

3.1 概述

远场涡流是利用涡流远场区特性进行缺陷检测的特殊涡流检测技术,最早应用于小口径管道缺陷内检测。典型的远场涡流检测装置如图 3-1 所示,主要包括一个与管道同轴放置的低频交流线圈和相距 2~3 倍管道直径外的同轴检测线圈,以及一些必要的机械固定和动力装置。

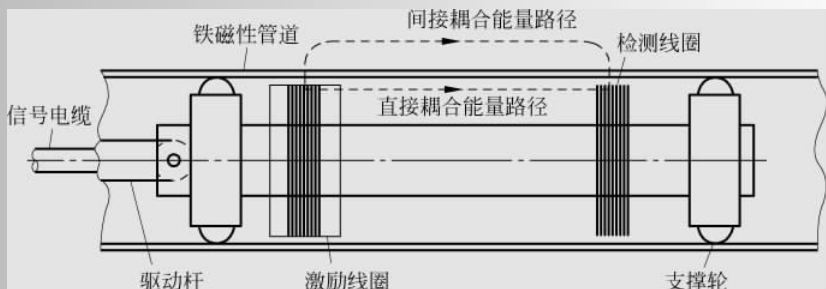


图 3-1 典型的远场涡流探头结构

远场涡流是发生在铁磁性管道中的独特现象：在管道中与管道同轴放置通以低频交流电的激励线圈,它所产生的磁场能量向管道的两端传播时有两个不同的耦合路径,分析这两个能量传播和耦合途径,是理解远场涡流技术的关键。

管道内的直接耦合能量,受铁磁性的管壁的强大磁作用的影响,近似为指数衰减。另外一条能量耦合和传播途径是指磁场在管壁中激发出周向涡流,磁场能量扩散到管道外面并沿管道传播,又会在管壁中激发出涡流,穿越管壁到达检测线圈,称为间接耦合能量路径。

管道内激励线圈附近是直接耦合能量占据主导位置,但由于直接耦合能量比管壁外的间接耦合能量衰减更快,随着与激励线圈的距离逐渐增加,间接耦合能量逐渐成为主导。因此在激励线圈两侧分别划分两个区域:直接耦合能量占主导的区域称为近场区,间接耦合能量占主导的区域称为远场区。两个区域的分界处位置由管壁的厚度、磁导率、电导率和激励频率等因素决定,通常在离开激励线圈大概 2 倍

管道直径的位置。有时还在近场区和远场区之间划分出一个过渡区。

图 3-2 为远场涡流检测线圈的检测信号电压幅值和相位与离开激励线圈距离的变化曲线,在近场区检测信号的幅值呈现快速的指数衰减,在远场区,管内壁和外壁处表现为同样速率的指数衰减,比近场区要慢。检测信号的相位除在过渡区出现跃变外,与检测线圈离激励线圈的轴向距离呈现线性变化。

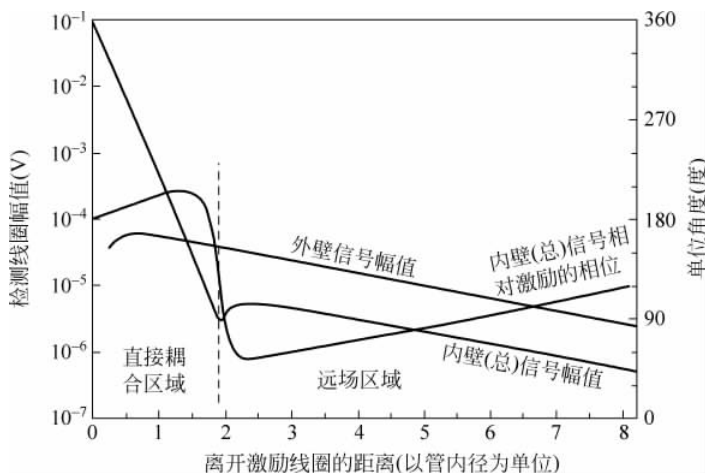


图 3-2 检测线圈中的信号电压幅值和相位与离开激励线圈距离的变化曲线

远场区的磁场主要来自于间接耦合,磁场能量由激励线圈出发两次穿越管壁,其中携带了管壁的结构信息,成为远场涡流检测方法的依据。在其他参数保持不变的情况下,内径处的磁场强度与管壁的厚度密切相关,其幅值的对数和相位与壁厚为线性关系。如果管壁内出现裂纹等缺陷,相当于管壁的局部等效壁厚发生变化,导致内壁附近的磁场的大小和相位发生变化,从而可以检测出来。

远场涡流检测技术与传统的涡流检测技术相比,它不受涡流集肤深度的限制,能够以同样灵敏度检测管壁内表面和外表面的缺陷。

远场涡流现象在上世纪 50 年代初被发现,1958 年在壳牌石油公司发展部,这种检测方法被用于直径 178~203mm、壁厚 9.5~12.7mm 的油井套管检测,检测频率为 60Hz,检测线圈使用和激励线圈相同的螺管线圈,检测信号是圆周平均的结果,主要用来检测管壁厚度的变化。由于这项技术过于专业化、电子技术发展的滞后和电磁分析方法的限制,远场涡流技术在检测中的应用在随后的 20 多年中进展非常缓慢。

1978 年壳牌石油公司针对远场涡流现象进行了详细实验,并由此得出了内外壁的磁感应强度幅值和相移随轴向位置变化曲线,并在曲线图的基础上对远场涡流做出了定性的简单解释。1984 年,远场涡流技术先驱 T. R. Schmidt 依据上面的实验,提出了远场涡流现象中能量耦合方式的假说,同时也有人借助电磁波导理论建立一种半经验模型,定量分析远场涡流现象。1986 年,美国天然气学会与南京航空航天大学合作,用数值计算方法对远场涡流现象进行了研究,展示了远场涡流中电磁场的分布,从中发现了“势谷”和“相位节”现象。1987 年,加拿大的 D. L. Atherton 通过实验证实了 Schmidt 提出的假说。这些都深化了远场涡流机理的研究。

在 20 世纪 80 年代末和 90 年代初,远场涡流吸引了无损检测领域的大量学者的注意,通过实验和数值计算的方法对远场涡流进行研究。有学者对远场涡流的三维仿真进行了尝试,但受当时计算机能力的限制,仿真结果仍不理想。在应用方面,20 世纪 80 年代后期开始出现一些小口径管道检测的商业产品,但其探头仍沿用 20 世纪 50 年代的原始结构,其信号弱,长度长,激励功率大仍然是它的突出弱点。除美国外,加拿大曾用于核反应压力管的检测,日本某些煤气公司也曾用远场涡流对煤气管道进行过现场检测。

目前,国外对远场涡流的仿真方面,由于计算机的发展使得运算速度加快,由 80 年代时主要集中在二维轴对称模型仿真转向了三维缺陷模型的仿真分析,改进优化算法使得仿真程序更加简化,并开始对三维缺陷特征方面进行分析。

中国对远场涡流技术的研究起步较晚,在 20 世纪 90 年代初才开始这方面的研究。其中南京航空航天大学等单位对此技术进行了大量的基础和应用研究工作,在远场涡流的机理、仿真计算和探头设计方面获得了一些研究成果。机理研究方面,南京航空航天大学研究人员提出了能量扩散流的概念,用于解释远场涡流现象;仿真方面,对轴对称缺陷采用二维模型进行了仿真和缺陷分析,并提出了三维涡流场有限元分析的仿真模型,并采用了子结构-波阵法;在探头改进方面论述和仿真验证了复式探头。国防科技大学也开展了远场涡流技术方面的研究工作。

3.2 管道远场涡流的数学模型

数学模型是进行理论分析和有限元仿真的基础,本节从麦克斯韦方程出发,推导对管道远场涡流进行有限元仿真的数学模型,用于指导管道远场涡流的建模和分析。

3.2.1 基本方程

麦克斯韦方程是用来描述宏观电磁现象,是电磁理论的基础,是推导远场涡流数学模型的出发点。麦克斯韦方程为

$$\begin{cases} \nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \\ \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \cdot D = \rho \\ \nabla \cdot B = 0 \end{cases} \quad (3-1)$$

其中, H 为磁场强度, B 为磁感应强度, D 为电位移矢量, E 为电场强度, J 为激励电流密度, ρ 为体电流密度。它们之间的关系,由媒质的性质决定,在各向同性媒质中,有下列关系:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon E \\ B &= \mu H \\ J &= \sigma E \end{aligned} \quad (3-2)$$

其中, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率, σ 为电导率。

由于远场涡流为低频电磁场现象,且我们主要观察它的稳态特性,故做如下假定:

(1) 电流密度 J 以及场量 E 、 D 、 B 、 H 等随时间按正弦规律变化,忽略谐波分量的影响;

(2) 忽略探头运动速度对磁场和涡流的影响;

(3) 模型中各参数均为各向同性,且为常数;

(4) 忽略磁致效应;

(5) 忽略位移电流,即 $\frac{\partial D}{\partial t} = 0$ 。

基于以上假设,得到麦克斯韦方程式(3-1)的相量形式:

$$\begin{cases} \nabla \times \dot{H} = \dot{J}_c + \dot{J}_e \\ \nabla \times \dot{E} = -j\omega \dot{B} \\ \nabla \times \dot{D} = \rho \\ \nabla \times \dot{B} = 0 \end{cases} \quad (3-3)$$

以及本构方程式(3-2)的相量形式:

$$\begin{aligned} \dot{D} &= \epsilon \dot{E} \\ \dot{B} &= \mu \dot{H} \\ \dot{J}_e &= \sigma \dot{E} \end{aligned} \quad (3-4)$$

其中, $\dot{J}_c$ 为外加激励电流密度, $\dot{J}_e$ 为涡流电流密度。

为了简化方程组,便于进行数值计算,定义矢量磁势 $\dot{A}$ 为

$$\nabla \times \dot{A} = \dot{B} \quad (3-5)$$

为了保证 $\dot{A}$ 的唯一性,规定

$$\nabla \times \dot{A} = 0 \quad (3-6)$$

即库仑规范。

将式(3-5)代入式(3-3)得

$$\nabla \times \dot{E} = -j\omega(\nabla \times \dot{A}) = \nabla \times (-j\omega \dot{A}) \quad (3-7)$$

即

$$\nabla \times (\dot{E} + j\omega \dot{A}) = 0 \quad (3-8)$$

根据它的无旋性,定义标量电位函数 $\dot{\phi}$ 为

$$\dot{E} + j\omega \dot{A} = -\nabla \dot{\phi} \quad (3-9)$$

则有

$$\dot{E} = -(\nabla \dot{\phi} + j\omega \dot{A}) \quad (3-10)$$

将式(3-4)、式(3-5)和式(3-10)代入式(3-3)计算得

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\mu} (\nabla \times \dot{A}) \right] = \dot{J}_c - \sigma (\nabla \dot{\phi} + j\omega \dot{A}) \quad (3-11)$$

由于材料各向同性, μ 为常数, 再根据库仑规范式(3-6)和矢量恒等式

$$\nabla \times \nabla \times F = \nabla(\nabla \cdot F) - \nabla^2 F$$

可得:

$$\nabla^2 \dot{A} = -\mu \dot{J}_e + \mu \sigma (\nabla \dot{\varphi} + j\omega \dot{A}) \quad (3-12)$$

由麦克斯韦方程式(3-1)可得

$$\nabla \times J = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3-13)$$

将式(3-10)代入上式可得

$$-\nabla \cdot \sigma (\nabla \dot{\varphi} + j\omega \dot{A}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

不考虑位移电流, 则有 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, 且 σ 各向同性, 为常数, 那么

$$\nabla \cdot (\nabla \dot{\varphi} + j\omega \dot{A}) = 0 \quad (3-14)$$

在给定边界条件下, 求解式(3-12)和式(3-14)可得 $\dot{A}$ 和 $\dot{\varphi}$, 进而可得到

$$\dot{B} = \nabla \times \dot{A}$$

$$\dot{J}_e = -\sigma (\nabla \dot{\varphi} + j\omega \dot{A})$$

在无缺陷情况下, 油气管道的远场涡流模型是轴对称的, 矢量磁势 $\dot{A}$ 只有圆周方向分量 $\dot{A}_\theta$, 且 $\frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial \theta} = 0$, 则式(3-12)和式(3-14)在圆柱坐标(如图 3-3 所示)下简化为

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial z^2} - \frac{\dot{A}_\theta}{r^2} = -\mu \dot{J}_{e\theta} + \mu \sigma \left(j\omega \dot{A}_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \theta} \right) \quad (3-15)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (3-16)$$

假设远场涡流中只有激励线圈中有电流源 $\dot{J}_{e\theta}$, 此外没有电压源激励, 则 $\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \theta} = 0$ 。那么, 式(3-16)自然满足, 式(3-15)可进一步简化为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial z^2} - \frac{\dot{A}_\theta}{r^2} \\ & = -\mu \dot{J}_{e\theta} + j\omega \mu \sigma \dot{A}_\theta \end{aligned} \quad (3-17)$$

在给定边界条件下, 求解式(3-17)可得 $\dot{A}_\theta$, 进而求得各场量:

$$\begin{aligned} \dot{B}_r &= -\frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial z} \\ \dot{B}_z &= \frac{\dot{A}_\theta}{r} + \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} \\ \dot{J}_{e\theta} &= -j\omega \sigma \dot{A}_\theta \end{aligned} \quad (3-18)$$

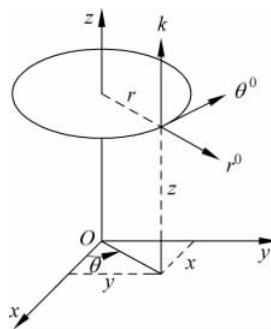


图 3-3 圆柱坐标系

3.2.2 交变磁场在铁磁管壁中的传播

远场涡流中,电磁场由激励线圈出发,穿越铁磁性管壁到达管外的空气中,再从管外回到管内,成为理解远场涡流现象的关键,下面利用上面的基本方程,进一步分析磁场在管壁中沿径向传播的规律。

远场涡流模型中,管壁中没有激励电流,即 $\dot{J}_c=0$ 。则(3-17)式变为

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial z^2} - \frac{\dot{A}_\theta}{r^2} = j\omega\mu\sigma \dot{A}_\theta \quad (3-19)$$

除过渡区外,管壁中的磁力线基本上是轴线方向,由于轴对称模型中的磁力线实质上是

$|r \dot{A}_\theta|$ 的等高线,则有 $\frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} \gg \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial z}$,上式中的 $\frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial z^2}$ 项可以忽略,蜕化为一维情况

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} - \frac{\dot{A}_\theta}{r^2} = j\omega\mu\sigma \dot{A}_\theta \quad (3-20)$$

当 $r \rightarrow \infty$ 时,有 $\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} \rightarrow 0$ 和 $\frac{\dot{A}_\theta}{r^2} \rightarrow 0$,则上式变成

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} = j\omega\mu\sigma \dot{A}_\theta \quad (3-21)$$

它是一维电磁场在良导体中的渗透方程,有解析解为

$$\dot{A}_\theta = \dot{A}_1 e^{-\sqrt{j\omega\mu\sigma}r} + \dot{A}_2 e^{-\sqrt{j\omega\mu\sigma}r} \quad (3-22)$$

其中系数 $\dot{A}_1$ 和 $\dot{A}_2$ 由导体边界所加的激励确定,如果是半无限大导体,则 $\dot{A}_2=0$,有

$$\dot{A}_\theta = \dot{A}_1 e^{-\sqrt{j\omega\mu\sigma}r} = \dot{A}_1 e^{-(1+j)\sqrt{\omega\mu\sigma/2}r} \quad (3-23)$$

记 $\dot{A}_1$ 为 $A_1 \sin(\omega t + \phi_1)$,则式(3-23)在时域中表示为

$$A_\theta(t) = A_1 e^{-\sqrt{\omega\mu\sigma/2}r} \sin(\omega t - \sqrt{\omega\mu\sigma/2}r + \alpha_1) \quad (3-24)$$

定义集肤深度 $d = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$,则上式变成

$$A_\theta(t) = A_1 e^{-\frac{r}{d}} \sin\left(\omega t - \frac{r}{d} + \alpha_1\right) \quad (3-25)$$

表示每当距离 r 增加一个集肤深度 d 时, $\dot{A}_\theta$ 的幅值变为36.8%,相位滞后1个弧度。

用有限元法求解方程式(3-20),得到数值解与解析解比较如图3-4所示,求解时 $d=0.056$,可以看出当 $r \gg d$ 时,式(3-20)的解与式(3-21)的解析解很接近。

为了便于理解这种结果,假设当 $r \gg d$ 时,式(3-20)的解可以近似表示为 $A_1 e^{-\frac{r}{d}\sqrt{j}}$ 的形式,则

$$\left| \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} \right| \doteq \frac{1}{d} \left| \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} \right| \doteq \left| \frac{\dot{A}_\theta}{d^2} \right|$$

由于 $r \gg d$,则有 $\left| \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} \right|$ 和 $\left| \frac{\dot{A}_\theta}{r^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 \dot{A}_\theta}{\partial r^2} \right|$,此时 $\frac{1}{r} \frac{\partial \dot{A}_\theta}{\partial r}$ 和 $\frac{\dot{A}_\theta}{r^2}$ 这两项可以

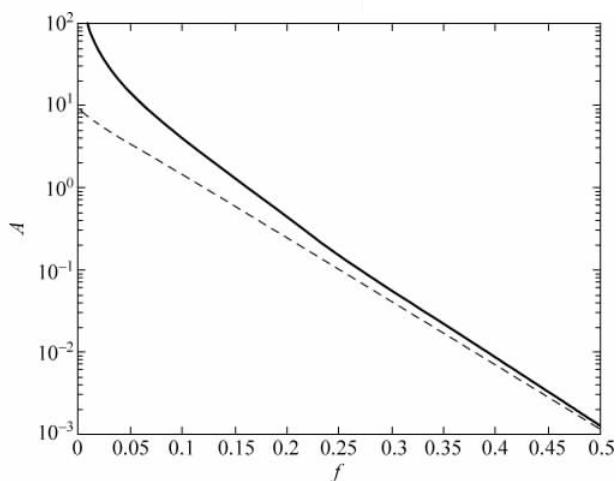


图 3-4 数值解(实线)与解析解(虚线)比较

忽略,式(3-20)变成式(3-21)。

在实际的远场涡流模型中,集肤深度 d 要小于管壁厚度,通常为管壁厚度的 $1/5 \sim 1/3$ 量级,而管道的半径又远大于集肤深度,因此远场涡流的近场区和远场区管壁中的磁场沿直径方向的传播特性可以近似地用一维集肤效应方程来描述。

