

基于 K_p 微扰算法的磁场中 MMM 信号特征的研究^{*}

刘 斌¹, 何璐瑶¹, 霍晓莉², 王国庆¹, 张 全¹

(1. 沈阳工业大学信息科学与工程学院 沈阳 110870; 2. 中石油西气东输甘陕管理处 乌鲁木齐 830000)

摘 要:金属磁记忆(MMM)法可以对铁磁性金属构件微观损伤区域进行早期预判和评估,但是磁记忆信号很容易受到外界强磁场的干扰,给检测结果带来偏差。为研究磁场强度对磁记忆信号的影响规律,采用 K_p 微扰算法,在 K 空间,通过有效玻尔磁子数 p 建立多元超原胞磁力学模型,计算在外界磁场作用下,磁力学定量变化关系。研究表明,在外界磁场作用下,电子轨道运动增强,晶格结构发生畸变,原子磁矩增大。当磁场较小时,磁记忆信号随外界磁场强度增大而线性增大;当磁场强度达到临界值时,原子磁矩近似等于独立原子的磁矩,磁记忆信号趋于定值;当磁场强度大于临界值以后,应力集中区的磁记忆信号将被磁场覆盖。磁记忆检测实验结果与理论分析结果具有很好的一致性。

关键词: 磁记忆;应力;玻尔磁子;轨道;磁场

中图分类号: TH878^{+.3} 文献标识码: A 国家标准学科分类代码: 430.25

Study on the MMM signal characteristics in magnetic field based on K_p perturbation algorithm

Liu Bin¹, He Luyao¹, Huo Xiaoli², Wang Guoqing¹, Zhang Quan¹

(1. School of Information Science and Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, China;

2. The Gansu and Shanxi Section, West to East Gas Transmission Pipeline Company, Urumqi 830000, China)

Abstract: The metal magnetic memory (MMM) method can be used to predict and evaluate the micro-damage region of ferromagnetic metal components in early stage; however, the magnetic memory signal is easily disturbed by external strong magnetic field, which can lead to the deviation of the detection result. In order to study the influence rule of magnetic field intensity on magnetic memory signal, the K_p perturbation algorithm is used in this paper, the multi-primary cell magnetic mechanical model is established based on the number of effective Bohr magnetons p in the K space, and the quantitative changing relationship of magnetic mechanics under the action of external magnetic field is calculated. The research results show that under the action of external magnetic field, the electron orbit motion is strengthened, the crystal lattice structure is distorted, and the magnetic moment of the atom is increased. When the magnetic field is small, the magnetic memory signal increases with the increasing of the external magnetic field intensity linearly; When the magnetic field intensity reaches a critical value, the magnetic moment of the atom is approximately equal to the magnetic moment of the independent atom, and the magnetic memory signal tends to be a constant value; When the magnetic field intensity is greater than the critical value, the magnetic memory signal of the stress concentration area will be covered by the magnetic field. The experiment results of the magnetic memory testing obtained in this paper and theoretical analysis results have very good consistence.

Keywords: magnetic memory; stress; Bohr magneton; orbit; magnetic field

1 引 言

铁磁性金属构件在外部载荷的长时间作用下会产生

应力集中区,机械强度大幅度下降,进而造成突发性失效。传统的无损检测技术无法检测到尚未形成体积缺陷的疲劳损伤,难以对大型金属构件的安全性和使用寿命做出正确的评估,所以应力检测方法的研究一直是无损

检测技术领域的热门课题。磁记忆法在不施加任何外界激励的条件下,根据应力集中区域自发的漏磁信号,能够快速、有效地检测出铁磁性金属构件的应力损伤,并且无需对被测构件表面进行处理,是一种较有潜力的应力检测方法^[1-2]。该方法自俄罗斯学者杜波夫提出以来^[3,4],受到了国内外学者的广泛关注。目前,磁记忆检测技术在工程领域得到了较为成功应用;但是,由于磁记忆自发的漏磁信号非常微弱,很容易受到外界磁场(除地磁场外)的干扰,导致同一应力集中区漏磁信号的重复性很差;当外界磁场干扰较大时,应力集中区的自发漏磁信号会消失。由于磁记忆效应反应的是固体本身的磁力学关系,宏观的磁力学理论很难对外界磁场作用下的磁记忆信号特征做出科学的解释,使得磁记忆法在工程领域的应用受到很大限制^[5-6]。

利用 Kp 微扰算法,通过固体能带中有效玻尔磁子数建立了多元化超原胞磁力学模型。在能带简并情况下,计算力、磁、晶格变化等因素对微观粒子运动特征的影响,进而研究在外界磁场作用下,磁记忆信号的变化规律,为磁记忆检测结果的有效性和科学性提供理论依据。

2 磁场中的磁力学模型

根据固体能带理论,晶体的磁性来源于电子的自旋运动和轨道运动,可以通过求解单电子近似的薛定谔(Schrodinger)方程来研究铁磁性金属材料的磁力学特性^[7]。

