.2 磁声发射模型参数反演

当模型参数如表 1 所示时,可以使用第 1 节中提出的理论模型预测磁声发射信号,该模型共涉及 13 个参数。其中,磁畴形成半峰宽和磁畴湮灭半峰宽之间存在一个弱约束  $\Delta H_k = \Delta H_{k1} = \Delta H_{k2}$ ;而材料相同的特定尺寸试件,其涡流损耗系数和剩余损耗系数是常数。因此我们在实际求解过程中只需要确定 10 个独立参数的取值,即可实现磁声发射信号模拟包络和模拟信号的预测。在

本研究中,通过将磁声发射信号的理论包络与实验测量包络进行匹配,采用遗传算法对这些参数进行反演。使用遗传算法进行参数估计的流程图如图 9 所示。

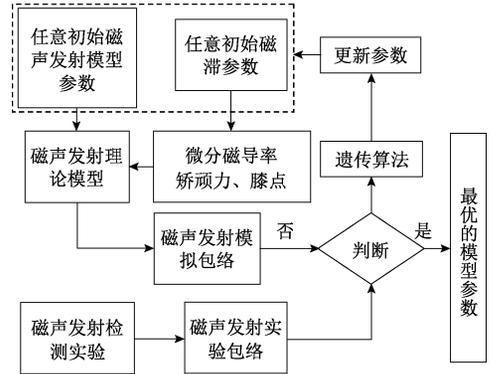


图 9 遗传算法参数估计流程图

Fig. 9 Parameter estimation using the genetic algorithm

将磁声发射实验信号包络与预测包络之间的欧氏距离作为遗传算法优化的目标函数,可表达为:

$$ED = \sqrt{(\sum (v_{envelop}^m(H) - v_{envelop}^s(H))^2)} \quad (16)$$

式中:  $v_{envelop}^m(H)$  和  $v_{envelop}^s(H)$  是任意磁场强度处的理论模拟包络和实验信号包络。

模型参数的初始值根据文献给出的值进行设置。遗传算法主要参数如表 3 所示。当目标函数的最小值满足收敛条件时,遗传优化过程终止。通过反演得到的不同条件下的理论模型参数如表 4 所示。

表 3 遗传算法的主要参数及设定

Table 3 Main parameters of the genetic algorithm

参数	设定	参数	设定
种群规模	20	$k$ 可行域	$1 \times 10^2 \sim 1 \times 10^4$
遗传代数	100	$a$ 可行域	$1 \times 10^2 \sim 1 \times 10^4$
初始值	可行域内任意值	$\overline{\gamma_{NA}^{k1}}$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 1 \times 10^5$
遗传规则	SGA 默认值	$\overline{\gamma_{NA}^{k2}}$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 1 \times 10^5$
$M_s$ 可行域	$1 \times 10^5 \sim 5 \times 10^6$	$\overline{H_C}$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 1 \times 10^4$
$\alpha$ 可行域	$1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-1}$	$\overline{\gamma_{DW}}$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 1 \times 10^4$
$c$ 可行域	0.10~0.80	$\Delta H_k$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 2 \times 10^4$
		$\Delta H_C$ 可行域	$1 \times 10^1 \sim 2 \times 10^4$

### 3.3 结果与讨论

将反演得到的模型参数代入到磁声发射理论模型中可以得到不同硬度试件的磁声发射预测信号,理论预测波形与实验波形的对比如图 10 所示。可以看出,通过提出的理论模型和反演模型参数可以很好地预测不同硬度的磁声发射信号,且理论预测信号的幅值与实验信号的