3.2.3 检测线圈的信号电压

根据电磁感应定律,单个检测线圈的感应电动势为

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (3-26)$$

用相量形式表示为

$$\dot{e} = -j\omega\dot{\Phi} \quad (3-27)$$

有

$$\dot{\Phi} = \iint_S \dot{B} dS = \iint_S (\nabla \times \dot{A}) dS = \oint_C \dot{A} dl$$

(1) 如果检测线圈与管道同轴放置,且模型是轴对称的,则 $\dot{A}$ 仅有圆周方向分量 $\dot{A}_\theta$, 与 r 方向垂直,故半径为 r 的线圈的磁通为

$$\dot{\Phi} = \oint_C \dot{A} dl = \int_0^{2\pi} \dot{A}_\theta d\theta = 2\pi r \dot{A}_\theta$$

其中, $\dot{A}_\theta$ 为线圈导线上矢量磁位的圆周分量。将它代入式(3-26)中,得到正弦交变电磁场中半径为 r 的单匝检测线圈的感应电动势为

$$\dot{e} = -j2\pi\omega r \dot{A}_\theta$$

在多匝检测线圈上对上式进行,可求得多匝检测线圈的感应电势。由于并不知道多匝线圈中每匝所在处的矢量磁位值,取半径为 r_c 处的 $\dot{A}_\theta$ 值 $\dot{A}_{\theta c}$ 作为所有线圈矢量磁位的平均值求感应电势:

$$\dot{e} = -j2\pi\omega r \dot{A}_{c\theta}$$

其中, ω 为检测线圈匝数。

可见同轴检测线圈的感应电压 $\dot{E}$ 的幅值与管内线圈导线上 $\dot{A}_{c\theta}$ 的幅值成正比, 相位落后 90 度。

(2) 如果是圆周排列的多个感应线圈, 单个感应线圈不再是轴对称的, 且线圈的面积较小, 适合用下式进行分析:

$$\dot{\Phi} = \iint_S \dot{B}_c dS$$

其中, S 为线圈的截面积, $\dot{B}_c$ 为线圈内部的某点磁感应强度。

如果检测线圈与管道的轴向平行放置, 则

$$\dot{e} = -j\omega \dot{B}_{cz} S$$

如果检测线圈与管道的轴向垂直放置, 则

$$\dot{e} = -j\omega \dot{B}_{cr} S$$

故对非轴对称模型进行分析时, 主要查看管内径附近的 $\dot{B}$ 分布, 并比较 $\dot{B}_r$ 和 $\dot{B}_z$, 以便找出更有利的检测线圈方向。

3.3 管道远场涡流有限元仿真建模

本节先简单介绍有限元法和有限元分析软件 ANSYS, 以及在 ANSYS 中进行电磁场仿真的几种方法。然后讲述建立远场涡流有限元模型的方法和注意事项, 包括完整的远场涡流有限元模型, 用于简化缺陷仿真复杂度的局部分析法, 以及二维和三维的局部缺陷模型。

3.3.1 有限元法及 ANSYS 简介

对各种物理现象的数值模拟, 其实质为在给定初值条件或者边值条件下求其数学模型的数值解。大多数物理现象的数学模型为没有解析解的偏微分方程, 它的数值求解方法包括有限差分法、有限元法和积分方程法等, 其中有限元法更适于求解边界不规则、多种介质混合的问题。有限元法已经比较成熟和完善, 有不少非常成功的通用有限元软件, 比如 ANSYS。

有限元法是求解边值问题的数值过程, 它的原理是用许多子域来代表整个连续区域。在子域中, 未知函数用带有未知系数的简单插值函数来表示。因此, 无限个自由度的原边值问题被转化成了有限个自由度的问题, 整个系统的解用有限数目的未知系数近似。然后用里兹变分或者迦辽金方法得到一组代数方程, 通过求解该代数方程组得到边值问题的解。

有限元法的一个显著优点就是处理复杂形状或者边界条件含有复杂介质的定解问题时, 不受场域边界形状的限制, 且对第二类、第三类及不同介质分界处的边界条件不必

作单独处理,非常适合求解形状不规则、多种介质混合的电磁场问题。

而且有限元法便于在计算机上实现,如单元剖分、总体合成、代数求解等都可以编写计算机程序来完成。虽然程序一般都比较复杂和冗长,但各个环节易于标准化形成通用程序,并且计算结果的精度比较理想。目前已经有了不少成熟的通用有限元计算软件,后面会做更详细的介绍。

在使用有限元法计算工程电磁场问题时,大体上分为以下几个步骤:

(1) 连续场域的离散化,也就是将连续场分割为有限个单元体。这是有限元分析的第一步也是最重要的一步。不同的区域离散方式将影响计算机内存需求、计算时间和计算精度,尤其是使用通用的有限元软件进行分析的时候。对于平面场而言,单元可以是三角形或者四边形等形状;对于空间问题而言,形状可以是四面体、长方体或者六面体等。在同一个求解区域内可以使用不同形状的单元。

(2) 插值函数的选择,即选择能够近似表达一个单元中未知解的插值函数,通常选择一阶(线性)或者二阶(二次)插值函数,以获得较好的计算性能和精度。

(3) 建立表示整个解域性质的有限元方程组。一般来说,这个过程所依据的原理是:在一些单元相互连接的节点处,由于该节点为这些单元所共有,这就要求所有该节点邻接的单元在该节点处的场变量相同。

(4) 用直接法或者迭代法求解有限元方程组。首先要考虑问题的边界条件,然后求解,以便得出未知节点的场变量值,最后利用这些节点值进行插值就能求得场内任一点的数值。回顾远场涡流的发展历史,可以看出有限元分析在其中起着非常重要的作用,主要体现在以下几个方面:

(1) 远场涡流机理研究:发掘远场涡流的内在机理和特征,以便更好地利用它进行无损检测。在 20 世纪 80 年代,远场涡流技术得到迅速发展就主要归功于有限元法的应用。

(2) 缺陷响应信号分析及量化方法研究:采用有限元法进行缺陷的数值模拟,可以作为产生缺陷信号的“试验台”,为缺陷信号的分析 and 量化方法研究提供数据。如果单纯依靠大量标样件的制作和实验来获得用于分析的缺陷信号数据,将是非常耗时的,也要耗费巨额资金,况且某些标样在实验室是无法加工测试的。

(3) 远场涡流探头的优化设计:通过有限元方法进行探头的数值模拟,用于评估各种方案的优劣,从中选择更优的方案进行下一步的实验研究。

本文的研究中主要涉及前两个方面。

有限元法作为通用的数值计算方法,已经具备了成熟的计算模式,各个环节易于标准化,形成通用的计算程序,用于各种领域的仿真计算。在过去的几十年中,许多国家都相继开发出了有限元分析软件,包括 ALGOR、ANSYS、ABACUS、MARK、NASTRAN 等,其中 ANSYS 软件是一个成熟且功能强大的通用有限元分析软件,在结构力学、电磁学、热学等领域有着非常广泛的应用。

在使用 ANSYS 进行电磁场仿真时,其大体步骤与一般的有限元分析类似。由于 ANSYS 是通用的有限元分析软件,它将有限元分析的细节隐藏了起来,在使用时又略有区别。ANSYS 软件的功能由各个处理器来完成,主要包括前处理器、求解器和两个后处理器。前处理器的主要功能是帮助生成有限元模型,可以是建立或者导入实体模型再进

行剖分得到,也可以是直接建立对象的有限元模型。在求解器中,主要是设定模型的边界条件和施加载荷,并选择合适的方法进行求解,这是有限元分析的主体部分。求解完成之后,需要用后处理器对结果做一些处理,查看或者输出到其他软件中做进一步的处理。

用 ANSYS 进行仿真时通常会有以下几个步骤:

- (1) 建立实体模型,设置模型参数;
- (2) 划分网格以得到有限元模型;
- (3) 设定边界条件;
- (4) 施加激励并进行求解;
- (5) 将计算所得的结果进行后处理,或者输出到其他软件中进行处理。

ANSYS 求解二维或者三维的静态、谐波和瞬态低频磁场问题时,可以使用标量位法、矢量位法或者棱边单元法进行。标量位法和矢量位法同属于节点法,它的自由度在节点上,而棱边单元法的自由度在单元边上。进行二维磁场分析时,只能采用矢量位法,此时主要自由度只有 AZ 。三种方法都可以进行三维静态、谐波和瞬态分析,但是各有优缺点,不同问题适合使用不同的方法。标量位法只有一个主要自由度,适合大多数三维静态磁场分析,不能处理有涡流的情况。矢量位法的主要自由度包括矢量磁位的三个分量 AX 、 AY 和 AZ ,在进行载压和电路耦合分析中还可以引入电流、电压降和电压三个自由度。当计算区域中含有不同导磁材料的分界面时,因为矢量磁位的法向分量特别大,会导致精度下降甚至错误。标量位法和矢量位法可以在同一个模型中同时使用,不过需要注意的是,它们必须在同一种介质中通过 INTER115 单元来连接。棱边单元法在三维低频电磁场具有很好的求解能力,比矢量位法具有更高的精度,尤其当模型中有铁区存在时。但是当所分析的模型中没有铁区或者存在速度效应和电路耦合时,不能使用棱边单元法。

本章二维远场涡流模型使用矢量位法进行仿真,计算结果输出到文本文件中,再用 Matlab 做进一步的处理。进行三维模型的分析时,采用了局部分析法来降低模型规模。为了便于设置边界条件,使用矢量位法进行分析。由于管道的相对磁导率并不算大,使用矢量位法导致的精度下降可以接受。

3.3.2 远场涡流模型建立

在实际的检测过程中,远场涡流检测器是以一定速度在管道内移动,由于管道中的缺陷分布不均匀,严格地讲,该检测过程属于瞬态问题,进行数值模拟非常困难。在主要分析远场涡流现象和缺陷响应的前期研究阶段,不需要模拟确切的检测信号,可以对模型做简化处理,即认为检测器是静止的,不考虑速度效应,且不考虑磁场的瞬态过程和高频谐波分量,把它当作低频谐波磁场问题进行处理,分析它的稳态响应。

在对远场涡流进行缺陷分析时发现,当同一个模型中包含激励线圈和远场区缺陷时,模型规模会变得非常巨大,剖分和求解过程都非常消耗计算机资源,对缺陷的局部调整也需要对整个模型进行重新处理,工作量非常大。由于缺陷对磁场的扰动被局限在一个较小的范围内,当缺陷变化时根本不需要对整个模型进行重新计算,故采取了两步走

的局部分析法方法：先对包含激励线圈的完整远场涡流模型进行仿真得到远场涡流的基本磁场分布,然后建立只包含缺陷的远场区局部模型进行分析。为了区别起见,将包含激励线圈的远场涡流模型称为完整远场涡流模型,而只包含远场区缺陷的模型称为局部远场涡流缺陷模型。

完整远场涡流模型为包括激励线圈在内的无缺陷管道远场涡流二维轴对称模型,主要用于仿真得到管道远场涡流的基本磁场分布,并进行影响因素分析。

经典的远场涡流检测装置如图 3-5 所示。当不考虑管道中的缺陷时,模型是轴对称的,取其过轴线的截面,如图 3-5 所示。模型的尺寸和物理参数取值如下:

- (1) 管道: 外径 100mm,内径 80mm, $\mu_r=70$, $\sigma=7\times 10^6$ S/m。
- (2) 激励线圈: 外径 80mm,内径 60mm,宽度 20mm, $\mu_r=1$, $\sigma=3.33\times 10^7$ S/m,100 匝,激励源为 12V、30Hz 的正弦交流电压源。
- (3) 空气: $\mu_r=1$ 。

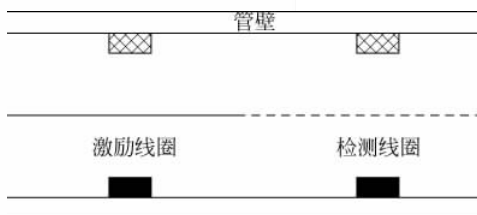


图 3-5 远场涡流模型示意图

远场涡流是一个开域问题,而有限元模型必须是有界的,因此在进行有限元分析时必须扩大模型边界来近似处理开域问题,它会导致模型规模的急剧增大。远场涡流中,我们最关心的是远场区的磁场分布,它是由管外空气中的磁场决定的,为了得到较精确的解,需要将模型规模尽量扩大以减少模型边界近似所尺寸带来的误差。该模型的求解区域如图 3-6 的 ABCD 区域所示,边界 AD、BC 和 CD 远离激励源,通常取 10~20 倍外径。当管壁上无缺陷时,考虑模型的对称性,取区域 A'BCD'即可。

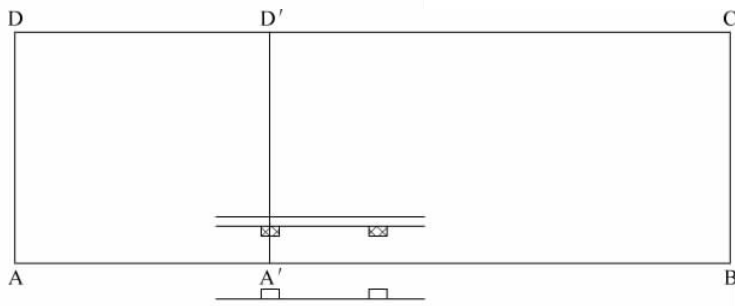


图 3-6 远场涡流模型求解区域

在实际检测过程中,最后得到的检测信号是检测线圈的电压值,电压的幅值和相位可以完全由检测线圈所在位置的磁场场量来表达,故在远场涡流的仿真模型中不需要检测线圈。这种方法还有一个好处,因为缺陷检测的本质是缺陷处的磁场变化,可以使用任何能够检测磁场变化的检测器,除了感应线圈外还有霍尔元件等,分析缺陷处的磁场

变化比分析检测线圈的结果更具一般性和通用性。故后面的远场涡流模型中,均不考虑检测线圈。

有限元分析的基本思想是将单元局部区域内的解用简单插值函数来近似,它是计算的主要误差来源。为了减少用插值函数近似所带来的误差,一方面要尽量选用接近实际问题解的插值函数,但是在 ANSYS 等通用有限元分析软件中插值函数的选择是有限的,一般为一次线性插值函数或者二次插值函数,这方面的努力有限。另一方面,可以尽量减少单元的大小,使单元局部区域内的解可更好地用所选用的插值函数来近似。因此,为了得到尽量准确的计算结果,需要根据解的大概分布,进行合适的单元划分,以减少用简单插值函数近似所带来的误差。对该误差近似估计可以为模型的网格划分提供参考。

远场涡流现象中磁场基本上呈现不同速率的指数衰减,其中以管壁内直径方向的衰减速度最快,矢量磁位的幅值近似表示为

$$|\dot{A}_\theta| = A_0 e^{-r/d} \quad (3-28)$$

其中, d 为肌肤深度。

假定管壁内剖分单元的径向尺寸为 w , 令 $r' = r/d, w' = w/d$ 。简单起见,假定有限元计算时采用的插值函数为一次线性函数,则用线性插值函数近似时带来的相对误差为

$$e = \frac{\frac{1}{2}(A_0 e^{-r'} + A_0 e^{-r'-w'}) - A_0 e^{-r'-w'/2}}{A_0 e^{-r'-w'/2}} = \frac{1}{2}(e^{-w'/2} + e^{w'/2}) - 1 \quad (3-29)$$

图 3-7 为用线性插值函数近似时的相对误差随单元大小的变化关系,当管壁中单元的径向尺寸取为集肤深度 d 的 1/10 时,可将相对误差限制在 0.1%。其他区域的磁场分布也基本上是指数变化,只不过衰减速率要小一些,单元的尺寸也可以更大一些。

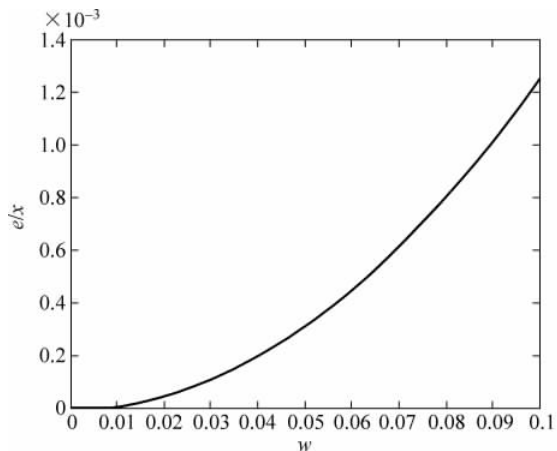


图 3-7 用线性插值函数近似时的相对误差与剖分尺寸的关系

网络划分,又称剖分,是有限元分析中非常重要的环节,它的优劣直接导致了计算的正确性与否、计算精度高低和计算时间的长短。剖分时通常采取的原则是对磁场变化快的区域剖分较密,磁场比较均匀的区域剖分较稀;磁场强的地方剖分较密,磁场弱的地方剖分较疏;在不同介质的分界面附近,也需要进行较密的剖分。

为了较好控制剖分的大小,需要将几何模型进行进一步的划分,比如将外围的空气划分为大小不等的好几层,在内层进行较密的剖分,而在外层进行较稀的剖分等。

为了加快剖分过程,尽量在规则区域进行规则剖分,比如线圈,管道,远场区等,而那些不规则区域则采用自动剖分。

在远场涡流模型的剖分过程中,有以下一些经验:

(1) 不管远场区还是近场区,管壁中磁场径向变化很快,呈现快速指数衰减,因此径向剖分要很细,远小于集肤深度。

(2) 在近场区和过渡区,管壁中和管内空气的磁场轴向变化很快,也需要进行比较密的剖分。

(3) 管外空气中磁场变化较缓,可以剖分较稀,但是在靠近管壁的小区域需要剖分略密,以保证平滑过度。

(4) 而在远场区,管壁中和管内空气中磁场的轴向变化变缓,与外层空气略同,剖分单元的轴向尺寸可以略大,则剖分单元为轴向矩形。

在剖分完成后,需要对剖分好的单元设定单元类型为 PLANE53,并加上轴对称参数。

图 3-8 是对完整模型进行剖分后的结果(为了显示方便,全部增了剖分尺寸),图 3-9 是激励源附近区域放大后的剖分结果。

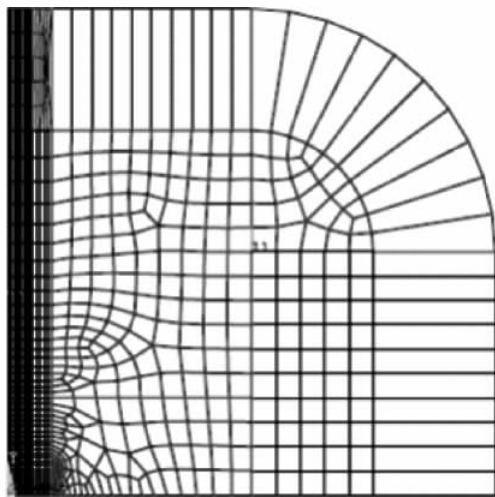


图 3-8 完整远场涡流模型的剖分结果

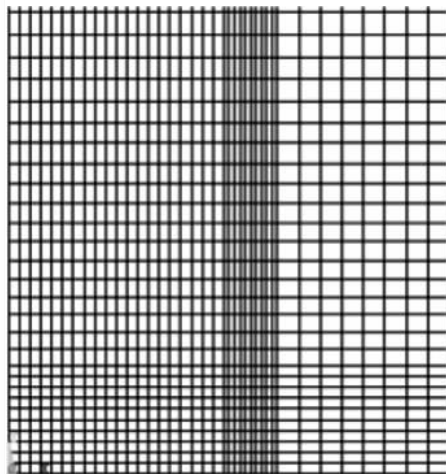


图 3-9 激励线圈附近的剖分结果

电磁场问题的边界条件有三类:狄利克莱边界条件、诺伊曼边界条件和它们的组合。图 3-6 的远场涡流有限元模型中,边界 $A'B$ 、 BC 和 CD' 为狄利克莱边界条件,边界 $A'D'$ 为诺伊曼边界条件。在 ANSYS 中,默认边界条件为诺伊曼边界条件,即磁力线垂直于该边界,无需特别设定。只需设定 $A'B$ 、 BC 和 CD' 处节点的自由度 AZ 为 0,使之满足狄利克莱边界条件。

在上面的模型和边界设定中,是把 BC 和 CD 近似为无穷远边界。由于远场区的磁场分布是非常重要的,这种近似所带来的误差对远场区磁场分布所带来的影响不容忽视,尤其是对管道内和管壁边界的近似处理。为了尽量减少由边界近似所带来的误差,

应尽量使其接近实际情况,并采用 ANSYS 中容易设定的边界条件来处理。

模型中的激励线圈,在 ANSYS 中通过设定单元的实常数来实现,并耦合这些单元的电流,表示线圈中的单元具有相同大小的电流。

远场涡流是一个开域问题,为了得到一定可接受的解,需要将模型尺寸扩大十倍以上,模型尺寸变得很大。整个模型的磁场变化范围很大,根据所用频率的不同,相差达到十个数量级,绝大部分能量集中在激励源附近,而感兴趣的部分又在场强很弱的远场区。激励源附近的微小误差会给缺陷区域的信号带来很大影响。由于场强变化快,基本都呈指数衰减,尤其是管壁中磁场的径向变化更快,必须剖分得很细才能保证一定的精度。导致完整的远场涡流模型规模很大。而缺陷通常是非对称的,必须采用三维模型来求解。将二维模型旋转得到三维模型,其规模会再上升两个数量级,单元数达到百万量级。

在用带有全周向的二维完整远场涡流模型进行缺陷信号的仿真时,发现缺陷所引起的磁场变化具有局部性,即局限于缺陷附近一定范围内,对整个磁场分布的影响很小,可忽略。图 3-10 为有无缺陷时管道内表面 $\dot{A}_\theta$ 幅值的对比,从图中可以看出,除缺陷附近的小范围外,有缺陷和无缺陷情况下磁场的分布完全重合,说明远场区缺陷对磁场的扰动只局限在一个很小的区域内。

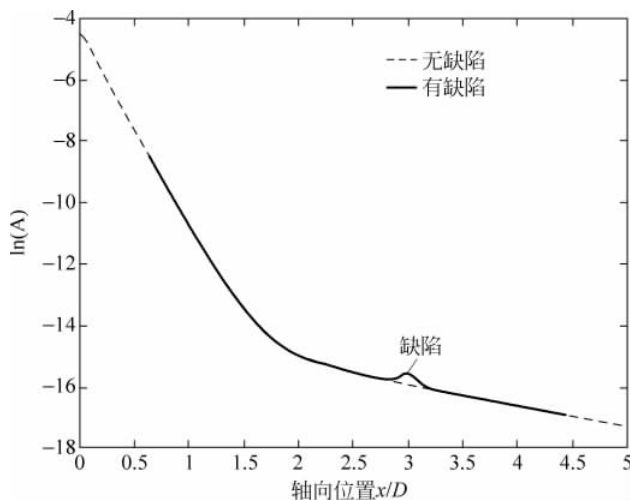


图 3-10 有无缺陷时管内壁处 $|\dot{A}_\theta|$ 随轴向位置变化关系

因此可以采用二维完整无缺陷管道远场涡流模型的仿真结果作为近似边界条件,只对缺陷局部区域进行仿真,以获得缺陷响应信号,称为局部分析法。具体步骤如下:

(1) 建立包含激励源的二维完整无缺陷管道轴对称模型,如图 3-11 中外部虚线框所示,仿真得到电磁场分布 $\dot{A}_\theta$ 。

(2) 选取缺陷区域建立二维或三维模型,如图 3-11 中内部虚线框所示。由前面二维完整模型仿真得到的 $\dot{A}_\theta$ 计算得到它的边界条件,最后对该局部模型进行仿真以得到较细致和较精确的缺陷信号分布。

由于包含缺陷的三维完整远场涡流模型的仿真无法进行,故只对全周向缺陷分别采

用二维完整模型和局部缺陷模型进行仿真,以验证局部分析法的正确性和有效性。

先建立带有缺陷的二维完整远场涡流模型,仿真得到缺陷响应信号,再针对同样尺寸的缺陷使用局部分析法进行仿真,也得到其缺陷响应信号,如图 3-12 所示,采用两种不同方法得到缺陷响应信号几乎完全重合,其均方差为 0.03 度,可见采用局部分析法得到的缺陷信号是可信的。

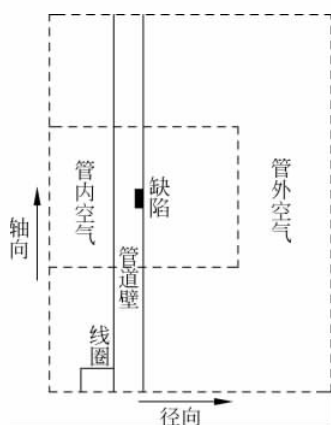


图 3-11 完整和局部缺陷模型示意图

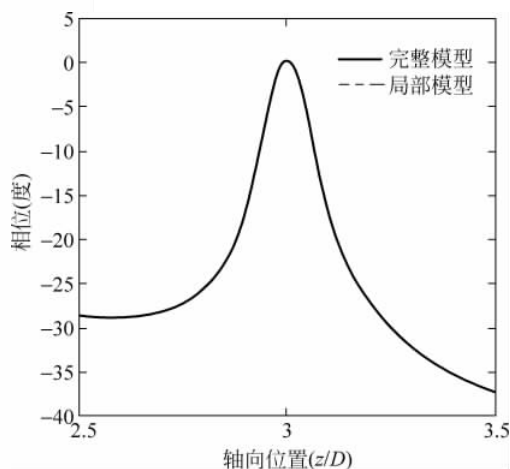


图 3-12 缺陷的完整模型和局部模型仿真结果比较

径向深度和轴向长度相同的缺陷,圆周方向尺寸越大则对整个电磁场的影响越大,既然对全周向缺陷的仿真可以使用局部性分析法,那对周向尺寸更小的非轴对称缺陷的三维仿真也同样可以采用局部分析法进行。

表 3-1 列出了以上三个模型的单元和节点数,虽然局部分析法中两个模型的总大小比直接法大,说明局部分析法对单次二维缺陷模型的仿真在计算复杂度方面并没有优势。但是对缺陷的仿真通常是要采用不同参数反复进行的,使用局部分析法的话则只需要修改和仿真局部缺陷模型,不需要重复仿真完整模型,可见局部分析法在二维缺陷仿真方面还是有优势的。在三维模型的仿真方面,局部分析法的优势更加明显。由表 3-1 可以看出,局部模型比完整模型要小一个数量级,可见局部分析法是既正确又有效的分析方法。

表 3-1 直接法和局部分析法模型大小比较

模 型		单 元 数	节 点 数
直接法	有缺陷完整模型	7026	21 984
局部分析法	无缺陷完整模型	5436	16 412
	缺陷局部模型	1889	5768

带有全周向缺陷的二维局部缺陷模型如图 3-11 中的内部虚线框所示,它的径向宽度取为 3 倍管道半径,轴向长度根据缺陷大小取为 2 倍到 4 倍管道半径。

由于缺陷的存在,会使其附近的磁场产生一定程度的畸变,因而缺陷附近需要剖分得更小。在管道和空气的分界面,磁场强度 $\vec{B}$ 的轴向分量 $\vec{B}_z$ 与分界面平行,会出现很大

的跳跃,需要在分界面的空气中加一层薄的空气层,并进行比较密的规则剖分,既能减少计算时误差提供精度,又能提高通过插值获取内壁附近时的磁感应强度 $\dot{B}$ 分布时的准确性。图 3-13 为实际剖分后的结果。

二维局部模型的边界条件非常简单,四边均是狄利克莱边界条件,其中轴线上设定为 $\dot{A}_\theta=0$,其他三条边设定为相应的 $\dot{A}_\theta$ 值,由无缺陷时二维完整模型的仿真得到。

由于该模型中没有激励线圈,无需施加载荷,采用与完整模型同样的方法进行计算即可。

带缺陷的三维局部有限元模型由剖分好的二维局部模型经过适当的方法旋转得到。由于整个模型是关于过缺陷中心和管道轴向的平面对称的,取模型的一半进行分析即可。同时,对于周向尺寸不大的缺陷,它对磁场的圆周方向分布的影响也会局限在一定范围内,故可根据缺陷尺寸的大小选取缺陷一侧一定范围内的部分进行分析,进一步减少模型的尺寸。由于非对称缺陷的存在,使得附近的磁场会在圆周方向发生变化,越靠近缺陷变化越大,因此剖分时需要使越靠近缺陷的单元的周向尺寸越小。在 ANSYS 中,可以通过控制旋转轨迹的放缩比例来实现。实际得到的有限元模型如图 3-14 所示(为了便于显示,没有包括空气部分,并且增大了单元尺寸):

在进行三维电磁场仿真时,可以选择节点法中的标量位法和矢量位法或者棱边单元法进行。由于涡流的存在,在进行远场涡流的三维仿真时不能单独使用标量位法。由于采用局部分析法进行三维仿真,模型中可以使用标量位法的部分(空气)并不大,因而矢量位和标量位相结合的方法并没有多大优势,反而会使问题更加复杂,故也不采用。因此,可以采用矢量位法和棱边单元法对三维远场涡流局部缺陷模型进行仿真。

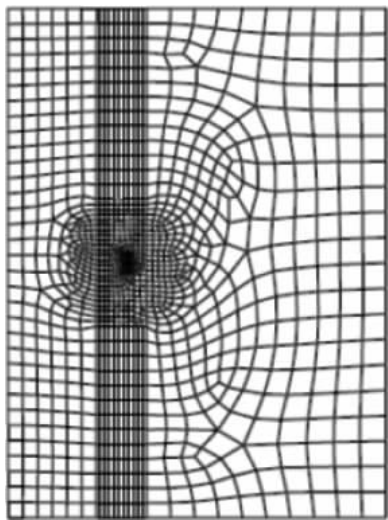


图 3-13 二维局部缺陷模型的剖分结果

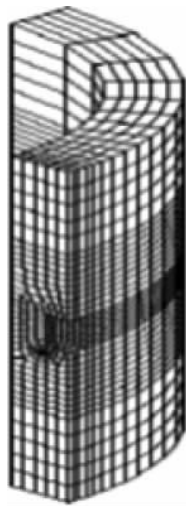


图 3-14 三维管道局部缺陷模型

采用矢量位法时,使用 SOLID97 单元,模型外表面的边界条件均定为狄利克莱边界条件,边界处节点的 3 个自由度 $\dot{A}_x$ 、 $\dot{A}_y$ 、 $\dot{A}_z$ 可按照下面的公式由二维完整模型仿真得到的 $\dot{A}_\theta$ 计算获得

$$\begin{aligned}\dot{A}_x(x, y, z) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \dot{A}_\theta(r, \theta, z) \\ \dot{A}_y(x, y, z) &= \frac{-x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \dot{A}_\theta(r, \theta, z) \\ \dot{A}_z(x, y, z) &= 0\end{aligned}\quad (3-30)$$

管壁中的单元还有自由度 $\dot{\varphi}$, 由于管壁中没有外加激励电源, 故外边界处的节点设定此自由度 $\dot{\varphi}$ 设定为 0。

采用棱边单元法时, 使用 SOLID117 单元, 它有自由度 AZ , 在边的中间节点上, 表示 $\dot{A}$ 在该边上的积分

$$AZ = \int \dot{A} dl \quad (3-31)$$

根据二维完整模型仿真得到的 $\dot{A}_\theta$ 分布, 由式 (3-30) 可以计算出该边两个端点处的 $\dot{A}_l$ 和 $\dot{A}_r$, 以及中点处的 $\dot{A}_m$, $\dot{A}$ 在此边上的积分可用三点公式近似表示为

$$AZ = \int \dot{A} dl \doteq \frac{1}{4} (\dot{A}_l + 2 \dot{A}_m + \dot{A}_r) \cdot l \quad (3-32)$$

对于图 3-14 所示的 1/4 模型, 其轴截面没有磁力线穿过, 可直接设置该面上所有单元的自由度 AZ 为 0。管壁中的单元还有自由度 $\dot{\varphi}$, 由于管壁上没有外加电源激励, 故在管壁的外面节点上设置边界条件为 $\dot{\varphi} = 0$ 。

3.4 管道远场涡流的二维有限元仿真

在 ANSYS 中建立完整的无缺陷管道二维远场涡流模型, 仿真得到磁力线分布如图 3-15 所示, 可见磁场能量大部分集中于线圈附近的近场区, 管道内的远场区以及管道外的磁场非常弱。

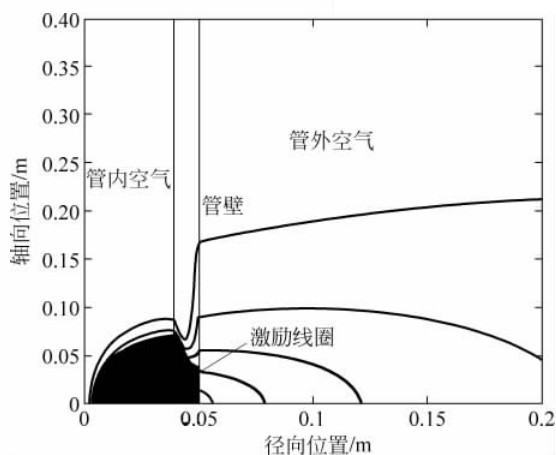


图 3-15 远场涡流磁力线分布

轴对称模型轴截面的磁力线图实质上是 $|r\dot{A}_\theta|$ 的等高线图。由于 $|r\dot{A}_\theta|$ 在远场涡流现象变化范围大且变化速度快,呈现不同速率的指数变化,采用常规方法绘制的磁力线图不能很好地刻画磁场很弱的远场区的分布情况。所以绘制 $\log(|r\dot{A}_\theta|)$ 等高线图作为等效的磁力线图,如图 3-16 所示,可以更加清楚地表达整个模型的磁场变化情况。不过需要注意的是,该图中的磁力线仍为实际的磁力线,但是磁力线之间的间隔所表征的含义常规磁力线图不同,故称之为对数磁力线。对数磁力线的疏密不再表示磁场的强弱,而表示衰减速度的大小,等距排列的对数磁力线表示磁场在此处为指数变化。

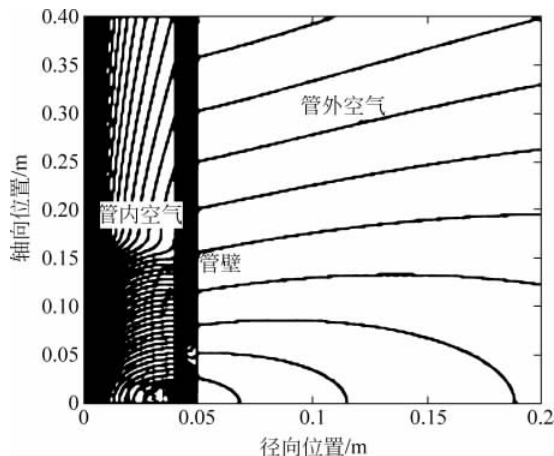


图 3-16 远场涡流对数磁力线分布

由图 3-15 可以看出基本的磁场强弱分布,管道内部近场区的磁场最强,其次是管道外面的空气,管道内部的远场区磁场最弱。管道壁和管道内的远场区的磁场基本上是轴线方向。由图 3-16 可以看出磁场的变化速率,总体上是在不同的区域呈现不同的指数衰减,其中管道壁的直径方向衰减最快,其次是近场区的轴向,衰减最慢的是管道外面的空气中。在 0.5 倍管径以内为近场区,磁场的分布与自由空间中的独立线圈所激发的磁场分布类似。在 1 倍管径附近为过渡区,对数磁力线出现了迂回现象,这就是“势谷”现象,局部放大后如图 3-17(a)所示。图 3-17(b)为相同区域的 $\dot{A}_\theta$ 等相位图,从中可以看出管壁中的等相位线成台阶状,即“相位节”现象。在 1.5 倍管径以外,管道内的磁场基本上为轴向方向,开始进入远场区。