当不存在外界磁场作用时,固体中电子自旋能带和轨道能带是可以区分的,即晶体导带底和价带顶极值附近能带结构能够被确定^[8]。此时晶体单电子体系的 Schrodinger 方程可以表示为式(1)。

$$\left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V_{\text{eff}}[\rho(\vec{r})] \right] \psi = \varepsilon_i \psi \quad (1)$$

式中: ε_i 为 Kohn-Sham 本征值, ψ 为微观粒子运动的波函数, V_{eff} 为系统在外力场中的有效势。即粒子在外力场中的能量为:

$$V_{\text{eff}}(\vec{r}) = v(\vec{r}) + \frac{\delta E_{\text{xc}}[\rho(\vec{r})]}{\delta \rho(\vec{r})} + \int \frac{\rho(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad (2)$$

体系初始电子密度函数 $\rho(\vec{r})$ 可以由原子密度分布 $\rho_{\text{at}}(\vec{r})$ 相互叠加得到,粒子之间的相互作用都合并到系统交换关联能 $E_{\text{xc}}[\rho(\vec{r})]$ 中,由 $\rho(\vec{r})$ 的自洽运算可以求出对应的 $E_{\text{xc}}[\rho(\vec{r})]$ 和 $V_{\text{eff}}(\vec{r})$,进而来研究系统的磁力学特征。

当存在外界磁场作用时,电子自旋-轨道相互影响,能带结构出现重叠简并的现象,此时, K 空间高对称性点邻近的晶体电子波函数和有效质量很难被确定^[9-10]。只

有通过适当的算法将简并能带分离,才能够对单电子体系 Schrodinger 方程进行求解。

根据微扰理论^[11],在外界磁场作用下,晶格体系中 $k = k_0 + \Delta k$ 处的单电子近似 Schrodinger 方程可以表示为:

$$\left[\frac{p^2}{2m} + V(r) \right] \psi = E \psi \quad (3)$$

式中: m 是电子质量, E 是系统能量函数, $V(r)$ 为外场作用势能, $p = g\sqrt{J(J+1)}$ 是有效玻尔磁子数,反映了电子自旋运动和轨道运动情况, J 是未充满壳层中全电子的角动量总和, g 为常数,由原子的自旋角动量和轨道角动量决定。

系统本征函数可以表示为:

$$\psi_n(k, r) = e^{ikr} \mu_n(k, r) \quad (4)$$

式中:全部电子状态函数 $\mu_n(k, r)$ 满足式(5)。

$$\left\{ \left[\frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar}{m} k_0 \cdot p + \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} + V(r) \right] + \left[\frac{\hbar}{m} \Delta k \cdot p \right] - \left[E_n(k_0) + \frac{\hbar^2}{2m} (k_0^2 - k^2) \right] \right\} \times \mu_n(k, r) = 0 \quad (5)$$

式中: $\frac{\hbar}{m} \Delta k \cdot p$ 为微扰项。

假设电子自旋能带和轨道能带相互交叠的简并度为 n , 系统波函数和能量可以表示为:

$$H_0 |\varphi_{n_i}(k_0, r)\rangle = E_n(k_0) |\varphi_{n_i}(k_0, r)\rangle \quad (6)$$

式中: n_i 为正整数。当 k_0 是 $E(k)$ 的极值时,能带中基态微扰能量 $E^{(1)}(k)$ 等于零。此时外磁场微扰能量 $E^{(2)}(k)$ 中含有微扰修正的波函数,即:

$$\mu_{n_i}(k, r) = \sum_{m \neq n_i} \frac{\langle \mu_{n_i}(k_0, r) | H_{k,p} | \mu_m(k_0, r) \rangle}{E_n(k_0) - E_m(k_0)} \mu_m(k_0, r) + \mu_{n_i}(k_0, r) \quad (7)$$

由式(5)可以求出晶体中任意 k 处波函数为:

$$\mu(k, r) = \sum_{n_i=1}^{f_i} a_{n_i} \mu_{n_i}(k_0, r) \quad (8)$$

式中:系数 a_{n_i} 及微扰能量 $E^{(2)}(k)$ 由矩阵方程决定:

$$\frac{\hbar}{m} \Delta k \cdot p \mu(k, r) = E^{(2)}(k) \mu(k, r) \quad (9)$$

设 $E_n(k_0)$ 为能量计算的起点,可得线性方程组:

$$\sum_{n_i} \left\{ \sum_m \left[\frac{\langle \mu_{n_i} | H_{k,p} | m \rangle \langle m | H_{k,p} | \mu_{n_i} \rangle}{E_n(k_0) - E_m(k_0)} - E^{(2)}(k) \delta_{n_i, n_i} \right] \right\} a_{n_i} = 0 \quad (10)$$