表4 不同试件的理论模型反演参数

Table 4 Parameters of the theoretical model obtained by inversion method

	编号	$M_s$	$\alpha$	$c$	$k$	$a$
动态磁滞 参数	S1	$1.368 \times 10^6$	0.004 10	0.469 91	$8.539 \times 10^3$	$9.824 \times 10^3$
	S2	$1.901 \times 10^6$	0.009 51	0.450 11	$12.338 \times 10^3$	$13.558 \times 10^3$
	S3	$2.010 \times 10^6$	0.010 10	0.423 02	$14.833 \times 10^3$	$15.803 \times 10^3$
	S4	$2.216 \times 10^6$	0.011 05	0.415 01	$15.834 \times 10^3$	$17.093 \times 10^3$
	S5	$2.311 \times 10^6$	0.012 03	0.400 69	$20.831 \times 10^3$	$24.471 \times 10^3$
	S6	$2.651 \times 10^6$	0.013 03	0.390 69	$22.053 \times 10^3$	$25.469 \times 10^3$
	编号	$\overline{\gamma_{NA}^{K1}}$	$\overline{\gamma_{NA}^{K2}}$	$\overline{\frac{H_C}{\gamma_{DW}}}$	$\Delta H_K$	$\Delta H_C$
磁化结构 参数	S1	$35.848 \times 10^3$	$26.821 \times 10^3$	$1.186 \times 10^3$	$4.266 \times 10^3$	$5.730 \times 10^3$
	S2	$8.185 \times 10^3$	$3.402 \times 10^3$	$0.329 \times 10^3$	$3.507 \times 10^3$	$6.523 \times 10^3$
	S3	$2.0684 \times 10^3$	$0.982 \times 10^3$	$0.268 \times 10^3$	$2.906 \times 10^3$	$7.230 \times 10^3$
	S4	$0.305 \times 10^3$	$0.182 \times 10^3$	$0.225 \times 10^3$	$0.907 \times 10^3$	$8.229 \times 10^3$
	S5	$0.258 \times 10^3$	$0.152 \times 10^3$	$0.156 \times 10^3$	$0.706 \times 10^3$	$9.237 \times 10^3$
	S6	$0.206 \times 10^3$	$0.022 \times 10^3$	$0.141 \times 10^3$	$0.506 \times 10^3$	$11.523 \times 10^3$