图 3-18 为管道内壁处 $\dot{A}_\theta$ 的幅值和相位随轴向位置变化关系,是远场涡流现象的特征曲线。在近场区,矢量磁势的幅值呈现快速的指数衰减,而在远场区同样为指数衰减,但较为缓慢。矢量磁势的相角在近场区基本无变化,在过渡区出现了大幅度跳跃,到了远场区又变化缓慢。

图 3-19 为管道内壁附近(以内 5mm 处)空气中磁感应强度 $\dot{B}$ 的两个分量 $\dot{B}_r$ 和 $\dot{B}_z$ 的幅值与相位随轴向位置变化的曲线,可见轴向分量 $\dot{B}_z$ 比径向分量 $\dot{B}_r$ 大两个数量级,内壁处的磁感应强度基本上是轴线方向。因此三维探头的检测线圈也是与管道轴线平行放置,用于检测 $\dot{B}$ 的轴向分量 $\dot{B}_z$ 的变化。

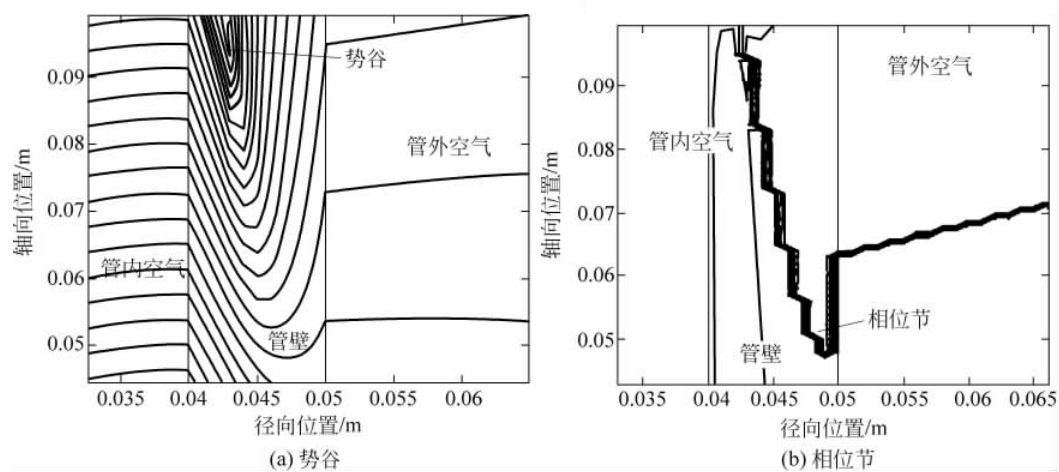


图 3-17 势谷和相位节

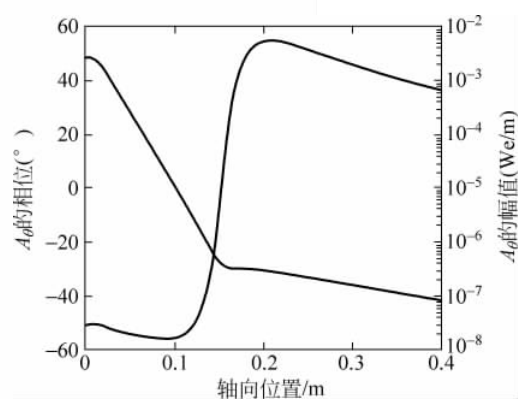


图 3-18 管道内壁处 A_θ 随轴向位置变化

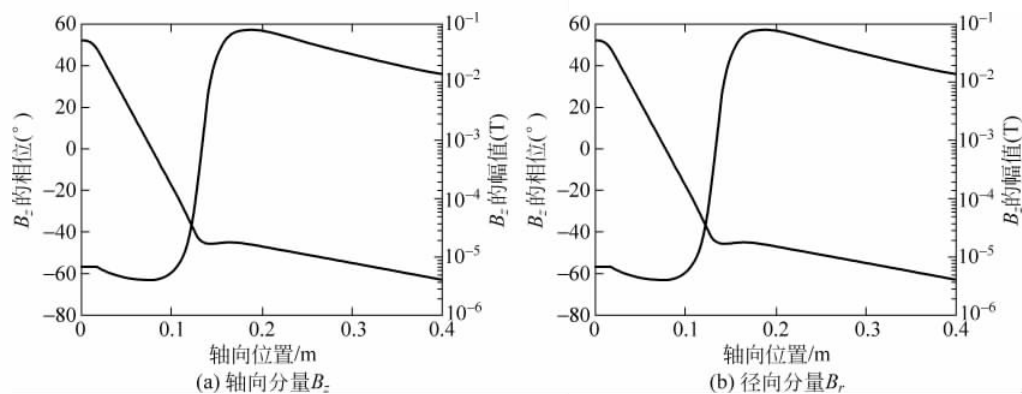


图 3-19 管道内壁附近 B 随轴向位置变化

图 3-20 为不同轴向位置管壁内 $\dot{A}_\theta$ 幅值和相位的径向分布,其中 $z=0\text{m}$ 为近场区, $z=0.1\text{m}$ 为过渡区, $z=0.2\text{m}$ 和 $z=0.3\text{m}$ 为远场区。可见在近场区和远场区, $\dot{A}_\theta$ 的幅值在径向基本呈现指数变化,相位呈线性变化,而且变化速率一样,可以用一维集肤效应方程进行估计。 $\dot{A}_\theta$ 在近场区的管壁中由内向外幅值衰减、相位滞后,在远场区由外向内幅值衰减、相位滞后,而在过渡区幅值呈现两侧大中间小的现象,即为图 3-17(a)所观测到的“势谷”现象,相位出现了跳跃,即为图 3-17(b)所观测到的“相位节”现象。而在管壁外表面, $\dot{A}_\theta$ 的幅值和相位变化则是磁场在管外沿轴向传播所致。

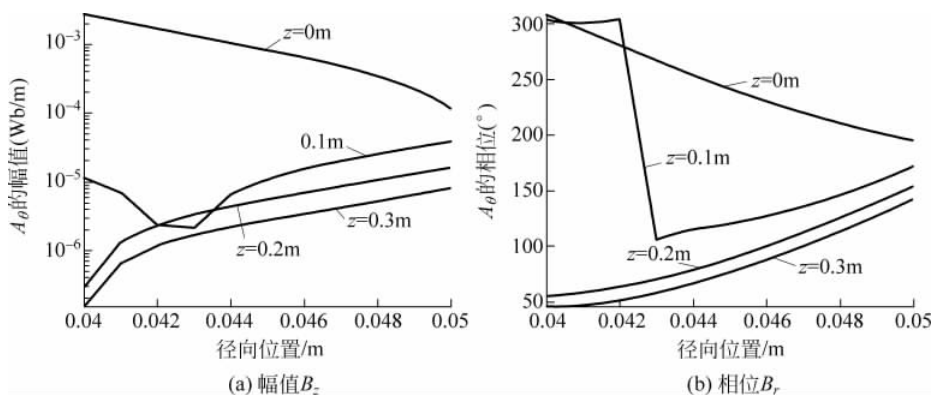


图 3-20 不同轴向位置管壁内 $\dot{A}_\theta$ 随径向位置变化

3.4.1 电磁分解分析

为了进一步理解远场涡流现象的形成机制,对比管道的导磁和导电能力所起的作用,对远场涡流模型做电磁分解分析。在时变电磁场中,电磁和磁场是相互转化的,不可能真正分离,在分析过程中是尽量削弱模型中电场或者磁场的影响,并将它与远场涡流现象对比,以观察电场(涡流)或者磁场在形成远场涡流这种特殊现象的过程中所起的作用。

在完整远场涡流模型的基础上,分别设定管道的材料属性为表 3-2 中所列的 4 种情况,得到仿真结果如图 3-21 所示。其中左边的图像为对数磁力线图,右边为管道内壁处 $\dot{A}_\theta$ 的相位和幅值随轴向位置变化关系。对这 4 种情况分别说明如下:

(1) 图 3-21(a) 为 $\mu_r=1, \sigma=0$ 时的仿真结果,为自由空气中的独立线圈,无远场效应,也无相位变化。

表 3-2 管壁参数设定

		相对磁导率 μ_r	电导率(S/m)	类似材料
非铁磁性	不导电	1	0	空气
	导电	1	7×10^6	铜
铁磁性	不导电	70	0	稀土
	导电	70	7×10^6	钢

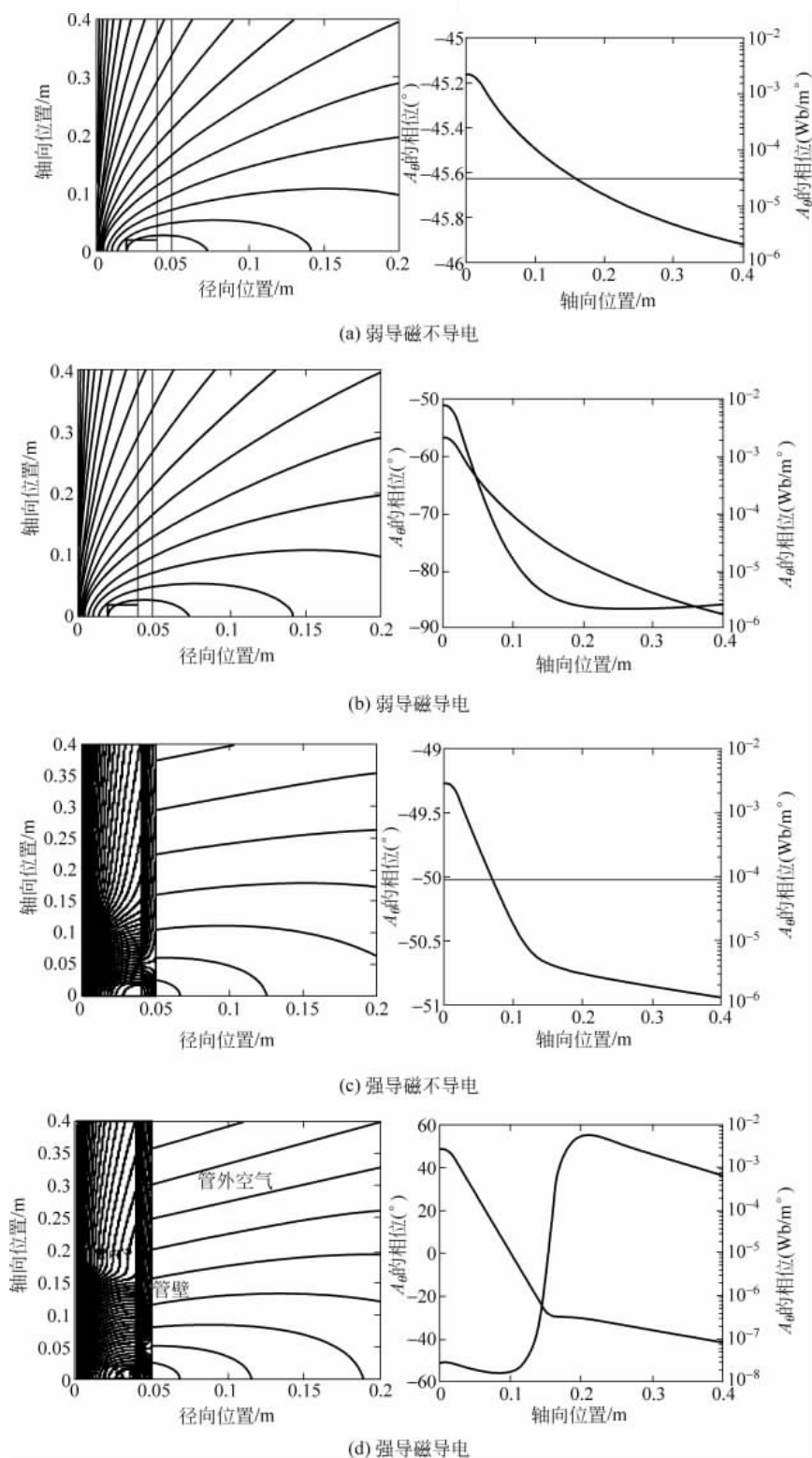


图 3-21 电磁分解分析

(2) 图 3-21b 为 $\mu_r=1, \sigma=7 \times 10^6 \text{ S/m}$ 时的仿真结果, 无远场现象, 磁场分布基本与自由空气中的独立线圈相同, 但有涡流引起的相位变化。

(3) 图 3-21c 为 $\mu_r=70, \sigma=0$ 时的仿真结果, 有远场现象, 磁场分布基本与常规的远场涡流相同, 明显地分为近场和远场两部分; 但由于没有涡流, 无相位无变化。

(4) 图 3-21d 为 $\mu_r=70, \sigma=7 \times 10^6 \text{ S/m}$ 时的仿真结果, 为上文中所分析的远场涡流现象, 磁场明显地分为近场和远场两部分, 同时由于涡流引起的相位变化。

对比以上 4 种情况可以发现:

(1) 图 3-21(a) 和 3-21(b) 的磁场分布比较接近, 图 3-21(c) 和 3-21(d) 的磁场分布比较接近, 说明管道的导磁能力对整个区域的磁场分布起着重要作用, 远场涡流现象中的磁场分布主要由铁磁性管道的强导磁能力决定。

(2) 图 3-21(a) 和 3-21(c) 的磁场没有相位变化, 而图 3-21(b) 和 3-21(d) 都有涡流引起的相位变化, 说明磁场在管道中所激发出的涡流是远场涡流中磁场相位变化的原因, 但是其相位变化规律并不一致, 主要是因为由磁场变化所引起的涡流大小不一样导致的。

(3) 对比图 3-21(c) 和 3-21(d), 它们的磁场分布非常接近, 但是图 3-21(c) 的过渡区没有图 3-21(d) 中的势谷现象, 它们的远场区磁场能力均是两次穿越管壁回到管道内部, 其中都携带有管壁的结构信息, 都可以被利用来检测全厚度的管壁缺陷。但是前者由于没有涡流引起的相位变化, 只能以幅值作为检测信号, 检测性能没有远场涡流好, 且缺乏对轴向裂纹的检测能力。相比之下, 远场涡流既可以检测缺陷对磁场分布的影响, 又可以检测缺陷对涡流的影响。

总之, 远场涡流的磁场分布主要由管壁的导磁能力决定, 而磁场的相位特性由管壁的导电能力引发, 同时受管壁的导磁能力的影响,

3.4.2 内壁处磁场的估计模型

管道内壁处磁场的变化规律是远场涡流中磁场分布的最重要特征。如果能够建立它的大概数学模型, 对估计远场涡流的磁场分布非常有帮助。在 $\dot{A}_\theta$ 的对数坐标图上, 它的幅值曲线基本上是两段直线, 拐点为两段直线的交点, 估计 $\dot{A}_\theta$ 的幅值变化曲线是由两条指数衰减的曲线叠加得到。 $\dot{A}_\theta$ 的相位变化曲线也为两个直线部分, 过渡区比较长, 与 $\dot{A}_\theta$ 的幅值变化曲线的拐点是致。

因此, 估计 $\dot{A}_\theta$ 在时域中具有如下形式:

$$\dot{A}_\theta = A_1 e^{-\frac{z}{d_{11}} - j\frac{z}{d_{12}} + ja_1} + A_2 e^{-\frac{z}{d_{21}} - j\frac{z}{d_{22}} + ja_2} \quad (3-33)$$

其中, 第 1 项 $A_1 e^{-\frac{z}{d_{11}} - j\frac{z}{d_{12}} + ja_1}$ 为直接耦合部分, $A_1 e^{ja_1}$ 为直接耦合磁场的 $\dot{A}_\theta$ 在激励线圈处的初值, d_{11} 表示直接耦合磁场的 $\dot{A}_\theta$ 幅值在轴线方向的衰减速率, 当轴向位置增加 d_{11} 时磁场幅值衰减为 36.8%, d_{12} 表示 $\dot{A}_\theta$ 相位的在轴线方向的滞后速率, 当轴向位置增加 d_{11} 时磁场相位滞后 1 弧度。第 2 项 $A_2 e^{-\frac{z}{d_{21}} - j\frac{z}{d_{22}} + ja_2}$ 为间接耦合部分, $A_2 e^{-ja_2}$ 、 d_{21} 和 d_{22} 也具

有类似的含义,表示间接耦合磁场的初值和变化规律。

分别对两条曲线的 4 个直线段部分进行最小二乘拟合得到

$$A_1 = 0.0060 \text{ Wb/m}$$

$$d_{11} = 0.0159 \text{ m}$$

$$d_{12} = 0.7824 \text{ m}$$

$$\alpha_1 = -0.08781$$

$$A_2 = 1.06 \times 10^{-6} \text{ Wb/m}$$

$$d_{21} = 0.1556 \text{ m}$$

$$d_{22} = 0.5593 \text{ m}$$

$$\alpha_2 = 1.341$$

即

$$\dot{A}_\theta = 0.0060 e^{-\frac{z}{0.0159} - j0.7824} + 0.0878j + 1.06 \times 10^{-6} e^{-\frac{z}{0.1556} - j0.5593} - 1.341j \quad (3-34)$$