式(10)为能量极值附近决定电子有效质量的方程。方程组有非平庸解的条件是其系数行列式等于零:

$$\left| \sum_m \left[\frac{\langle \mu_{n_i} | H_{k,p} | m \rangle \langle m | H_{k,p} | \mu_{n_i} \rangle}{E_n(k_0) - E_m(k_0)} - E^{(2)}(k) \delta_{n_i, n_i} \right] \right| = 0 \quad (11)$$

其中,电子波函数和有效质量满足:

$$\langle \mu_{n_i}(k_0, r) | H_{k,p} | \mu_m(k_0, r) \rangle = \langle m | H_{k,p} | m \rangle \quad (12)$$

通过确定 k 处的能量和相应的波函数,进而研究固体的磁力学特性。

3 Kp 微扰算法

为有效解决外界磁场作用势和电子固有波函数相互交叠引起的能级简并问题,设磁场 B_0 沿 Oz 方向,原子只有一个电子,它的哈密顿量为:

$$H = \frac{1}{2m}(p + eA)^2 + V(r) \quad (13)$$

式中: A 是磁场 H 的矢势,满足 $B_0 = \mu_0 H = \nabla \times A$, 即:

$$A_x = -\frac{1}{2}yB_0, \quad A_y = \frac{1}{2}xB_0, \quad A_z = 0 \quad (14)$$

将矢势的具体形式代入式(13)式可得:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(r) - B_0 \frac{e}{2m}(xp_y - yp_x) + B_0^2 \frac{e^2}{8m}(x^2 + y^2) = H_0 + H^{(1)}B_0 + H^{(2)}B_0^2 \quad (15)$$

式中: H_0 是孤立原子中电子的哈密顿量,也是外磁场作用下的起始哈密顿量。即:

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V(r) \quad (16)$$

$BH^{(1)}$ 是一级微扰势能,它代表轨道磁矩在磁场中的附加能量。

$$BH^{(1)} = -B_0 \frac{e}{2m}(xp_y - yp_x) = -B_0 \mu_z = -B_0 \mu_l \quad (17)$$

$B_0^2 H^{(2)}$ 是二级微扰项,它反应了产生感应磁矩所需要的能量。

$$B_0^2 H^{(2)} = B_0^2 \frac{e^2}{8m}(x^2 + y^2) \quad (18)$$

利用微扰理论可将原子中电子的能量写成^[12-13]:

$$\varepsilon = \varepsilon^{(0)} + B_0 \varepsilon^{(1)} + B_0^2 \varepsilon^{(2)} \quad (19)$$

式中,

$$\varepsilon^{(1)} = \int \psi_j^* H^{(1)} \psi_j d\tau = \langle j | H^{(1)} | j \rangle \quad (20)$$

$$\varepsilon^{(2)} = \sum_j \frac{|\langle j' | H^{(1)} | j \rangle|^2}{\varepsilon_j^{(0)} - \varepsilon_j^{(0)}} + \langle j | H^{(2)} | j \rangle \quad (21)$$

式中: $\varepsilon_j^{(0)}$ 、 $\varepsilon_j^{(1)}$ 都是 H_0 的本征值, $\varepsilon^{(1)}$ 为电子波函数 ψ 的积分, ψ_j 和 $\psi_{j'}$ 是相应的本征态,如果原子有多个电子。则零级哈密顿量写成:

$$H_m = \sum_i \left[\frac{p_i^2}{2m} + V(r_i) \right] \quad (22)$$

所以,一级微扰势和二级微扰势分别可以表示为:

$$BH_m^{(1)} = -B_0 \sum_i \mu_{is} = -B_0 \mu_a \quad (23)$$

$$B_0^2 H_m^{(2)} = \frac{e^2}{8m} \sum_i (x_i^2 + y_i^2) \quad (24)$$

根据密度泛函理论^[14],原子中电子态能量可以表示为:

$$E = E^{(0)} + B_0 E^{(1)} + B_0^2 E^{(2)} + \dots \quad (25)$$

$$E^{(1)} = \int \Psi_j^* H_m^{(1)} \Psi_j d\tau = \langle j | H_m^{(1)} | j \rangle \quad (26)$$

$$E^{(2)} = \sum_j \frac{|\langle j' | H_m^{(1)} | j \rangle|^2}{E_j^{(0)} - E_j^{(0)}} + \langle j | H_m^{(2)} | j \rangle \quad (27)$$

由式(22)~(27)可以求解磁矩的期待值为:

$$\mu_i = -\frac{\partial E}{\partial B_0} \langle j | \mu_{iz} | j \rangle + 2B_0 \sum_j \frac{|\langle j' | \mu_{iz} | j \rangle|^2}{E_j^{(0)} - E_j^{(0)}} + B_0 \langle j | \sum_i \frac{e^2}{4m}(x_i^2 + y_i^2) | j \rangle \quad (28)$$

