第 52 卷 第 4 期：1994-2005 高电压技术 Vol.52, No.4: 1994-2005
2026 年 4 月 30 日 High Voltage Engineering April 30, 2026
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20250229

基于磁场能量法的环形高频变压器漏电感解析计算方法

陈　彬[1,2]，王文博[2]，杨楚原[3]，姚俊伟[3]，杨彬彬[4]，唐　波[1,2]
（1. 湖北省输电线路工程技术研究中心(三峡大学)，宜昌 443002；2. 三峡大学电气与新能源学院，宜昌 443002；3. 国网湖北省电力有限公司宜昌供电公司，宜昌 443099；4. 国网新疆电力有限公司喀什供电公司，喀什 844099）

摘　要：由于环形高频变压器独特的环形磁芯结构与非对称绕线方式，导致其漏磁场分布特性与壳式和芯式变压器存在显著差异，采用传统的变压器漏电感计算方法存在局限性。针对环形高频变压器漏电感精确计算问题，提出了一种新的解析计算方法。首先，基于磁场能量法和安培环路定律，推导出圆导线自身电流及周围导线电流产生的内部磁场强度和外部磁场强度的解析表达式；然后，根据漏磁场分布特性实施空间区域细分，对各子区域的漏磁能量进行独立积分计算；此外，充分考虑高频工况下的涡流损耗效应对漏电感的影响，同时间接计及匝间不规则空隙的漏磁能量，以提高计算精度；最后，通过设计并制作环形变压器样机开展实验验证，结果显示实测值与理论计算值的相对误差不超过 4%，显著优于传统计算方法。为系统验证解析方法的适用性，构建包含 16 组不同规格的仿真验证体系：1 组与实测样机同规格的基准模型，15 组通过磁芯参数单变量离散调整生成的衍生模型。计算值与仿真值的相对偏差低于 5%，验证了所提方法的有效性和准确性。

关键词：环形高频变压器；漏电感；高频涡流效应；匝间不规则空隙；解析计算方法

Analytical Calculation Method of Leakage Inductance of Toroidal High-frequency Transformer Based on Magnetic Field Energy Method

CHEN Bin[1,2], WANG Wenbo[2], YANG Chuyuan[3], YAO Junwei[3], YANG Binbin[4], TANG Bo[1,2]
(1. Hubei Transmission Line Engineering Technology Research Center(Three Gorges University), Yichang 443002, China;
2. College of Electrical and New Energy, Three Gorges University, Yichang 443002, China;
3. Yichang Power Supply Company, State Grid Hubei Electric Power Company, Yichang 443099, China;
4. Kashi Power Supply Company, State Grid Xinjiang Electric Power Company, Kashi 844099, China)

Abstract: The distinctive toroidal core structure and asymmetric winding mode of toroidal high-frequency transformers facilitate the leakage magnetic field distribution characteristics to differ significantly from those of shell and core transformers. Consequently, the conventional method for calculating transformer leakage inductance is limited. This paper introduces a novel analytical approach for determining the leakage inductance of toroidal high-frequency transformers. Analytical expressions for the internal and external magnetic field intensities generated by a round conductor and a surrounding conductor are derived by using the magnetic field energy method and Ampere's law. Spatial subdivisions are then implemented based on the distribution characteristics of the leakage magnetic field, and the magnetic leakage energy of each sub-region is calculated through independent integration. The impact of eddy current loss on leakage inductance at high frequencies is thoroughly taken into account, and the leakage magnetic energy of irregular gaps between turns is indirectly considered to enhance calculation accuracy. A toroidal transformer prototype is designed and fabricated for experimental validation, demonstrating a relative error of less than 4% between the measured and theoretical values, surpassing traditional calculation methods. To systematically assess the analytical approach, 16 sets of simulation verification systems are established, comprising one benchmark group mirroring the prototype's specifications and 15 derivative groups with core parameters adjusted discretely. The relative deviation between calculated and simulated values is below

基金资助项目：国家自然科学基金(52107006)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China(52107006).

5%, verifying the efficacy and accuracy of the proposed method.

Key words：toroidal high-frequency transformer; leakage inductance; high-frequency eddy current effects; irregular gap between turns; analysis of the calculation method

0　引言

环形高频变压器因其独特的闭合磁路设计与均匀磁通分布特性，在现代电力电子领域展现出显著优势[1-2]。该结构通过抑制漏磁效应和降低铁芯损耗，已成功应用于新能源并网系统、电动汽车快速充电设备以及高频开关电源等关键场景[3-5]。与壳式或芯式变压器的层叠磁路不同，环形结构的三维螺旋绕组与连续闭合磁芯形成了独特的电磁耦合机制，其漏磁场呈现非对称、多路径的复杂空间分布特性。这种电磁特性与传统变压器基于二维轴对称假设的磁场模型存在本质差异，导致现有漏电感解析方法在环形拓扑中产生显著误差。如何构建高精度的环形变压器漏电感预测方法，已成为制约其高频化设计与能效优化的关键技术瓶颈。