图 3-22 为估计模型与实际仿真结果的比较,两者非常接近,证明该估计模型还是比较成功的。

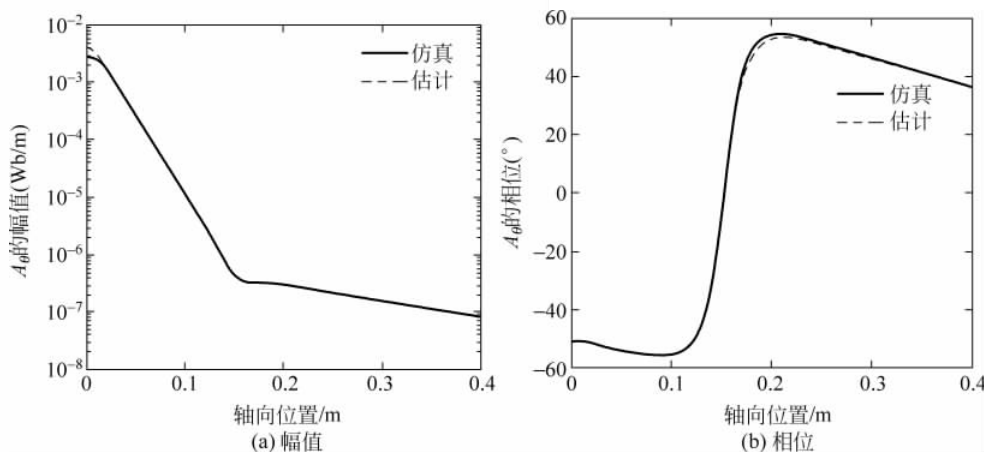


图 3-22 仿真结果跟估计模型比较

由拟合结果可以发现:

(1) 与电磁场在良导体中传播时不同的是,式 3-33 中的 d_{11} 和 d_{12} 为不同的值, d_{21} 和 d_{22} 也不等,即幅值和相位有不同的变化速率。由前面的电磁分解分析可知,不导电的铁磁性管道中也有远场现象,即管道内的磁场能量可分解为直接耦合能量和间接耦合能量,说明远场涡流中决定磁场大小分布的主要因素是管道壁的强导磁能力,与其他导电能力关系不大。而且只有能导电的管道中磁场才有相位变化,说明决定相位分布的主要因素是管道壁的导电能力。由于决定幅值和相位的主要影响因素不同,所以它们可以有不同的衰减速率。

(2) $A_1 \gg d_2$ 且 $\alpha_1 \ll \alpha_2$, 主要是因为间接耦合磁场两次穿越管壁,受管壁中涡流的影响,其幅值衰减,相位滞后,衰减和滞后的幅度与管壁厚度和集肤深度有一定关系。

(3) $d_{11} \ll d_{22}$, 表示直接耦合磁场的衰减比间接耦合能力快很多,主要由管道的强导

磁能量决定,直接耦合磁场在管道内受管壁的影响衰减很快,而间接耦合磁场在管壁外沿轴向传播时基本不受管壁的影响,相对衰减比较慢。

(4) d_{21} 和 d_{12} 比较接近,因为它们都是受管壁中的涡流影响,而由于受到集肤效应的限制,管壁中不同径向深度的涡流对它的影响不同,而间接耦合磁场不受集肤效应的限制,管壁中不同径向深度的涡流对它的影响基本相同,故 d_{21} 要略大于 d_{12} 。

该估计模型中的系数项 A_1 、 d_{11} 、 d_{12} 、 ∂_1 、 A_2 、 d_{21} 、 d_{22} 和 ∂_2 会与远场涡流模型中的物理参数有一定关系,比如管道的磁导率和电导率,管道的直径和厚度,还有激励源的大小和幅值等,通过对这些影响因素的分析可以进一步建立这些系数的估计模型,最后能够由管道远场涡流模型的物理参数得到内壁处磁场的估计模型。

3.4.3 全周向缺陷分析

具有全周向凹槽或者裂纹缺陷的管道,仍然是轴对称的,可以用二维轴对称模型进行仿真,极大地简化了模型复杂度。虽然全周向缺陷在实际中几乎不存在,但通过它可以分析缺陷的周向和径向两个维度的尺寸对缺陷响应信号的影响,作为难以进行三维非轴对称缺陷的有限元仿真的情况下的近似分析手段。这也是早期进行远场涡流有限元分析所普遍采用的方法。

为了降低模型复杂度,简化对全周向缺陷仿真的过程,采用局部分析法进行,图 3-23 为外壁处凹槽缺陷的局部二维模型的示意图,仿真时模型四周边界所加的约束条件 $\dot{A}_\theta$ 由默认参数下的完整管道远场涡流模型仿真得到。

图 3-24 为在距离激励源 3 倍管径处的管道外表面有凹槽缺陷时的磁力线分布,凹槽的轴向宽度为 10mm,径向深度为 4mm(40%管壁厚度),可见缺陷只是在局部小范围内对磁场产生扰动。图 3-25 为管道内壁处 $\dot{A}_\theta$ 的相位和幅值曲线,缺陷所在位置(0.3m 处)有一个非常大的峰值。

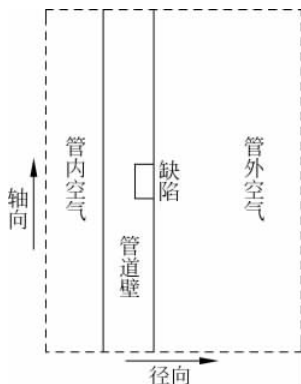


图 3-23 全周向缺陷的二维局部模型

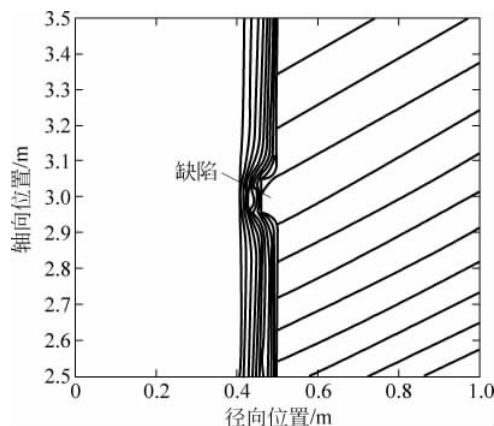


图 3-24 管壁外表面全周向缺陷的磁力线分布

由以上模型仿真得到的磁场分布相当于固定激励线圈而只移动检测线圈时的检测信号。而实际检测中,激励线圈和检测线圈同时以相同速度在管内移动,它们之间的距

离是固定的。图 3-26 为同 1 个缺陷在远场区 3 个不同轴向位置(即与激励线圈保持不同距离)的磁场分布,它们的形状相同,彼此可在对数坐标上可以通过平移变换得到,缺陷同一部位的信号随位置的变化规律与无缺陷时一致,可见位置改变所引起的信号变化与是否有缺陷无关。利用这个特性,可以由仿真得到的磁场分布变换得到实际检测信息。

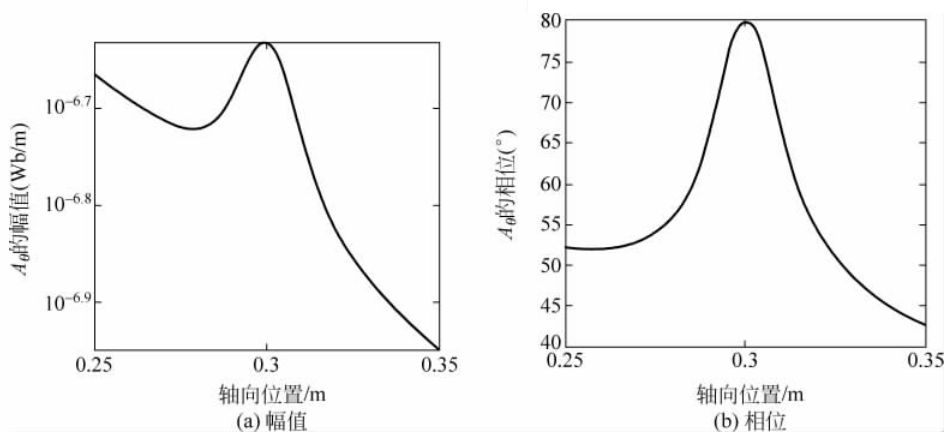


图 3-25 全周向缺陷时内壁处的 $\dot{A}_\theta$ 分布

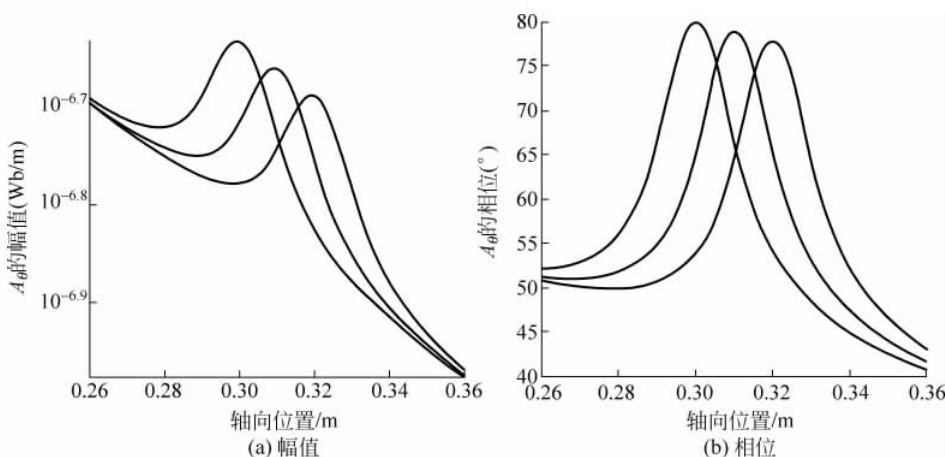


图 3-26 缺陷在不同位置时的内壁处 $\dot{A}_\theta$ 分布

假设已知距离激励线圈 z_1 和 z_2 位置处无缺陷时的矢量磁势为 $\dot{A}_{01}$ 和 $\dot{A}_{02}$,某缺陷在距离激励线圈 z_1 时的矢量磁势信号为 $\dot{A}_1$,则可以得到它在距离激励线圈 z_2 时的矢量磁势信号为 $\dot{A}_2$ 为

$$\dot{A}_2 = \frac{\dot{A}_{02}}{\dot{A}_{01}} \dot{A}_1$$

因此可以由缺陷的磁场分布得到相应的检测信号

$$\dot{A}_t(z) = \frac{\dot{A}_0(z = z_t)}{\dot{A}_0(z)} \dot{A}_f(z)$$

其中, $\dot{A}_t(z)$ 为实际检测信号, $\dot{A}_0(z)$ 为无缺陷时的磁场分布, $\dot{A}_f(z)$ 有缺陷时的磁场分布, z_t 为检测线圈所在位置。通过以上变换, 可以将由以上模型仿真得到的磁场分布, 转换成实际检测时的缺陷信号, 图 3-27 为图 3-25 中的磁场分布对应的检测信号。后文的分析均采用此种方法将有缺陷时的磁场分布变换得到缺陷信号。

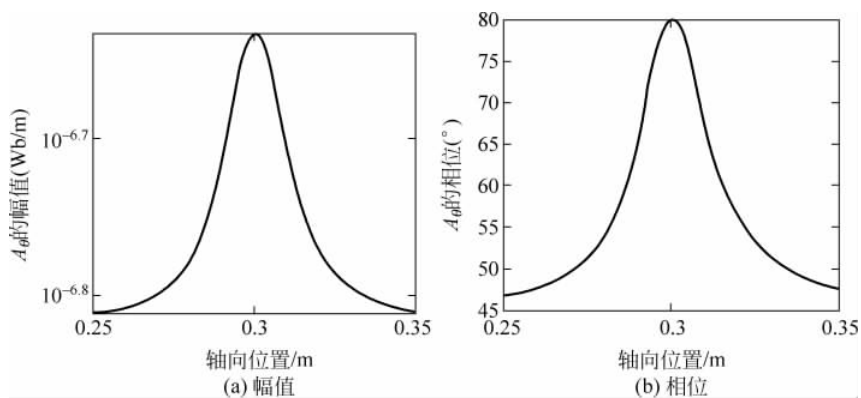


图 3-27 全周向缺陷检测信号

图 3-28 同样位置同样尺寸的管壁内表面凹槽缺陷的磁力线分布, 与图 3-24 中外表面缺陷的磁力线分布相比较, 可以看出除了缺陷附近的磁力线分布有所区别外, 其他部分几乎一样的。

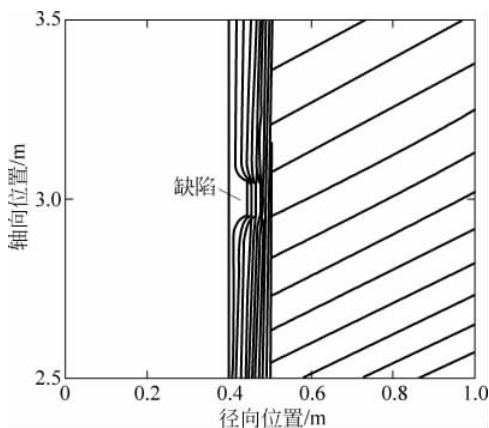


图 3-28 管壁外表面全周向缺陷的磁力线分布

图 3-29 为管壁内外表面凹槽缺陷的检测信号, 其中实线为外表面缺陷, 虚线为内表面缺陷。可见在以幅值作为检测信号时, 内表面缺陷的信号峰值更大, 而外表面缺陷信号更宽。在以相位作为检测信号时, 内外表面的缺陷表现出几乎相同的特征。可见远场涡流检测方法对管壁的内外表面的缺陷具有相同的灵敏度, 因此在后文对全周向缺陷信号的研究中, 只考虑了管壁外表面的缺陷。

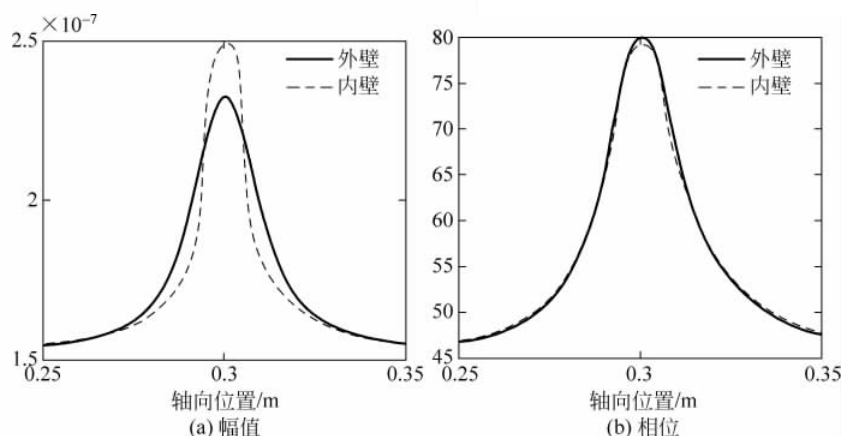


图 3-29 管道内外壁缺陷信号比较

3.4.4 缺陷信号与缺陷尺寸的关系

图 3-30 为不同径向深度全周向缺陷的检测信号(轴向宽度 0.005m),从图中可以看出缺陷处幅值信号跟缺陷深度近似成指数关系,而相位信号跟缺陷深度成线性关系。取缺陷信号的峰值作为缺陷信号的特征量,得到其幅值和相位与缺陷深度的关系如图 3-31 所示,从中可以更加清楚地看出这种关系。因此使用相位作为检测信号时能够更好地对缺陷深度进行量化。当深度为 10% 管壁厚度(即为 1mm)时,基本上没有可检测的幅值和相位信号,是所能检测的缺陷深度的极限。

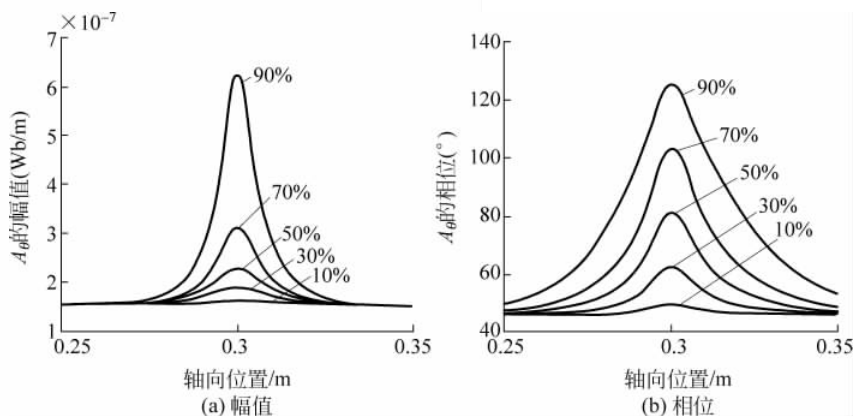


图 3-30 不同径向深度的缺陷信号比较

图 3-32 为相同径向深度(5mm, 50% 管壁壁厚)、不同轴向宽度的全周向缺陷检测信号。当轴向尺寸很小,例如 0.1mm,相当于周向裂纹缺陷时,仍有可检测的幅值和相位信号,说明远场涡流具有周向裂纹的检测能力。