式中:等式右边第1项为电子轨道运动产生的磁矩,第2项为电子自旋运动产生的磁矩,第3项为轨道运动引起的感生磁矩。由此可见,外界磁场微扰能量作用下轨道磁矩增大,简并能级产生分裂,进而可以分析电子自旋运动和轨道运动对磁记忆信号的影响。

根据 Stoner 判据^[15],体系的磁化强度为:

$$B = B_0 + B_1 \quad (29)$$

式中:磁场产生的磁感应强度 $B_0 = \mu_0 H$, 固体自身的磁感应强度 $B_1 = \mu_0 M$, 所以磁敏元件检测到的磁信号可以表示为:

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 \left(H + \frac{d \sum_i \mu_i}{dV} \right) \quad (30)$$

式中: M 材料磁化强度, μ_i 表示原子磁矩, H 表示外加磁场强度。

由式(30)可以看出,外界磁场对磁记忆信号具有一定影响。外界磁场作用较弱时,固体自身的原子磁矩 μ_i 对磁信号起主要作用,当外界磁场较强时,外界磁场强度对磁信号起主要作用。

4 模型计算及结果分析

4.1 平衡态计算

工程应用的大部分铁磁性构件主要成分是 Fe, 为了调节机械强度其中掺杂少量 Mn、C、Si、P、S 等元素。在密度泛函理论框架下,建立了 Fe 的磁力学超原胞模型,如图1所示,其中掺杂元素 Mn 占 1.65%, C 占 0.22%, Si 占 0.15%, P 占 0.025%, S 占 0.015%。

铁磁性金属构件在发生塑性形变前,晶体结构主要以体心立方晶体结构(α -Fe)为主,并且该结构对磁力学变化最敏感^[16]。模型以体心立方为单原胞,在电子波矢量的 a 、 b 、 c 3 个方向上分别扩展 8 个单位形成 $8 \times 8 \times 8$ 超原胞模型。布里渊区 k 点抽样值为 $64 \times 64 \times 64$, 计算系统总能量、晶格常数、电子态密度、原子磁矩等参数时,

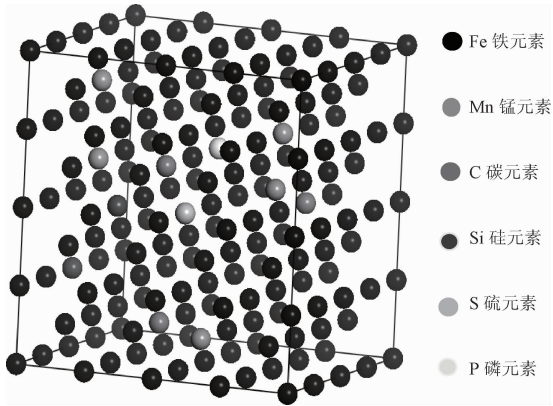


图 1 磁力学模型
Fig.1 Magnetic mechanical model

采用广义梯度近似 (general gradient approximation, GGA) 处理电子间的相互影响^[17-18]。

能量计算精度为 0.01 eV/atom, 平面波截止能量为 500 eV。在平衡态下, 计算得到的 α -Fe 性质如表 1 所示。从表 1 中可以看出, 本文计算结果与平衡态的量子力学实验结果相近, 说明本文建立的磁力学模型是正确的。

表 1 平衡态计算结果

Table 1 The calculation result in equilibrium state

Bcc 结构 Fe	计算结果	实验结果
单原胞体积 $V_0/10^{-3} \text{ nm}^3$	11.11	11.21 ^[19] 11.49 ^[17]
体积模量 B_0/GPa	147.94	194 ^[17] 176 ^[18]
原子磁矩 m/μ_B	2.16	2.23 ^[19]

4.2 原子磁矩计算

Fe 属于过渡金属, 其费米能级附近 3d 轨道电子的自旋运动和轨道运动决定了晶体中的原子磁矩, 大量原子磁矩的统计分布体现出固体的磁性特性^[20-21]。为了研究在外界磁场作用下, 晶体磁力学特性的变化规律, 在图 1 所示的模型上施加 15 MPa 的恒定压力, 同时改变外加磁场强度, 间隔为 0.2 mT, 如表 2 所示。

表 2 磁场作用下的计算结果

Table 2 The calculation result in magnetic field excitation state

磁场强度/mT	晶格常数/Å	原子磁矩 μ_B/atom
0.05	2.813 17	2.172 04
0.25	2.813 32	2.172 33
0.45	2.813 48	2.172 62
0.65	2.813 64	2.172 89
0.85	2.813 79	2.173 18
1.05	2.813 80	2.173 20

系统在受到外界磁场作用后, 其晶格常数和原子磁矩发生明显改变。随着磁场强度的增加, 原子磁矩线性增加并最终趋于恒定值, 如图 2 所示。根据洪德法则^[22], 磁场对晶格结构具有拉伸作用, 当拉伸作用到达一定程度时, 原子键相当于被拉断, 系统中原子磁矩近似等于独立原子的磁矩。