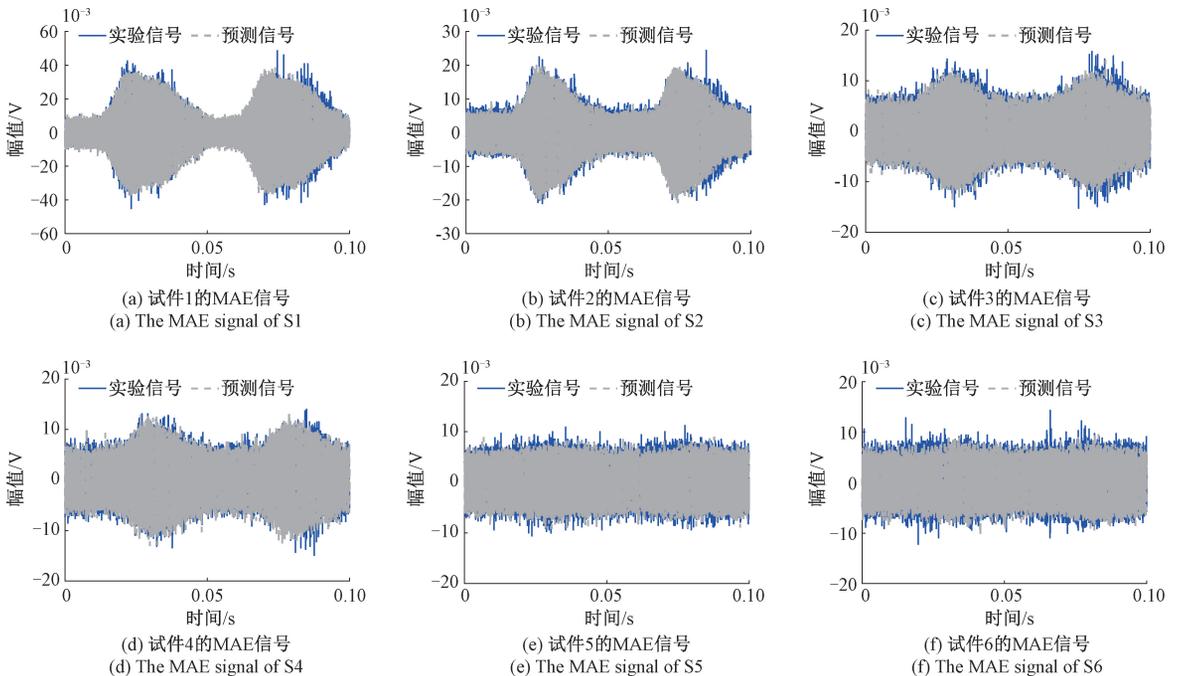


图10 不同硬度试件的实验和理论预测 MAE 信号

Fig. 10 Experimental and theoretical predicted MAE signal for six specimens with different hardness

幅值处于同一数量级。磁声发射信号的幅值随硬度的增加而减小。

此外,理论预测信号的波形与实验信号的波形非常吻合。随着硬度的增加,波形由双峰变为单峰。可能的原因是,随着硬度的增加,磁畴形成和湮灭产生的磁声发射点数增加,逐渐淹没了畴壁运动产生的磁声

发射点数。当然,在这个过程中磁声发射信号的幅值总体上是下降的。

从磁声发射的理论预测和实验信号中分别提取典型特征峰峰值,其与试样硬度的相关性如图 11 所示。可以看出,理论预测信号的峰峰值特征随硬度的变化规律与实验结果吻合较好,且峰峰值均随硬度的增大而减小。

虽然两者在数值上略有偏差,但磁声发射技术可用于表征铁磁材料的力学性能。

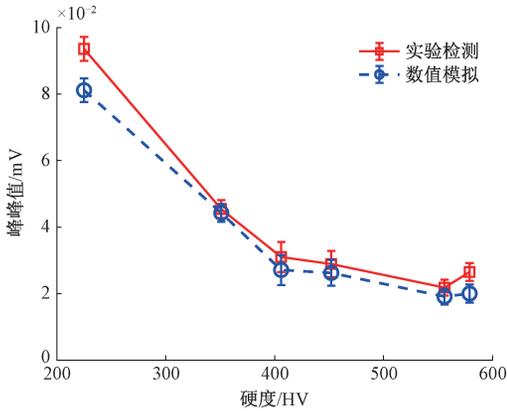
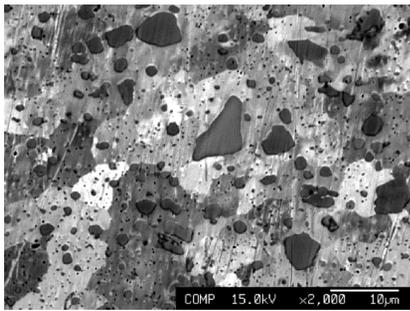


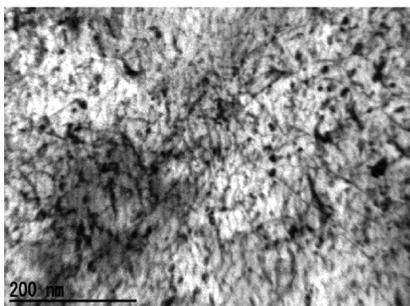
图 11 峰峰值随硬度的变化

Fig. 11 Variation of peak-to-peak with hardness of specimen

由第 1 节可知,磁声发射信号与微观结构的变化密切相关,为了进一步验证磁声发射理论模型的有效性,对不同的硬度试件进行了微观组织测量,获得不同试件的晶粒尺寸和位错密度。微观组织测量的典型结果如图 12 所示<sup>[40]</sup>。