图 3-33 为缺陷信号峰值与轴向宽度之间的关系,其中幅值信号与轴向宽度成近似线性关系,而相位信号随着轴向宽度的增加,峰值的增大变得缓慢,逐渐趋向于某个最大值。

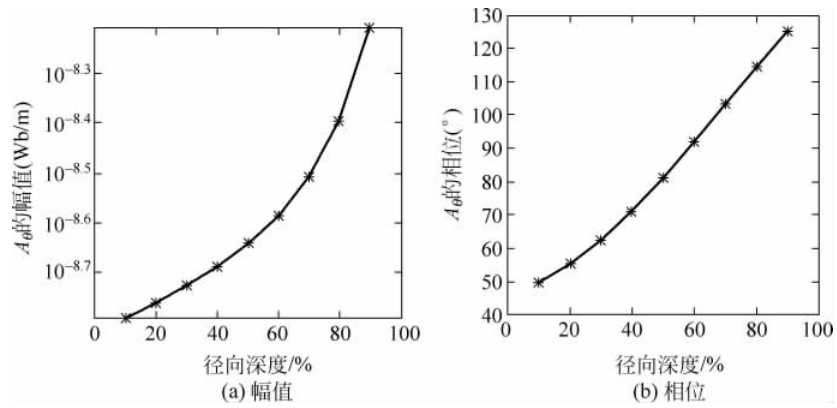


图 3-31 缺陷信号峰值与径向深度的关系

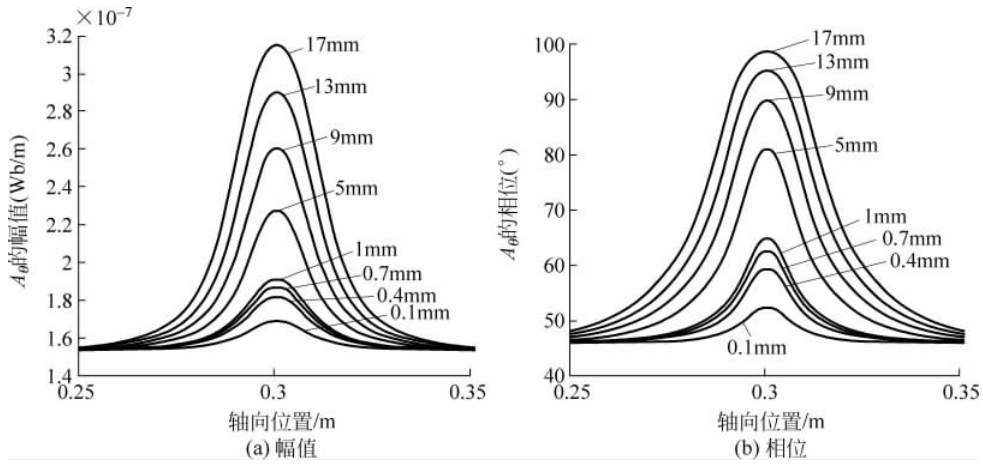


图 3-32 不同轴向宽度的缺陷信号比较

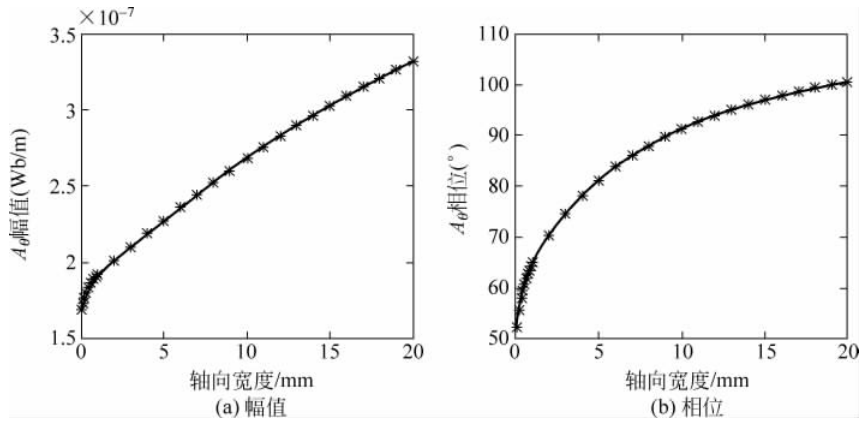


图 3-33 缺陷信号峰值与轴向宽度的关系

一般来说,缺陷信号的宽度主要由缺陷宽度决定,理想情况下,当缺陷足够宽时,缺陷信号的宽度应等于缺陷宽度。但实际缺陷宽度很有限,故选取缺陷信号沿轴向位置的积分量作为特征量,它包含有信号幅值和宽度两方面的信息。图 3-34 为缺陷信号的积分与轴向宽度之间的关系,当缺陷宽度较大时(大于 0.5mm),幅值信号和相位信号的积分均与缺陷轴向宽度有非常明显的线性关系,可以用来作为进行缺陷轴向宽度量化的特征量。

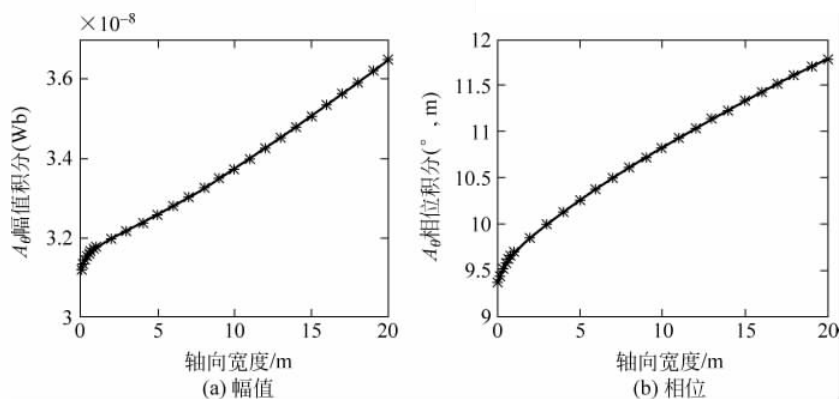


图 3-34 缺陷信号峰值与轴向宽度的关系

结合以上对缺陷信号与径向深度和轴向宽度关系的分析可知,幅值和相位信号均可用于进行全周向缺陷检测,能够检测深度大于 1mm(即 10%管壁厚度)凹槽和裂纹缺陷。在进行缺陷轴向和径向尺寸量化时,使用相位信号的峰值和沿轴向积分可作为特征量更加便利。

3.5 管道远场涡流的三维有限元仿真

实际的管道缺陷不可能是圆周对称的,为了得到更符合实际情况的缺陷响应信号,必须使用三维有限元模型进行远场涡流的缺陷仿真。完整的远场涡流三维模型非常巨大,在 PC 上进行缺陷分析几乎不可能,故采用局部分析法进行仿真,以减低三维模型规模。

3.5.1 凹槽缺陷信号

在实际的管道检测中,缺陷的形状是千变万化,但是大致可以分为三类:圆周方向的凹槽缺陷(即周向缺陷)、平行于管道中心轴的凹槽缺陷(即轴向缺陷)和圆孔形状的点腐蚀缺陷(即径向缺陷)。其中周向缺陷与使用二维轴对称模型分析过的全周向缺陷比较接近,故不再详细分析。轴向缺陷也在实际管道中出现得比较少,也不详细分析。天然气管道中的应力腐蚀裂纹主要是轴线方向,与轴向凹槽缺陷比较接近,故重点分析轴向缺陷的信号特点。

在检测非圆周对称的缺陷时,为了得到缺陷的周向位置信息,必须使用三维探头,由在管道内壁附近圆周上等距分布的多个轴向线圈组成。线圈中的检测信号感应电压主要由线圈附近区域的磁感应强度 $\dot{B}$ 的轴向分量 $\dot{B}_z$ 决定。在远场涡流的远场区,管道内壁

附近的磁场主要是轴线方向,磁感应强度的径向和周向分量很小, $\dot{B}$ 的幅值和相位跟其轴向分量 $\dot{B}_z$ 非常接近。故下面的分析中主要考察 $\dot{B}$ 的分布,并以此作为缺陷信号的依据。

当距离激励线圈3倍管径处的管壁外表面有长10mm,宽2mm,深4mm的轴向凹槽缺陷时,管壁内表面附近(往内5mm)的磁感应强度分布如图3-35所示,区域大小为圆周方向两侧各 45° ,轴线方向两侧各50mm。由于靠近激励源的一侧幅值和相位比较大,为了便于观察磁场分布,将图中轴向位置反了过来,右边为靠近激励源的一侧。图3-35(a)中的 $\dot{B}$ 幅值分布比较均匀,基本上看不出缺陷所引起的幅值变化。图3-35(b)中的相位分布中有非常明显的缺陷特征,缺陷所在位置有一个很高的峰,并且在轴向两侧有两个不太明显的低谷。

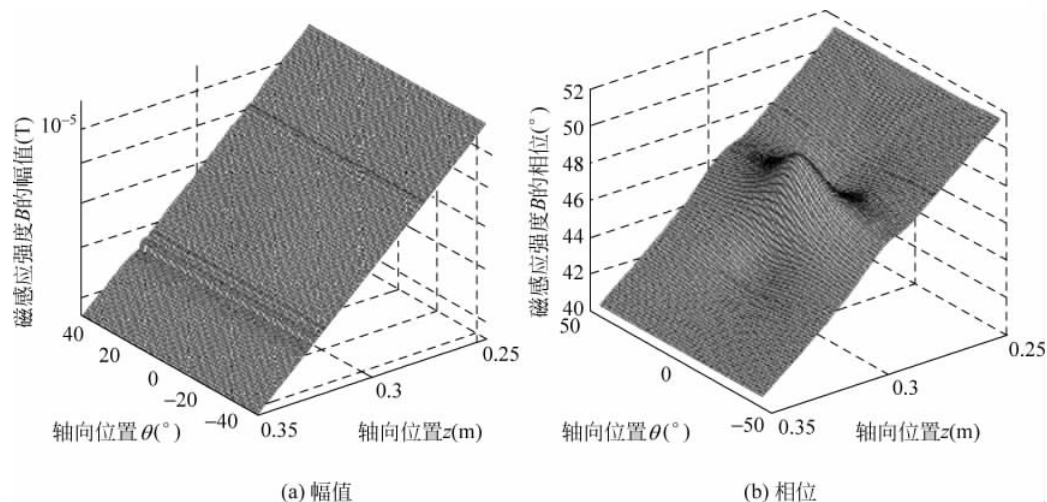


图 3-35 轴向缺陷的磁感应强度 $\dot{B}$ 分布

图3-36为该轴向凹槽缺陷附近的涡流矢量图(只画出了缺陷的一半),缺陷内测(图中的左边)的涡流与轴向两侧(图中的上下两侧)的涡流大小相近,方向相同,可见缺陷周向两侧的涡流是绕着缺陷内侧边沿通过,其大小并没有受到影响。该磁感应强度分布并不是检测时得到的缺陷响应信号,但是可以使用分析二维模型仿真结果时同样的方法将其转换为实际检测信号。检测线圈在 z_t 位置时所检测到的缺陷信号为

$$\dot{B}_t(z) = \frac{\dot{B}_0(z = z_t)}{\dot{B}_0(z)} \dot{B}_f(z)$$

其中, $\dot{B}_0(z)$ 为没有缺陷时的分布, $\dot{B}_f$ 为有缺陷时的分布, $\dot{B}_t$ 为实际检测到的信号。由此可以得到实际的缺陷检测信号,如图3-37所示。由于消去了磁场随轴向位置变化的部分,图3-37中的检测信号相比图3-35中的磁场分布能够更清楚地看到缺陷信号。

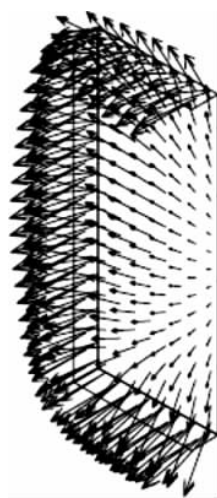


图 3-36 缺陷周围的涡流矢量图

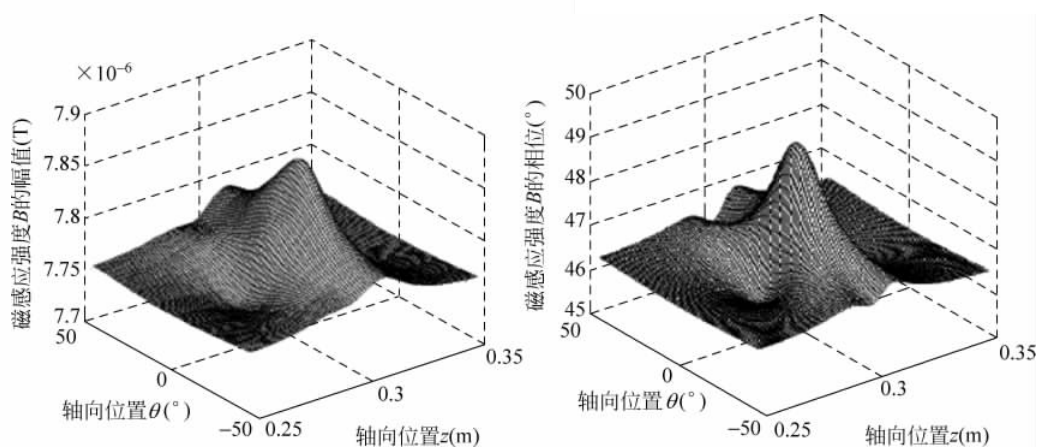


图 3-37 轴向缺陷的检测信号

图 3-37 中的幅值和相位信号有基本相似的特征,其中相位信号更加明显,故采用相位作为检测信号更加合适。

图 3-38 为周向凹槽的缺陷信号,缺陷尺寸为周向长 10mm,轴向宽 2mm,径向深 4mm。信号的形状跟轴向缺陷非常相似,但幅值和相位信号的峰值要更大一点。

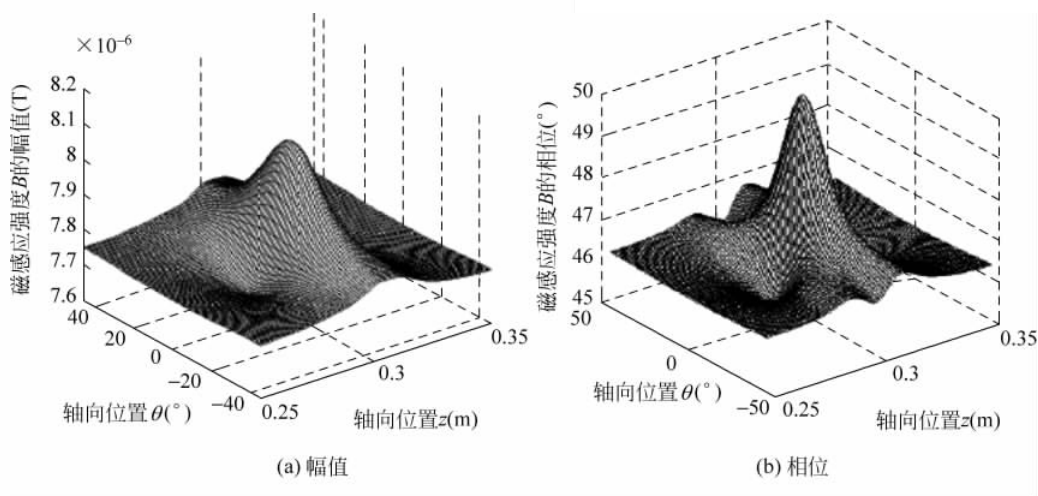


图 3-38 周向缺陷的检测信号

图 3-39 为径向凹槽的缺陷信号,缺陷尺寸为径向深 9mm,轴向长 3mm,周向宽 3mm。信号的形状跟上两者都非常相似,只是相位信号的峰要稍微陡都一点。

以上 3 个不同方向的缺陷形状各异,体积相近(分别为 80mm^3 , 80mm^3 和 81mm^3),从它们的信号分布图很难将这 3 者区分开,可能是选取的尺寸差别偏小的缘故。图 3-40 为尺寸扩大 1 倍后的三种缺陷信号比较,它们的尺寸如表 3-3 所示。与前面较小尺寸的 3 个缺陷信号相比较,它们的信号明显增强,3 种不同缺陷信号之间的差别也增大了,但从信号的形状仍然很难将它们区开来,说明远场涡流检测对缺陷的形状不敏感,检测中对缺陷形状的确定将比较困难。