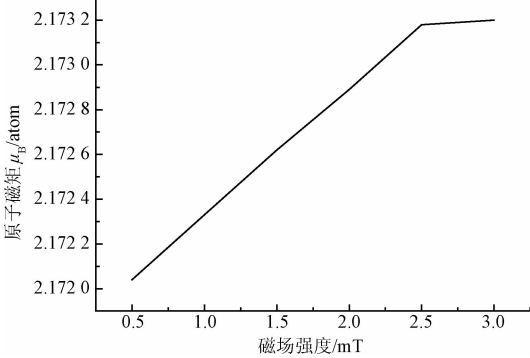
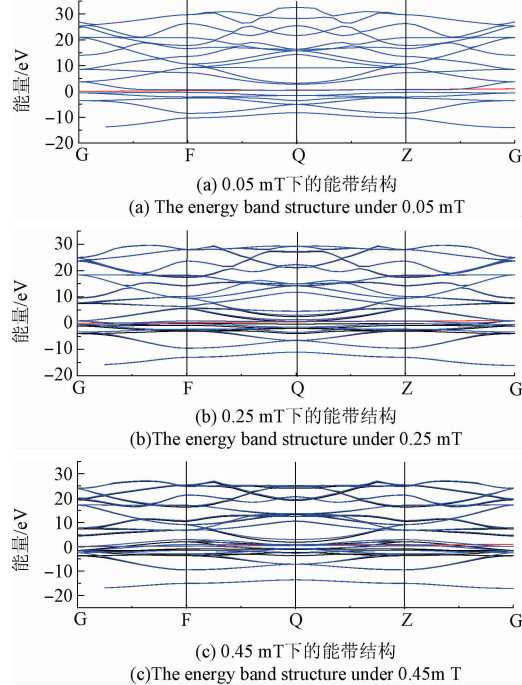


图 2 磁场强度与原子磁矩关系

Fig.2 Relationship of magnetic field intensity vs. atomic magnetic moment

4.3 简并能带计算

当没有磁场作用时, 晶体中的电子可以在整个晶体中自由运动, 电子自旋运动强烈, 电子轨道运动可以忽略^[23]。当有磁场作用时, 晶体中各元素的能级出现交叠, 电子被束缚在原胞中运动, 能带发生弯曲变形, 电子在能带中的分布规律发生改变, 如图 3 所示。随着外界磁场作用的增强, 电子自旋运动减弱, 轨道运动增强, 晶体能带结构出现重叠。当外界磁场达到 0.85 mT 时, 晶体能带结构趋于稳定, 与独立原子能带结构相似, 尤其是在布里渊区的 F 区和 Z 区变化明显。



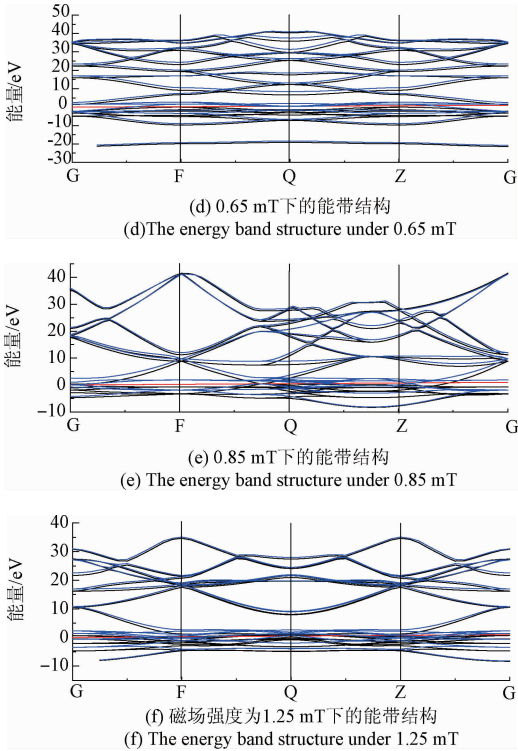


图 3 不同磁场强度下的简并能带结构图
Fig. 3 Degenerate energy band structure under different magnetic field intensities

4.4 磁力学特性计算

在 15 MPa 恒定外力场作用下,当外界磁场强度小于 0.85 mT 时,费米能级附近电子态密度分布的不对称性随磁场增强而增强,说明系统磁性增加;当外界磁场强度大于 0.85 mT 时,磁场的能量远超过自旋-轨道作用,费米能级附近电子态密度分布对称性增强,系统的磁性趋于恒定,如图 4 所示。