(a) 试件1的电子探针观测影像  
(a) EPMA observation of the specimen 1



(b) 试件1的透射电镜观测影像  
(b) TEM observation of the specimen 1

图 12 微观组织测量的典型结果

Fig. 12 Typical results of microstructure measurements

图 12 (a) 为利用电子探针 (electron probe micro analysis, EPMA) 观测到的试件背散射电子影像,

图 12(b) 是利用透射电镜 (transmission electron microscope, TEM) 获得的位错情况影像。其中,背散射电子影像采用截线法计算观察区域内的平均晶粒尺寸,透射电镜图像采用网格交线测量法计算位错密度。不同试样的平均晶粒尺寸和平均位错密度如表 5 所示。

表 5 不同试件的位错密度和晶粒尺寸

Table 5 Dislocation densities and grain sizes of different specimens

编号	维氏硬度/HV	平均位错密度 $\times 10^{10}/\text{cm}^{-2}$	平均晶粒尺寸/ $\mu\text{m}$
S1	225	1.757 2	11.76
S2	351	1.873 2	11.48
S3	406	3.728 2	11.44
S4	452	4.089 5	11.34
S5	556	8.137 5	10.98
S6	579	8.182 3	10.69

将表 5 中的微观测量结果代入式 (7) 和 (8),可以得到不同硬度试件关键磁滞参数 (钉扎系数和磁畴密度系数) 的理论计算结果,结果如图 13 所示。可见,钉扎效应和磁畴密度随硬度的增加而增大,这将导致磁化难度增大。因此,磁声发射信号的振幅随硬度的增加而减小。这进一步证实了微观结构与磁声发射信号之间的联系。

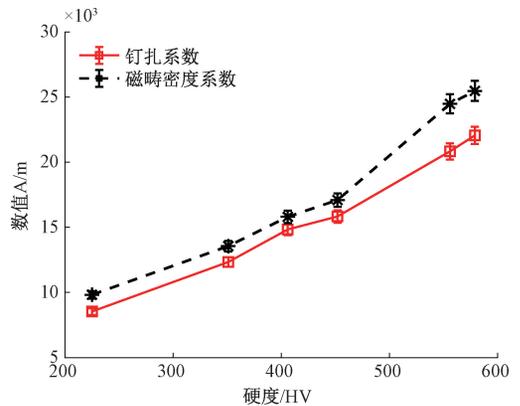


图 13 关键磁滞参数随硬度的变化

Fig. 13 Variation of key hysteresis parameters with hardness of specimen

为了进一步验证磁声发射理论模型的合理性,将微观测量计算得到的关键磁滞参数与实验波形反演得到的关键磁滞参数进行对比,结果如图 14 所示。可以看出,对于每一个硬度试件而言,其关键磁滞参数 (钉扎系数和磁畴密度系数) 的理论值与反演值之间差异较小,位于零误差线附近,且最大误差小于 15%。这表明由微观测量计算的理论钉住系数和理论磁畴密度系数与实验反演参

数吻合较好,所提出的理论模型是合理的、有效的,可以用于磁声发射信号微观依赖性的理论分析。

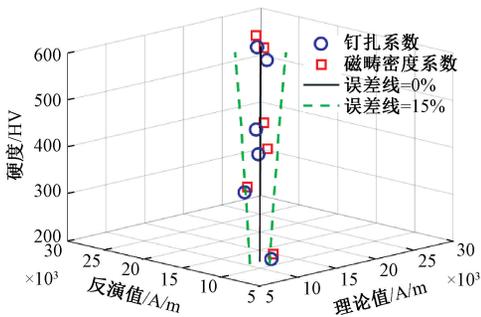


图14 关键磁滞参数的理论与反演值对比

Fig. 14 Theoretical and inversion of key hysteresis parameters

## 4 结 论

针对磁声发射理论模型存在的问题及不完善之处,论文开展了考虑微观结构的磁声发射理论模型研究,得出如下结论:

1) 本文提出的磁声发射理论模型。考虑了微观结构和磁声发射跳变的相关性。研究发现,所提出的模型可用于磁声发射信号模拟。然后通过仿真分析了磁化参数(磁畴系数、磁畴半峰宽、畴壁系数和畴壁半峰宽)和微观结构参数(位错密度和晶粒尺寸)对磁声发射信号包络的影响。结果表明,除晶粒尺寸外,其他参数均对磁声发射信号包络有影响,且主要表现在峰值的数量和振幅上;

2) 在不同硬度的试件上进行了磁声发射实验,并利用遗传算法将磁声发射信号的理论包络与实验信号包络进行匹配,从而反演磁声发射模型的基本参数。通过提出的理论模型和反演模型参数可以很好地预测不同硬度的磁声发射信号,其振幅和波形与实验结果吻合得很好。此外,磁声发射模拟信号还能预测不同硬度的变化趋势;

3) 通过微观组织测量结果计算了模型的关键磁滞参数(钉扎系数和磁畴密度系数)。结果发现,理论计算结果与实验信号反演结果吻合良好,进一步验证了磁声发射理论模型的合理性,该模型可用于磁声发射信号微观依赖性的理论分析。

## 参考文献

[1] SHENG H W, WANG P, TANG C L, et al. Microstructure and mechanical properties evaluation of automotive plate steel based on micromagnetic NDT technologies[J]. Measurement, 2022, 199: 111459.  
[2] HE T J, LIAO K X, LENG J H, et al. A novel non-

contact, magnetic-based stress inspection technology and its application to stress concentration zone diagnosis in pipelines [J]. Measurement Science and Technology, 2023, 34(9): 095001.

- [3] 刘桐, 刘斌, 冯刚, 等. 载荷作用下管道漏磁内检测信号量化研究[J]. 仪器仪表学报, 2022, 42(3): 262-273.  
LIU T, LIU B, FENG G, et al. Quantization of pipeline magnetic flux leakage detection signal under load[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2022, 42(3): 262-273.  
[4] JEDAMSKI R, EPP J. Non-destructive micromagnetic determination of hardness and case hardening depth using linear regression analysis and artificial neural networks[J]. Metals, 2021, 11(1): 18.  
[5] WANG Y Z, LIU N X, GONG Y X, et al. Three-dimensional stress measurement for structural steel plates using ultrasonic T-waves and P-waves[J]. Measurement, 2022, 190: 100310.  
[6] 杨理践, 赵东升, 耿浩, 等. 漏磁信号增强算法研究[J]. 仪器仪表学报, 2022, 43(2): 176-186.  
YANG L J, ZHAO D SH, GENG H, et al. Research on the MFL signal enhancement algorithm [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2022, 43(2): 176-186.  
[7] GE J H, HU B W, YANG C K, et al. Surface profile reconstruction of complex cracks using the signals of rotating eddy current testing through the eddy current imaging method [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2023, 70(9): 9632-9641.  
[8] 焦敬品, 李立, 马百义, 等. 基于超声局部谐振的板结构缺陷定量检测方法[J]. 仪器仪表学报, 2019, 40(12): 1-8.  
JIAO J P, LI L, MA B Y, et al. Quantitative detection method of plate structure defects based on ultrasonic local resonance[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2019, 40(12): 1-8.  
[9] GUPTA B, DUCHARNE B, UCHIMOTO T, et al. Comparison of electromagnetic inspection methods for creep-degraded high chromium ferritic steels[J]. NDT & E International, 2021, 118: 102399.  
[10] PETIT J, PU X X, DARBORD-RANC I, et al. Sensitivity to dynamic strain aging of carbon-manganese steels measured by ultrasonic fatigue testing[J]. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 2022, 46(3): 1107-1120.  
[11] SKALSKY V, NAZARCHUK Z, STANKEVYCH O, et al. Effect of operational factors on magnetoacoustic