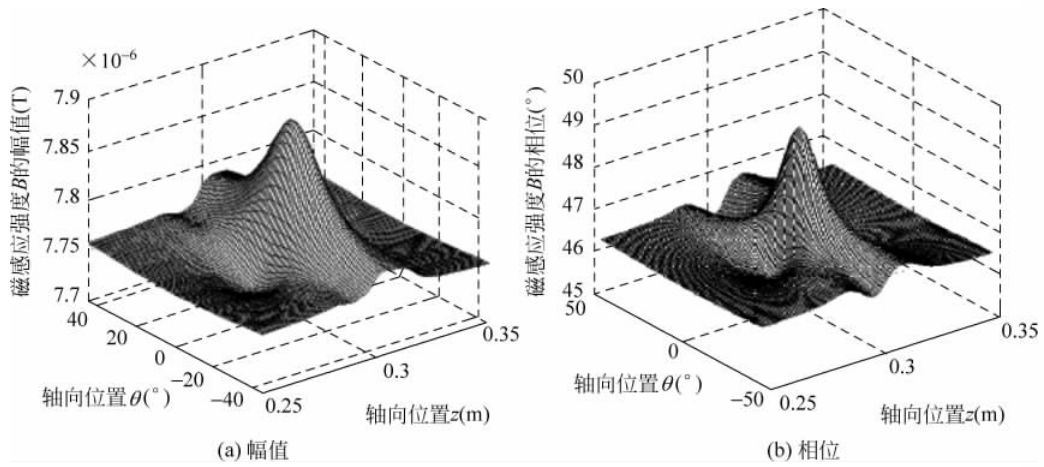


图 3-39 径向缺陷的检测信号

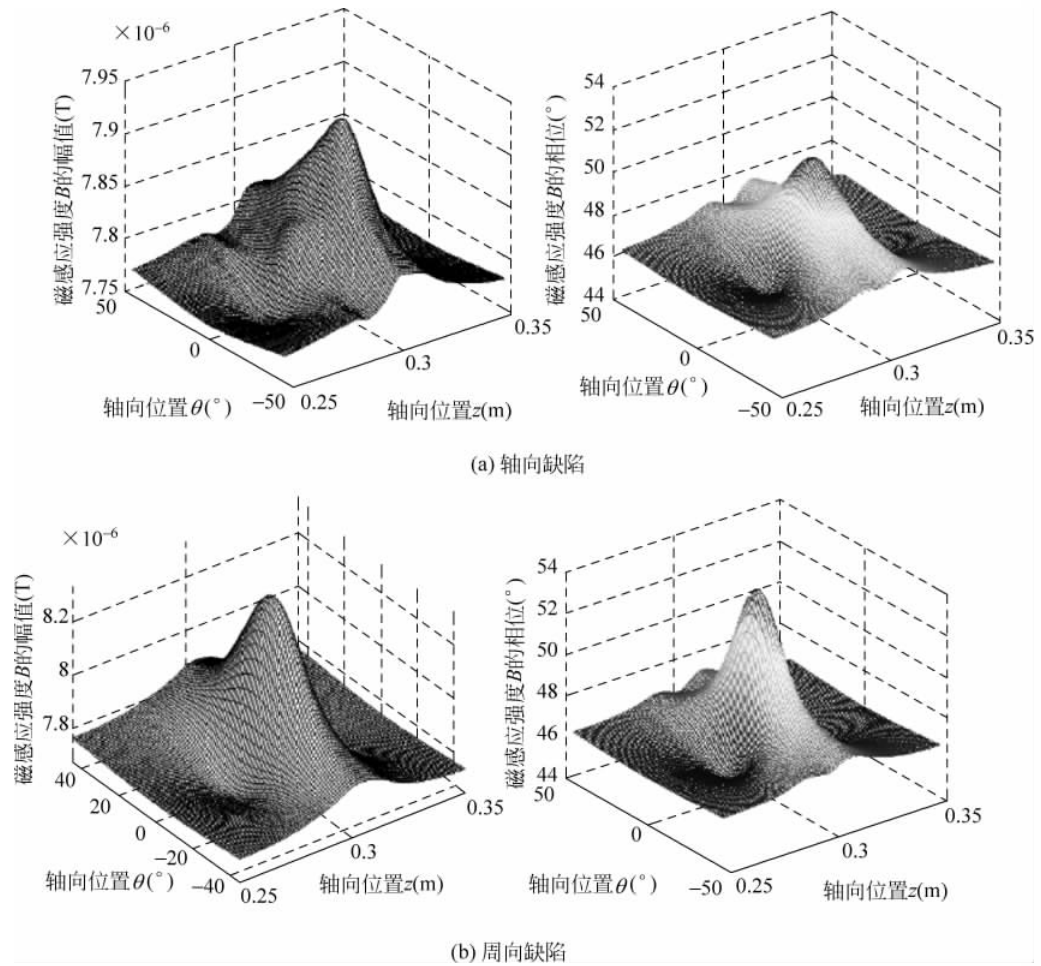


图 3-40 不同宽度轴向凹槽缺陷信号

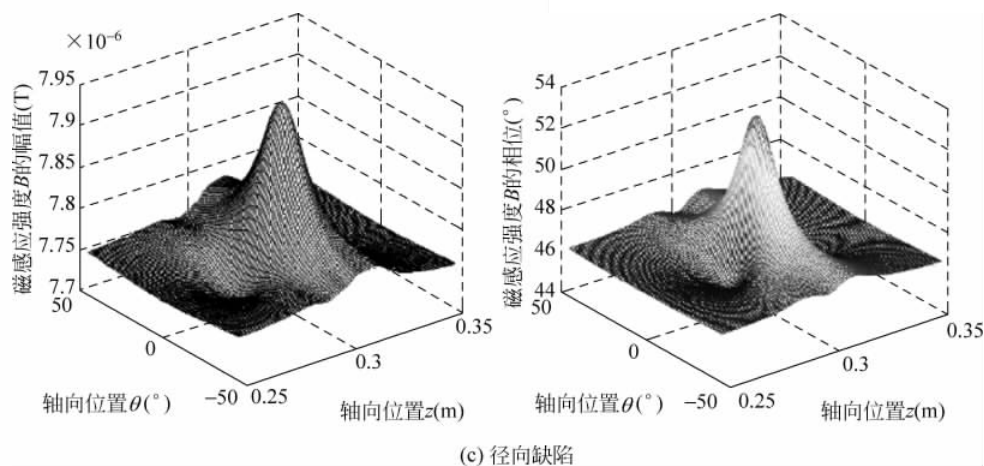


图 3-40 (续)

表 3-3 3 种凹槽缺陷的尺寸

缺陷类型	轴向尺寸(mm)	周向尺寸(mm)	径向尺寸(mm)	体积(mm ³)
轴向缺陷	20	2	4	160
周向缺陷	2	20	4	160
径向缺陷	4	4	9	144

由于实际检测信号是沿管道的轴线方向变化,比较这 3 种不同方向缺陷信号沿轴线方向的差别更具实际意义,图 3-41 和图 3-42 为 3 种不同方向的缺陷中心位置处的检测信号比较。由图中可以发现,周向缺陷的信号峰值最大,尤其是幅值信号。当缺陷较小时,轴向和径向缺陷的幅值信号比较接近,相位信号几乎无法区分,随着缺陷几何尺寸差别的进一步正大,它们的信号差别才显现出来,轴向缺陷信号在轴向更宽一些,径向缺陷信号的峰值更大一些,这种变化趋势与直觉相符。当缺陷较大时,对于相同轴向尺寸的周向和径向缺陷,其信号在轴向的宽度比较接近,但缺陷轴向尺寸的增加对信号宽度的影响很小。可见,远场涡流检测方法对轴向缺陷最敏感,检测灵敏度最高。另外,随着缺陷尺寸的增加,信号峰值两侧的凹陷程度反而降低了。

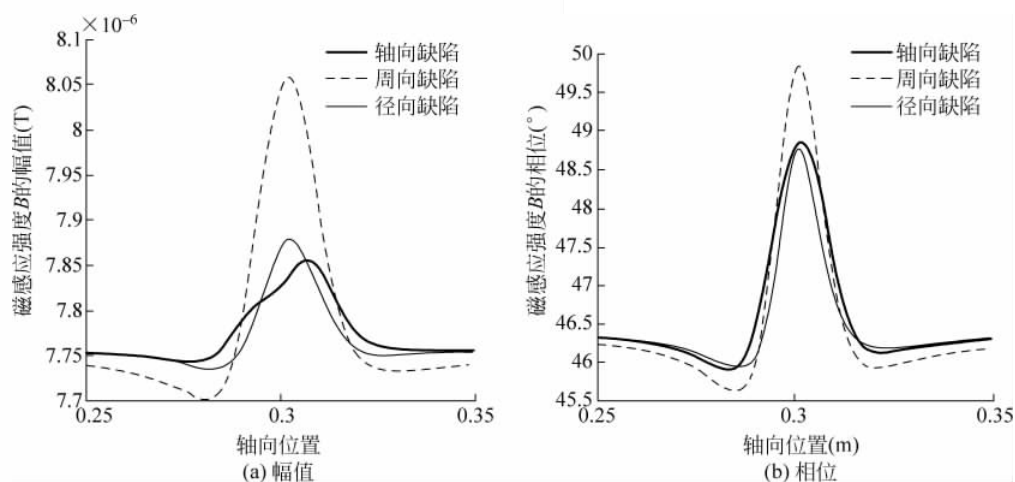


图 3-41 较小尺寸的 3 种方向缺陷检测信号比较

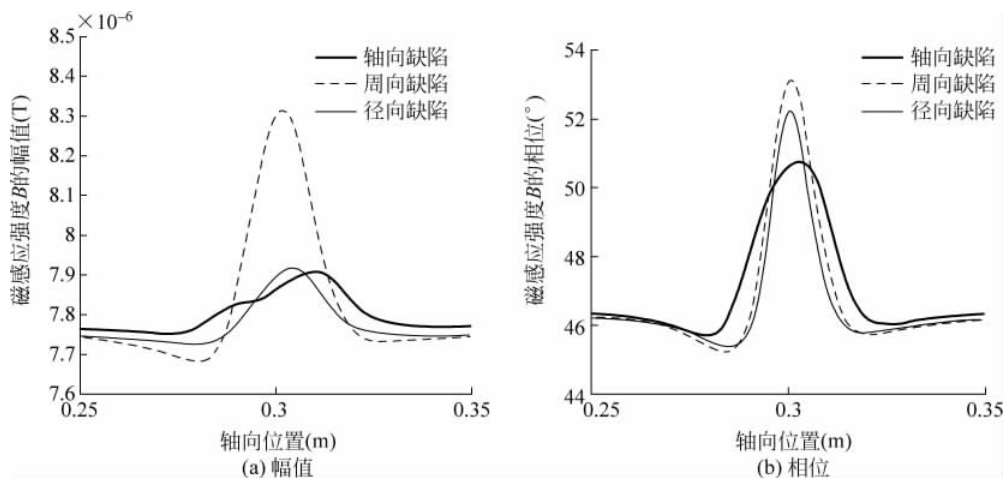


图 3-42 较大尺寸的 3 种方向缺陷检测信号比较

磁场在远场区磁场由管外穿越管壁到达管内时,其幅值和相位信号会受到管壁结构的影响,如果管壁中有缺陷,相当于管壁变薄,涡流对磁场的削弱和滞后作用会降低,使幅值和相位信号增大。由集肤效应方程可知,涡流对磁场幅值和相位的影响与磁场穿过涡流的距离有关,而与涡流大小无关。因此直接穿过缺陷的磁场,其幅值和相位信息会与缺陷深度密切相关。远场涡流就是利用穿越缺陷位置处的管壁的磁场幅值和相位变化来实现缺陷检测的。但是缺陷内壁附近的磁场不仅仅包含穿越缺陷并携带有缺陷信息的磁场,还包括穿越缺陷附近区域基本不包含缺陷信息的磁场,所测得的总磁场由二者叠加而成。

当缺陷比较小时,带有缺陷信息的部分磁场比较弱,对缺陷位置管道内磁场的贡献比较小,缺陷信息得不到充分表达。因此以上三个不同朝向的小缺陷的信息中,对缺陷深度的反应很小。而缺陷附近磁场分布改变的主要原因是缺陷改变了管壁中的磁路,磁力线要绕着缺陷的内侧通过,横截面越大的缺陷对磁路的改变越大,故周向缺陷的信号最明显。

根据束缚波理论,磁场能量传播的方向垂直与磁力线垂直。在缺陷四周(即轴向和周向两侧),磁力线方向发生变化,会绕过缺陷的边角,导致磁场在该处穿越管壁时所经过的路径发生了变化,比没有缺陷时更长了,磁场受涡流的影响衰弱更厉害,相位滞后也更多。当缺陷尺寸比较小,直接穿过缺陷部分的能量没有完全占据主导位置时,这部分磁场的特征会表达出来,即上面三种缺陷的峰值信号周围所出现的凹陷部分。由于管壁中磁场主要是轴向,因而轴向的这种变化更为明显,上面的信号图中也是轴向的凹陷部分更加明显。而在全周向缺陷的信号中没有发现这种现象,是因为缺陷内侧区域的磁场完全由直接穿过缺陷的部分主宰,未能体现出来。

3.5.2 轴向缺陷信号与缺陷尺寸的关系

图 3-43 为轴向长度为 10mm,径向深度为 4mm 的不同周向宽度的凹槽缺陷信号,宽度分别为 2mm,6mm 和 10mm。比较 3 种不同宽度的缺陷,容易发现其信号的形状基本相同,幅值和相位信号的峰值随缺陷宽度变化非常明显,宽度越大,峰值越大。

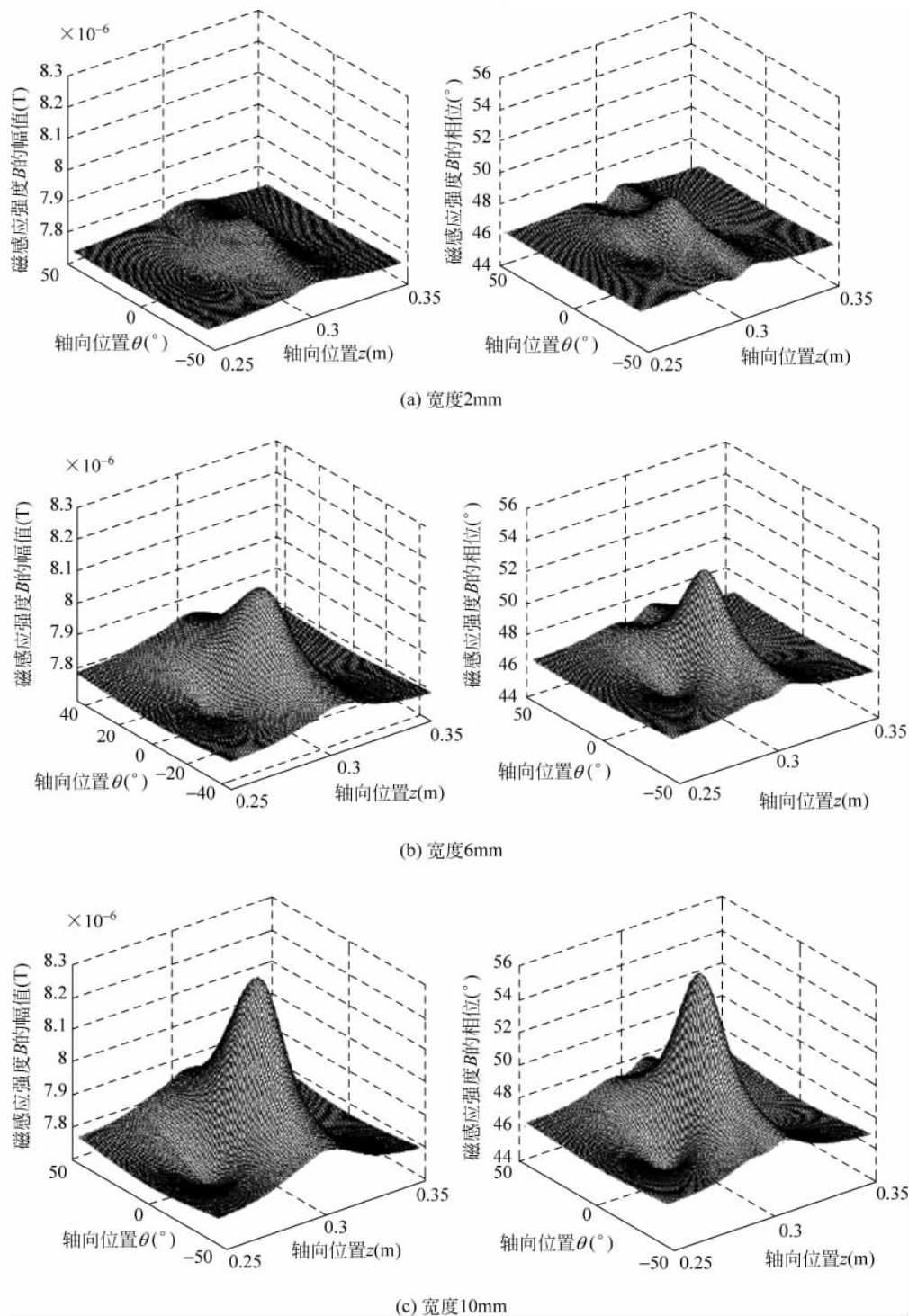


图 3-43 不同宽度轴向凹槽缺陷信号

图 3-44 为周向尺寸更小的裂纹缺陷信号,宽度分布为 0.2mm、0.6mm 和 1mm。它们的信号特征跟上面凹槽缺陷的信号特征类似,只是信号小了很多。宽度为 0.2mm 的

裂纹的有效信号很小,有效相位信号只有 1° ,有效幅值信号在 10^{-8}T 量级,虽然在仿真时能观察到有效信号,但是已经相对微弱,达到裂纹检测的极限。

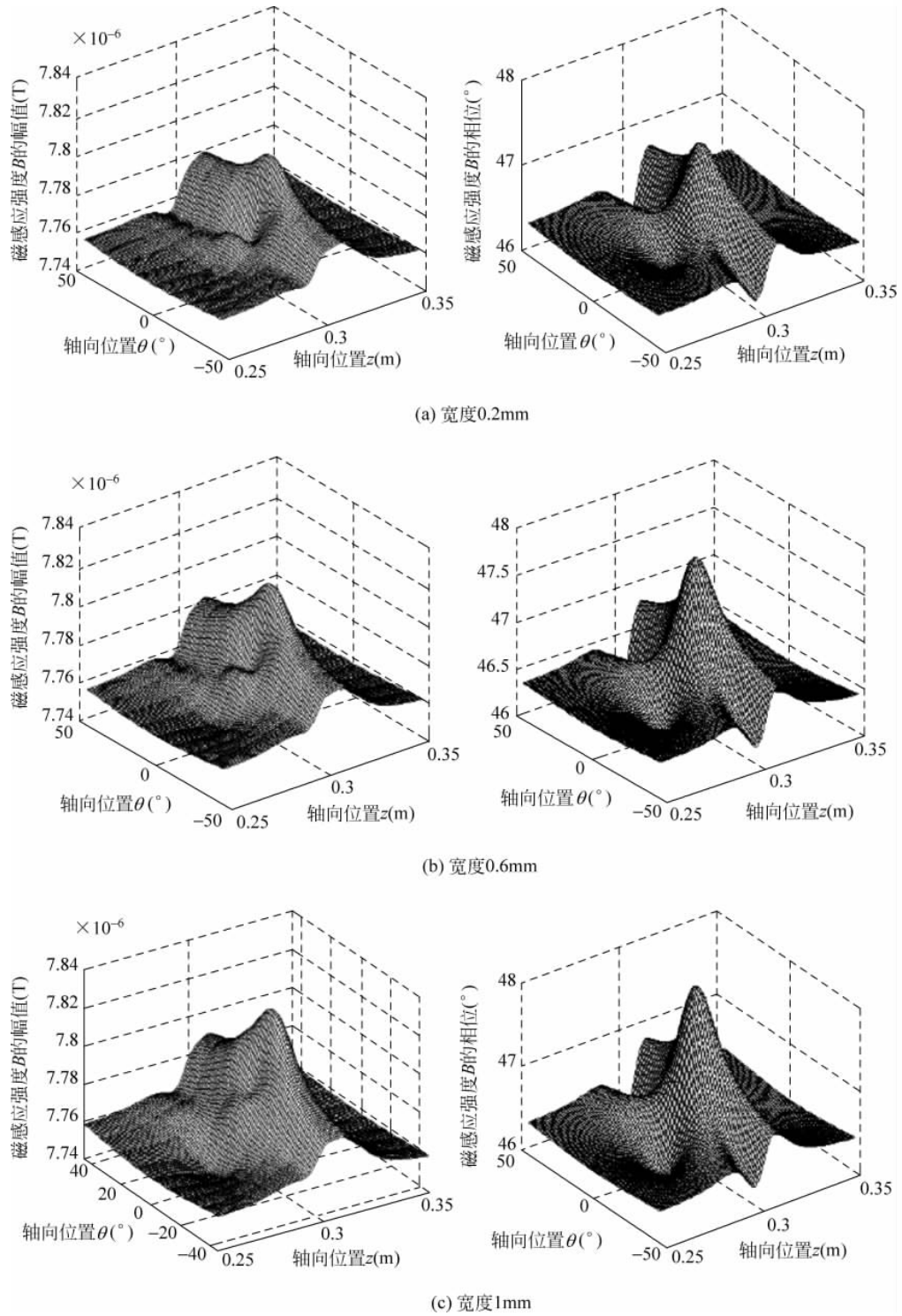


图 3-44 不同宽度轴向裂纹缺陷信号

图 3-45 轴向缺陷的幅值和相位信号峰值随缺陷宽度变化的曲线,可知相位信号的峰值与缺陷宽度之间是线性关系,与拟合的直线吻合得很好。而幅值的峰值与缺陷宽度是指数关系(图中为对数坐标),与拟合的对数曲线吻合得比较好。因而可以使用幅值和相位信号的峰值作为小尺寸轴向缺陷缺陷周向宽度量化的依据。