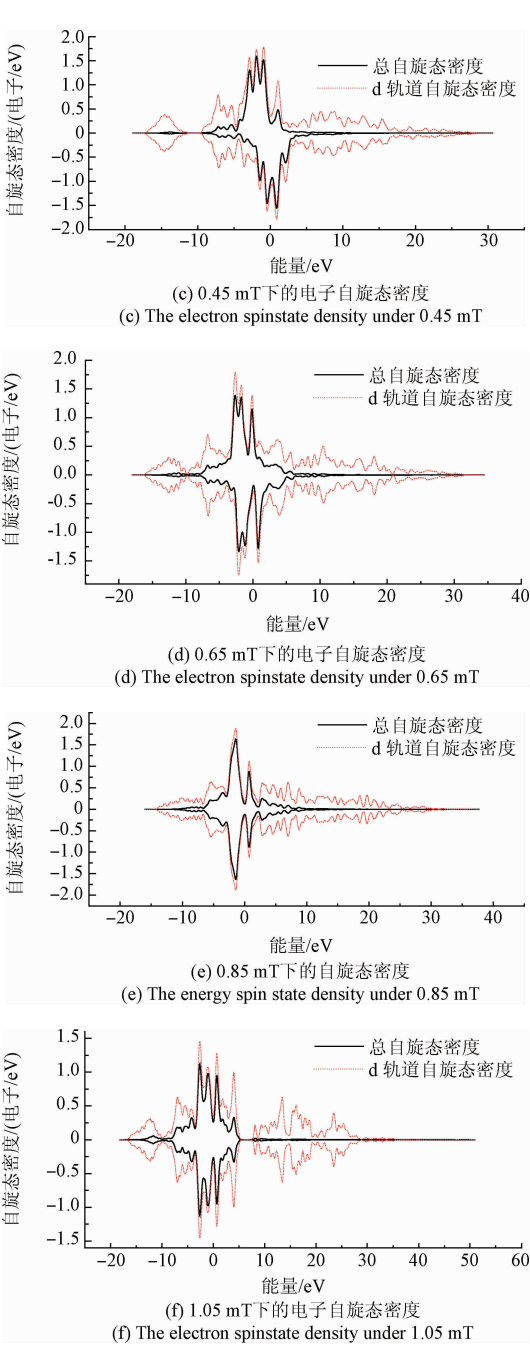
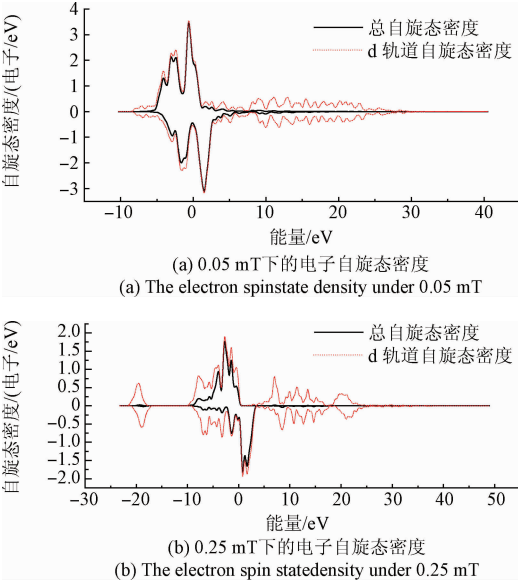


图 4 不同磁场强度下电子自旋态密度分布曲线
Fig. 4 The electron spin state density distribution curves under different magnetic field intensities

5 实验验证

5.1 实验材料

为验证外界磁场对磁记忆信号的影响,以我国西气东输二线连木沁-了墩段的一段螺旋焊缝管为研究对象如图 5 所示,将钢管放置在深度为 7 mm 的爆破坑中,并用钢板封盖。



图5 实验钢管

Fig. 5 The steel pipe used in the experiment

实验钢管的材质为 X80,直径为 1 219 mm,管壁厚为 18.4 mm,主要成分如表 3 所示。在实际使用过程中,实验管段的螺旋焊缝内壁上出现裂纹,经超声波 + TOFD 检测,确定裂纹深 11 mm,外壁伤长 55 mm,内壁伤长 44 mm。

表3 X80 钢的掺杂成分含量

Table 3 The doping composition of X80 steel

材料	化学成分				
	C	Si	Mn	P	S
X80 钢管	0.063	0.28	1.83	0.025	0.000 6

5.2 实验方法

将钢管两端用盲板封堵,盲板能够承受的最大压力 30 MPa,对钢管施加 15 MPa 水压,保证钢管在弹性范围内,如图 6 所示。钢管一端接进水口打压,另一端接 PV 监测系统,当钢管中水压达到 15 MPa 时,保压 30 min,根据 PV 监测设备显示结果,压强稳定说明钢管不存在泄漏现象。在裂纹缺陷的尖端①处和母材②处布置磁记忆探头来检测磁信号的变化情况,同时在磁记忆探头附近贴装应变片来检测①处和②处的应力应变情况。在检测区域布置磁钢,通过调节磁钢的尺寸,实现不同的励磁强度。