- emission of low-carbon steels[J]. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 2022, 199: 104744.
- [12] PIOTROWSKI L, SERTUCHA J. An adaptive approach to non-destructive evaluation (NDE) of cast irons containing precipitated graphite particles with the help of magnetoacoustic emission [J]. *NDT & E International*, 2023, 133: 102739.
- [13] WILSON J W, TIAN G Y, MOORTHY V, et al. Magneto-acoustic emission and magnetic Barkhausen emission for case depth measurement in EN36 gear steel[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2009, 45(1): 177-183.
- [14] PIOTROWSKI L, CHMIELEWSKI M, GOLANSKI G, et al. On the application of magnetoacoustic emission for a nondestructive assessment of the post welding heat treatment of high chromium steel weld seams[J]. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 2021, 40(2): 39.
- [15] PIOTROWSKI L, CHMIELEWSKI M, AUGUSTYNIAK B. The influence of elastic deformation on the properties of the magnetoacoustic emission (MAE) signal for GO electrical steel[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2012, 324(16): 2496-2500.
- [16] AUGUSTYNIAK B, PIOTROWSKI L, JASNOCH P, et al. Impact of tensile and compressive stress on classical and acoustic Barkhausen effects in grain-oriented electrical steel [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2014, 50(4): 6100304.
- [17] PIOTROWSKI L, CHMIELEWSKI M, KOWALEWSKI Z. On the application of magnetoelastic properties measurements for plastic level determination in martensitic steels[J]. *Journal of Electrical Engineering*, 2018, 69(6): 502-506.
- [18] SERBIN E D, KOSTIN V N, VASILENKO O N, et al. Influence of the two-stage plastic deformation on the complex of the magnetoacoustic characteristics of low-carbon steel and diagnostics of its structural state [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2020, 116: 102330.
- [19] SKALSKI V, NAZARCHUK Z, STANKEYVYCH O, et al. Influence of occluded hydrogen on magnetoacoustic emission of low-carbon steels[J]. *International Journal of Hydrogen energy*, 2022, 48(15): 6146-6156.
- [20] PIOTROWSKI L, CHMIELEWSKI M, GOLANSKI G, et al. Analysis of the possibility of creep damage detection in T24 heat resistant steel with the help of magnetic nondestructive testing methods[J]. *Engineering Failure Analysis*, 2019, 102: 384-394.
- [21] MAKOWSKA K, PIOTROWSKI L, KOWALEWSKI Z L. Prediction of the mechanical properties of P91 steel by means of magneto-acoustic emission and acoustic birefringence [J]. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 2017, 36(2): 43.
- [22] ZENG W J, LI Z N, CHEN Y C, et al. Study on characteristics of magnetoacoustic emission for Q235 steel subject to fatigue process [C]. *IEEE Far East NDT New Technology and Application Forum (FENDT)*, 2019, 48: 48-52.
- [23] SHEN G T, SHEN Y N. Study on the characteristics of magneto acoustic emission for mild steel fatigue [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 2020, 378(2182): 20190586.
- [24] BUTTLE D J, BRIGGS G D A, JAKUBOVICS J P, et al. Magnetoacoustic and Barkhausen emission in ferromagnetic materials [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A-Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 1986, 320: 363-378.
- [25] KIM H C, KIM C G. Effect of magnetizing frequency and stress on magneto-acoustic emission from 3% Si-Fe crystals [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1989, 22(1): 192-198.
- [26] AUGUSTYNIAK B, CHMIELEWSKI M, PIOTROWSKI L, et al. Comparison of properties of magnetoacoustic emission and mechanical Barkhausen effects for P91 steel after plastic flow and creep [J]. *IEEE Transactions on Magnetic*, 2008, 44(11): 3273-3276.
- [27] ASTUDILLO M R N, PUMAREGA M I L, NUNEZ N M, et al. Magnetic Barkhausen noise and magneto acoustic emission in pressure vessel steel [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, 426: 779-784.
- [28] XU Y H, SHEN G T, GUO Y, et al. An investigation on magnetoacoustic emission of ferromagnetic materials with 180° magnetic domain walls [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1993, 127(1): 169-180.
- [29] XU Y H, MA L, DU F M, et al. Magnetoacoustic emission and Barkhausen noise of cobalt nickel-oriented silicon steel and permalloy [J]. *IEEE Transactions on Magnetic*, 2000, 219(2): 166-172.
- [30] AHIBATA M, ONO K. Magnetomechanical acoustic emission-a new method for non-destructive stress measurement [J]. *NDT International*, 1987, 14(5): 227-234.
- [31] SABLİK M J, AUGUSTYNIAK B, DE CAMPOS M F, et al. Modeling of effect of plastic deformation on Barkhausen noise and magnetoacoustic emission in iron with 2% silicon [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*,