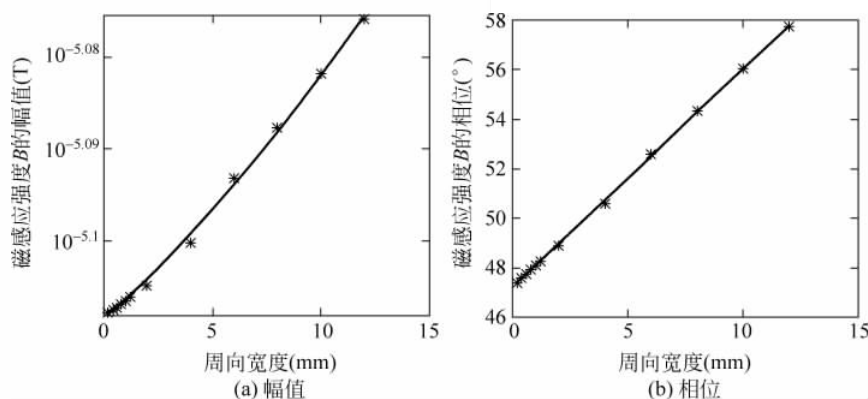


图 3-45 轴向缺陷的信号峰值与周向宽度之间的关系

图 3-46 为轴向长度为 10mm、周向宽度为 2mm 的不同径向深度的凹槽缺陷信号,深度分别为 1mm、5mm 和 9mm。当缺陷深度只有 1mm 时,其幅值和相位信号已经非常微弱,还没有形成较深缺陷时的那种信号形状,可以认为 1mm(10%管壁厚度)为轴向裂纹深度的检测极限。当缺陷深度为 9mm 时,幅值信号出现了两个大小接近的独立峰值,并且在两峰之间有一个低谷,形状非常奇特。图 3-47 为不同深度的轴向缺陷信号随轴向变化曲线,展现了当缺陷深度增加时双峰信号逐渐出现的整个过程。随着缺陷深度的增大,幅值信号逐渐增大,当深度超过管壁厚度的一半(5mm),原来单一的峰开始分离出两个,并且随着缺陷深度的进一步增大,两峰幅值增加的同时进一步分离,并且两个峰之间的低谷变得更低。而不同深度的相位信号形状基本不变,随着缺陷深度的增加,其峰值增加很快,信号宽度也有所增长。

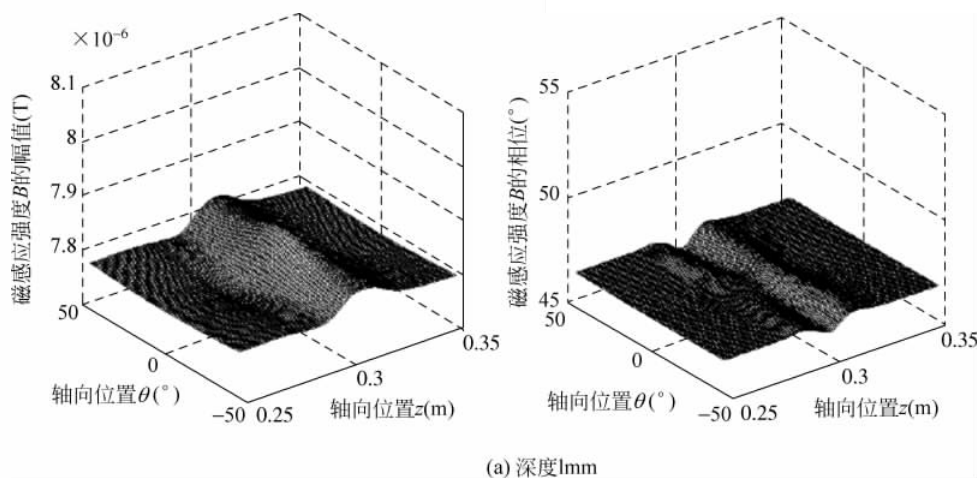


图 3-46 不同深度轴向缺陷信号

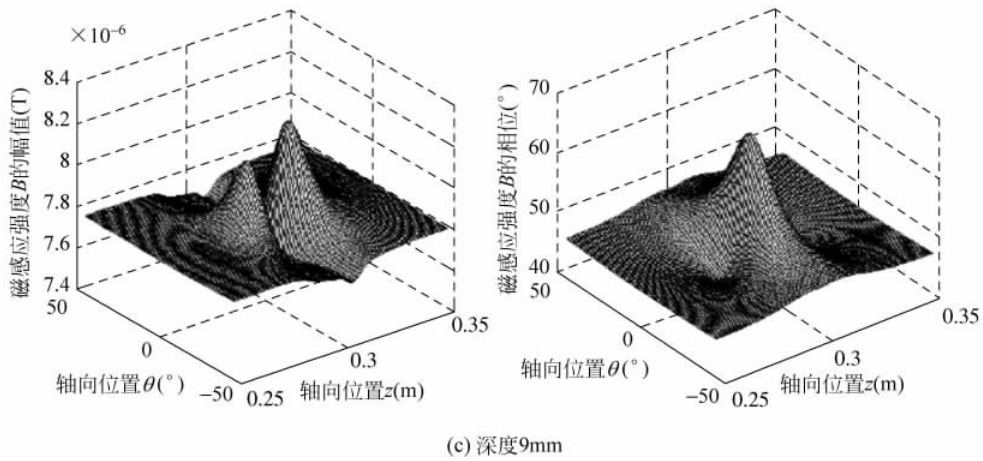
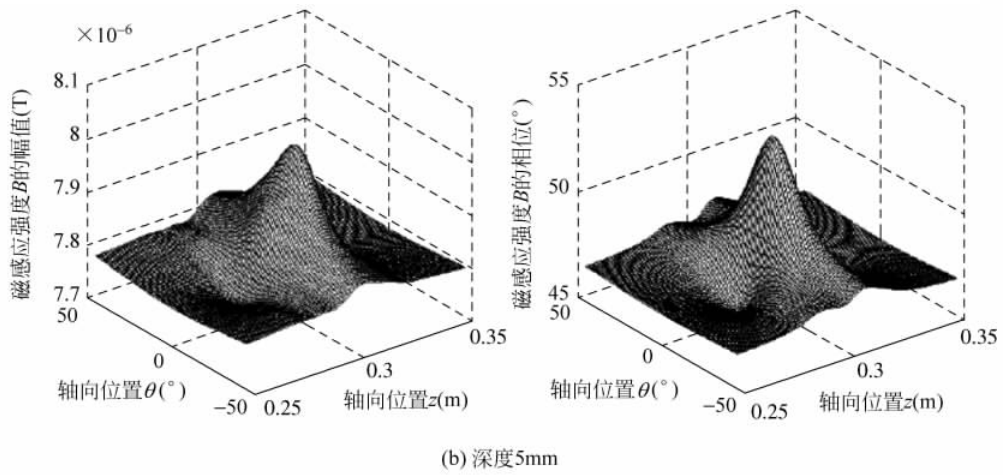


图 3-46 (续)

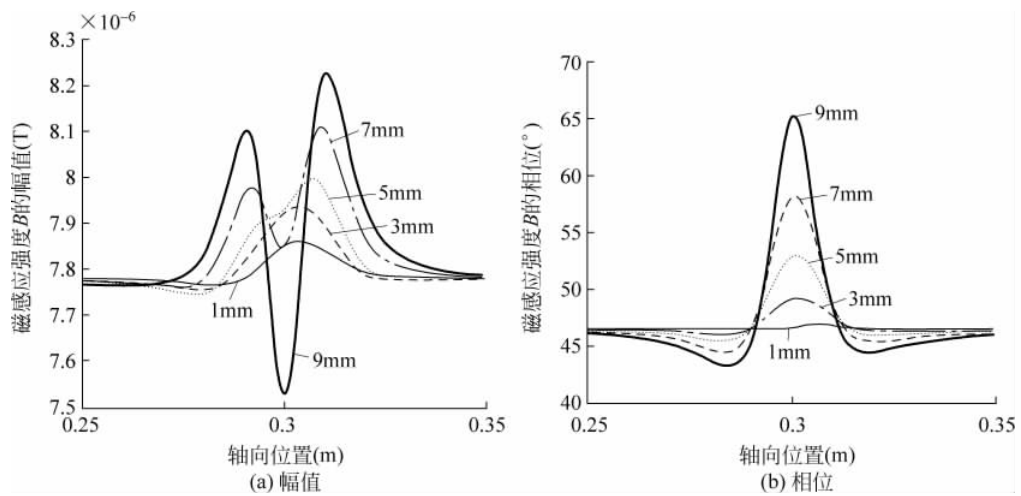


图 3-47 不同深度缺陷信号随轴向变化比

图 3-48 为轴向缺陷的幅值和相位信号峰值随缺陷深度变化的曲线,图 3-48(a)中的曲线为拟合的指数曲线,可见幅值信号的峰值随缺陷深度呈指数变化,图 3-48(b)中的曲线为拟合的二次幂函数曲线,可见相位信号的峰值随缺陷深度呈二次曲线变化,即与缺陷深度的平方呈线性关系。

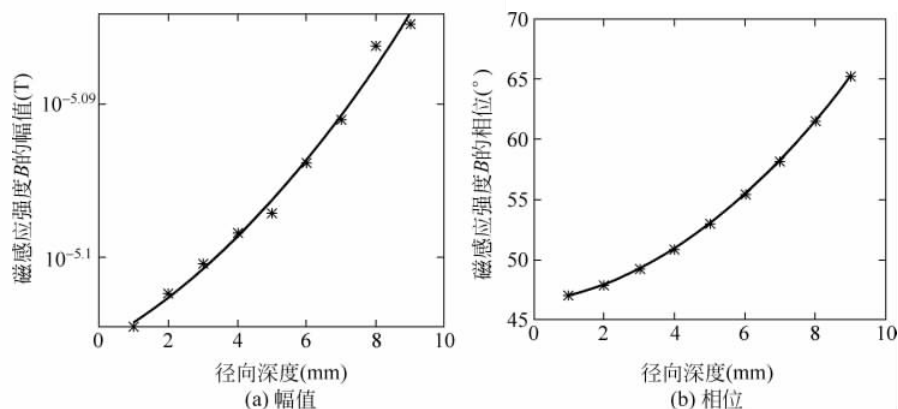


图 3-48 轴向缺陷的信号峰值与径向深度之间的关系

图 3-49 为周向宽度为 2mm、径向深度为 4mm 的不同轴向长度的凹槽缺陷信号,长度分别为 10mm、20mm 和 30mm。跟 3-48 有点类似,幅值信号的变化比较大,当缺陷长度足够大时,幅值信号出现了两个峰值,两峰之间有一个低谷,并且随着缺陷长度的增加逐渐分离。而相位信号的形状基本不变。

图 3-50 为轴向缺陷的幅值和相位信号峰值随缺陷长度变化的曲线,由于幅值信号的形状变化比较大,其峰值跟缺陷长度之间没有明显关系,而相位信号的峰值随着缺陷长度的增加,增长越来越慢,趋向于某个最大值,这与对全周向缺陷的分析结果相一致。

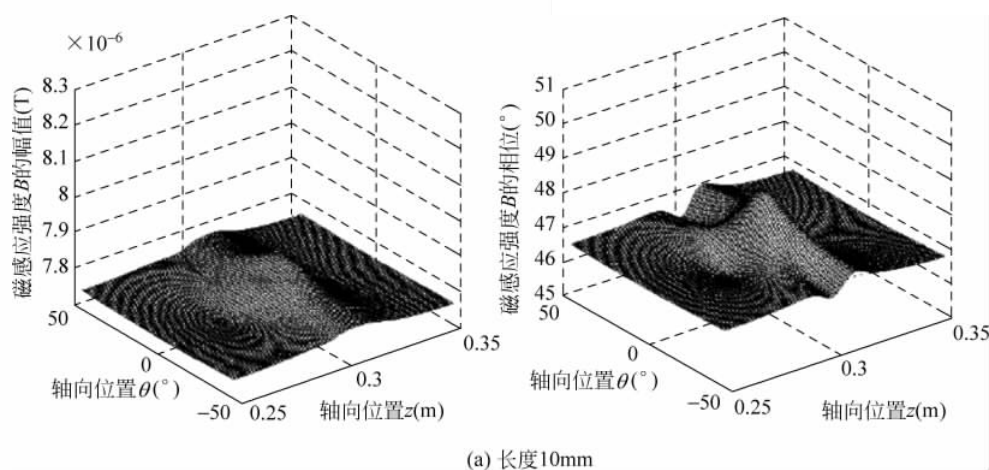


图 3-49 不同长度轴向缺陷信号

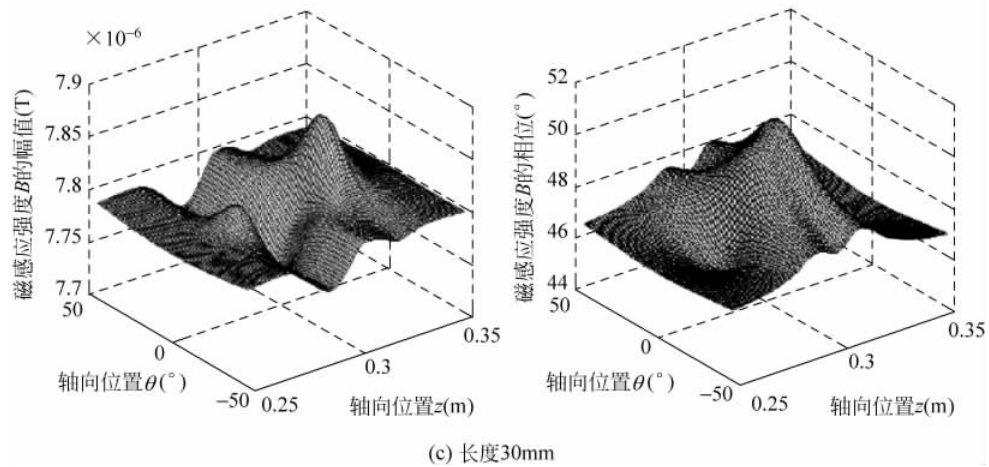
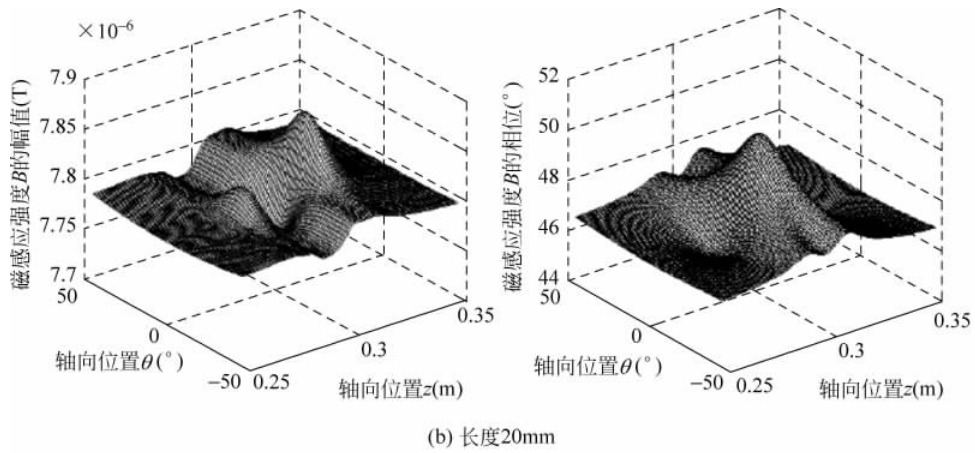


图 3-49 (续)

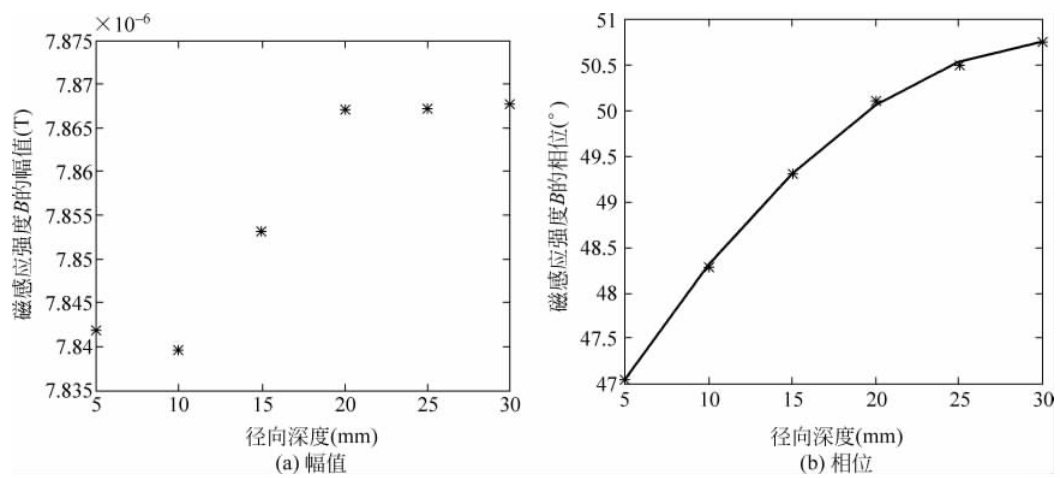


图 3-50 轴向缺陷的 B 分布

由以上对轴向缺陷的信号特征与周向宽度、径向深度和轴向长度之间关系的分析可知,缺陷的相位信号随着缺陷尺寸的变化比较稳定,其峰值与小缺陷的周向宽度成正比,与径向深度的平方成正比,随着缺陷长度的增大逐渐趋于某个最大值。而幅值信号的变化比较复杂,当缺陷较深或较长时,会出现两个峰值,并在两峰之间还有一个低谷。并且,远场涡流对轴向裂纹有一定的检测能力。