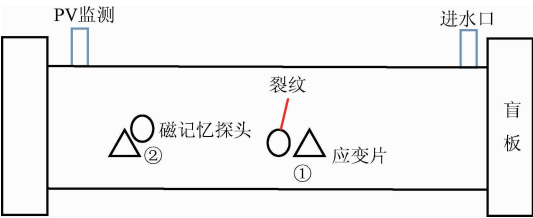


图6 磁记忆检测示意图

Fig. 6 Magnetic memory testing schematic diagram

5.3 实验结果分析

在钢管打压过程中,母材和裂纹尖端的应变片发生明显的变化,但未出拐点,说明钢管存在应力集中现象但并未发生塑性变形,如图 7 所示。

从图 7 中可以看出,周向应变值最大,轴向应变值最小,这是表明钢管在打压过程中,周向应力集中最为严重,这与实际管道运行状态下的应力分布规律是一致的。

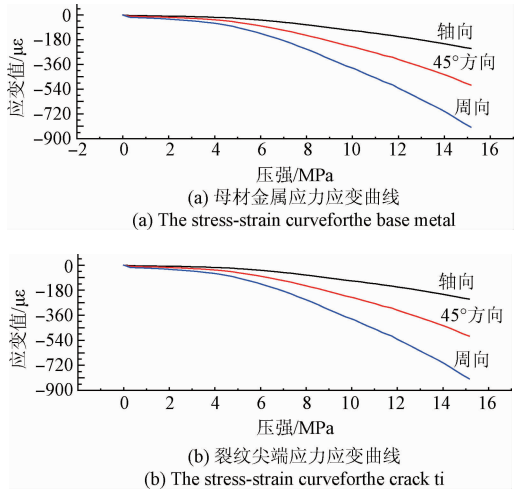


图7 不同部位应力应变曲线

Fig. 7 The stress-strain curves for different parts

在应力、应变值一定的时,磁记忆信号与外界励磁强度成线性变化规律,如图 8 所示。不加外界励磁时(除地磁场外),由于地磁场强度与经纬度有关,并且裂纹尖端处的应力集中程度要大于母材处的应力集中程度,所以磁记忆信号曲线的初始值不同。当外界励磁强度小于 0.6 mT 时,裂纹尖端处的信号变化幅度比母材信号变化幅度高,说明裂纹尖端应力集中更严重,此时裂纹尖端的磁记忆信号与母材处的磁记忆信号是可以区分的。当励磁强度超过 0.8 mT 后,两条磁信号曲线重合,说明此时固体原子磁矩的变化达到恒定值,外界励磁强度对磁信号起决定性作用,裂纹处和母材处的应力集中信号不可区分,即由应力集中引起的磁记忆信号被外界磁场覆盖,这与理论计算分析的结果具有很好的一致性。