- 2008, 44(11): 3221-3224.
- [32] NG D H L, YU C C, QIN C D, et al. The dependence of magnetoacoustic emission on magnetizing frequency in nickel and mild steel[J]. *Journal of Applied Physics*, 1996, 79(8): 6057-6059.
- [33] SABLİK M J, AUGUSTYNYIAK B. Modeling the magnetic field dependence of magnetoacoustic emission and its dependence on creep damage[C]. *26th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 2000, 209: 1557-1564.
- [34] LIU Y, ZHU L H, ZHU J G. Core loss calculation based on finite-element method with Jiles-Atherton dynamic hysteresis model[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2018, 54(3): 1300105.
- [35] CHEN L, ZHANG Z Y, BEN T, et al. Dynamic magnetic hysteresis modeling based on improved parametric magneto-dynamic model [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2022, 32(6): 0600605.
- [36] SABLİK M J, STEGEMANN D, KRYS A. Modeling grain size and dislocation density effects on harmonics of the magnetic induction[J]. *Journal of Applied Physics*, 2001, 89(11): 7254-7256.
- [37] GAUNKAR N P, KYPRIS O, NLEBEDIM I C, et al. Analysis of Barkhausen noise emissions and magnetic hysteresis in multi-phase magnetic materials[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2014, 50(11): 7301004.
- [38] GUYOT M, CAGAN V. The magneto-acoustic emission (invited) [J]. *Journal of Applied Physics*, 1993, 73(10): 5348-5353-7256.
- [39] KOKUCHI H, MATSUMURA K, FUJIWARA T, et al. Magnetoacoustic emission characteristics on cold rolled low carbon steel[J]. *Journal of Physics*, 2011, 266: 012055.

- [40] JIAO J P, CHANG Y, KOBAYASHI S, et al. Experimental evaluation and theoretical analysis of the mechanical properties of ferromagnetic materials using the magnetic hysteresis properties[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2022, 554:169310.

### 作者简介



**焦敬品**(通信作者), 1995年和1998年于燕山大学获得学士学位和硕士学位, 2005年于北京工业大学获得博士学位, 现为北京工业大学教授、博士生导师, 主要研究方向为现代测控技术与方法、无损检测新技术、现代信号分析与处理技术、新型传感器技术。

E-mail: jiaojp@bjut.edu.cn

**Jiao Jingpin** (Corresponding author) received her B. Sc. and M. Sc. degrees in 1995 and 1998 both from Yanshan University, received her Ph. D. degree in 2005 from Beijing University of Technology. Currently, She is a professor and Ph. D supervisor in Beijing University of Technology. Her main research interests include modern control & measurement technology and methods, new nondestructive testing technology, modern signal analysis and processing technology, and advanced sensor technology.



**张红亮**, 2014年于烟台大学获得学士学位, 2019年于北京工业大学获得硕士学位, 现为北京工业大学博士研究生, 主要研究方向为现代测控技术与方法。

E-mail: Zhanghongliang2010@163.com

**Zhang Hongliang** received his B. Sc. degree in 2014 from Yantai University, received his M. Sc. degrees in 2019 from Beijing University of Technology. Currently, he is a Ph. D candidate in Beijing University of Technology. His main research interests include modern control & measurement technology and methods.