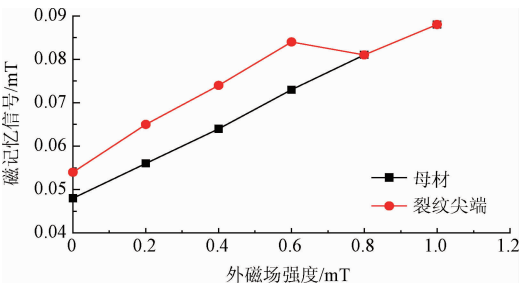


图8 磁记忆信号曲线

Fig. 8 The magnetic memory signal curve

6 结 论

在外界磁场作用下,价态电子运动加剧,电子轨道运动增强,固体能带出现简并。K 空间微扰算法有效的将简并能级分裂,使外界磁场作用下,系统的磁力学特性求解成为可能。

在外界磁场作用下,晶格结构发生畸变,晶格常数和原子磁矩随外界磁场强度增大而线性增大。

当外界磁场强度超过临近值时,原子磁矩近似等于独立原子的磁矩,磁记忆信号趋于定值;当磁场强度大于临界值以后,应力集中区的磁记忆信号将被磁场覆盖。

参考文献

- [1] LIU B, FU Y, XU B. Study on metal magnetic memory testing mechanism [J]. Research in Nondestructive Evaluation, 2015, 26(1): 1-12.
- [2] LIU B, FU Y, JIAN R. Modelling and analysis of magnetic memory testing method based on the density functional theory [J]. Nondestructive Testing and Evaluation, 2015, 30(1): 13-25.
- [3] MORGAN-WALL T, LEITHB, HARTMAN N, et al. Measurement of critical currents of superconducting aluminum nanowires in external magnetic fields: evidence for a weber blockade [J]. Physical Review Letters, 2015, 114(7): 2302-2302.
- [4] BINNS C, BAKER S H, LOUCH S, et al. Building high performance magnetic materials out of gas phase nanoclusters [J]. Applied Surface Science, 2015, 226(1): 249-260.
- [5] 刘斌,曹阳,付英,等. 基于 NCPP 平面波算法磁记忆信号特征研究 [J]. 仪器仪表学报, 2015, 36(7): 1538-1545.
LIU B, CAO Y, FU Y, et al. Study on magnetic memory signal characteristics based on NCPP plane wave algorithm [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2015, 36(7): 1538-1545.
- [6] LIU B, CAO Y, ZHANG H, et al. Weak magnetic flux leakage: a possible method for studying pipeline defects located either inside or outside the structures [J]. NDT & E International, 2015, 74(9): 81-86.
- [7] SUKHORUKOV V. Magnetic flux leakage testing strong or weak magnetization [J]. Materials Evaluation, 2013, 71(5): 26-31.
- [8] ANDERSEN J O, NAYLOR W R, TRANBERG A. Inverse magnetic catalysis and regularization in the quark-meson model [J]. Journal of High Energy Physics, 2015, 2015(2): 1-14.
- [9] DAVYDOV V V, VELICHKO E N, DUDKIN V I, et al. A nutation nuclear-magnetic teslameter for measuring weak magnetic fields [J]. Measurement Techniques, 2014, 57(6): 684-689.
- [10] 刘斌,付英,于慧,等. 基于 GGA 算法磁记忆检测模型的研究 [J]. 仪器仪表学报, 2014, 35(10): 2200-2207.
LIU B, FU Y, YU H, et al. Study on magnetic memory testing model based on GGA algorithm [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2014, 35(10): 2200-2207.
- [11] YANG L J, LIU B, CHEN L J, et al. The quantitative interpretation by measurement using the magnetic memory method (MMM)-based on density functional theory [J]. NDT&E International, 2013, 55(3): 15-20.
- [12] LI X M, DING H S, BAI S W. Research on the stress-magnetism effect of ferromagnetic materials based on three-dimensional magnetic flux leakage testing [J]. NDT & E International, 2014, 62(2): 50-54.
- [13] YAMAGUCHI Y, KATADA Y, ITOU T, et al. Experimental investigation of magnetic arc blow in plasma arc cutting [J]. Welding in the World, 2015, 59(1): 45-51.
- [14] KAKEHASHI Y, PATOARY M A R. First-principles dynamical coherent-potential approximation approach to the ferromagnetism of Fe, Co, and Ni [J]. Journal of the Physical Society of Japan, 2011, 80(3): 1683-1694.
- [15] SANCHEZ J, FULLEA J, ANDRADE C, et al. Hydrogen in-iron: Stress and diffusion [J]. Physics Abstract Service, 2011, 78(1): 113-131.
- [16] AVAKIAN P. Influence of magnetic fields on luminescence involving triplet excitons [J]. Pure and Applied Chemistry, 2016, 37(1-2): 1-19.
- [17] CORNELISSEN L J, LIU J, DUINE R A, et al. Long distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature [J]. Nature Physics, 2015, 11(2): 146-150.
- [18] CAZZOLA E, INNOCENTI M E, MARKIDIS S, et al. On the electron dynamics during island coalescence in asymmetric magnetic reconnection [J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(9): 3715-3719.
- [19] YANG F, BI X. First-principle study on the electronic structure and magnetic properties in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junction with Mg insertion layer [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2008, 320(17): 2159-2163.
- [20] RHODES D, DAS S, ZHANG Q R, et al. Role of spin-orbit coupling and evolution of the electronic structure of WTe₂ under an external magnetic field [J]. Physical Review B, 2015, 92(12): 125152.

[21] BOOZER A H. Non-axisymmetric magnetic fields and toroidal plasma confinement[J]. Nuclear Fusion, 2015, 55(2): 025001.

[22] DUBBERS D. Magnetic guidance of charged particles[J]. Physics Letters B, 2015, 748 (9): 306-310.

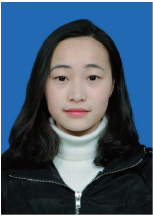
[23] AZAR S M, HAMAD B A, KHALIFEH J M. Structural, electronic and magnetic properties of $\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Z}$ ($\text{Z} = \text{Al}, \text{Ge}, \text{Sb}$) Heusler alloys[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012, 324(10): 1776-1785.

作者简介



刘斌, 分别在 2004 年、2007 年和 2013 年于沈阳工业大学获得学士学位、硕士学位和博士学位, 现为沈阳工业大学副教授、博士生导师, 主要研究方向为油气长输管道应力内检测技术及相关理论、无损检测技术。
E-mail: syuotwenwu@sina.com

Liu Bin received his B. Sc., M. Sc. and Ph. D. degrees all from Shenyang University of Technology in 2004, 2007 and 2013, respectively. Now, he is an associate professor and PhD supervisor in Shenyang University of Technology. His main research interest covers in-detection technology of long distance oil and gas pipeline and related theory, nondestructive testing technology.



何璐瑶, 2015 年于沈阳工业大学获得学士学位, 现为沈阳工业大学硕士研究生, 主要研究方向为应力检测技术、无损检测技术及相关理论。
E-mail: 550501733@qq.com

He Luyao received her B. Sc. from Shenyang University of Technology in 2015. Now, she is a master student in Shenyang University of Technology. Her research interest covers stress detection technology, nondestructive testing technology and related theories.