传统的壳式和芯式变压器漏电感计算方法包括数值计算法与解析计算法。文献[6-9]基于有限元仿真，对变压器的漏电感进行计算与分析。尽管有限元法可以提供高精度的仿真结果，但其建模和网格剖分消耗了计算资源，尤其在迭代优化过程中计算量巨大。在解析计算法方面，文献[10]首次提出了计算铜箔绕组漏磁场能量的一维磁场分析方法。文献[11]采用面积等效法，依据直流电阻不变的原则，将圆导线等效为铜箔进行漏电感计算。文献[12]基于磁场能量法，提出了一种考虑频变特性的漏电感解析计算方法。文献[13]根据圆导线绕组的具体结构计算漏磁场能量，并考虑了匝间不规则空气间隙区域的漏磁场能量。针对一维磁场模型的局限性，文献[14]提出采用镜像法分析磁芯窗口的二维漏磁场能量，引入集肤效应和邻近效应因子，以表征漏电感的频变特性。文献[15]则将此方法扩展至圆形利兹线变压器的漏电感解析计算，系统地考虑了磁芯开气隙和绕组交叉换位对漏电感的影响。

目前，关于环形变压器漏电感参数分析与计算的研究相对较少。文献[16]提出了一种创新的双二维仿真方法，通过将环形变压器的三维磁场分解为二维俯视模型和二维展开模型进行协同求解，实现了高效且精准的磁场分析。基于此方法，文献[17]量化评估了绕组排布方式对漏电感和交流电阻的影响。文献[18]通过数百次三维有限元仿真，系统研究了分段绕组环形变压器的漏电感特性，并提出了相应的计算公式。文献[19]提出了一种基于磁场能量法的解析计算方法，用于求解铜箔绕组环形变压器的漏电感值，但未考虑高频涡流效应对漏电感的影响。文献[20]深入研究了圆导线绕组，采用面积等效法将其等效为铜箔，扩展了铜箔绕组环形变压器漏电感解析计算的适用范围，并考虑了漏电感的频变特性。然而，该方法仅考虑了高频下的集肤效应，未充分考虑邻近效应，导致计算结果偏大。文献[21]基于磁准静态场的麦克斯韦方程组，研究了高频涡流效应对等效铜箔绕组漏电感的影响，但仍难以准确描述圆导线的高频涡流效应。此外，由于对绕组圆弧区域漏磁场能量分析的误差，导致漏电感计算值偏小。

针对上述问题，本文提出了一种新的环形变压器漏电感解析计算方法。首先，基于磁场能量法并结合安培环路定律，推导出圆导线自身电流及其周围导线电流产生的内部磁场强度和外部磁场强度的解析表达式；其次，针对环形变压器特有的漏磁场分布特性，对磁芯窗口进行了精细化分区处理，并对每个子区域的漏磁能量进行独立积分计算；此外，充分考虑了圆导线在高频条件下的涡流效应对漏电感的影响，同时间接计及匝间不规则空隙的漏磁能量，从而提高计算精度；最后，设计并制作了环形变压器样机开展实验验证。为进一步验证所提解析计算方法的适用性，通过对 16 组不同规格的变压器模型在短路条件下进行仿真计算，证实了该方法的有效性和准确性。

1　环形高频变压器漏电感解析计算新方法

本文提出的环形高频变压器漏电感解析计算方法的整体思路如图 1 所示，其中 N 为圆导线匝数，I 为单匝导线电流有效值，具体步骤如下文所述。

1.1　低频下环形变压器磁场强度分布

当在绕组中通入不同频率的交变电流时，会对变压器绕组区域与绝缘区域的漏磁场分布造成不同的影响。例如，由于绕组之间的绝缘区域和绕组匝间间隙区域没有电流流过，因此可以认为这些区域

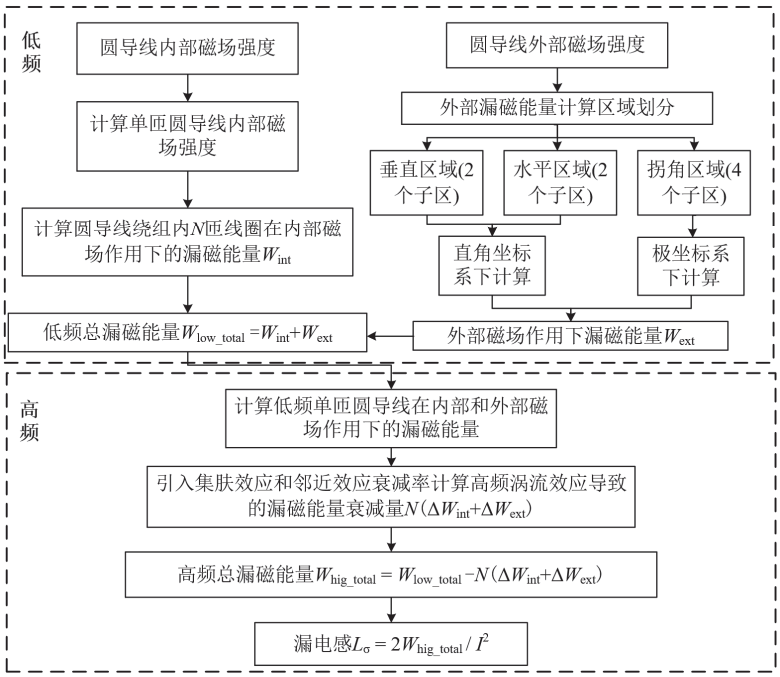


图 1 环形变压器漏电感计算流程图

Fig.1 Flowchart of leakage inductance calculation of toroidal transformer

基本不受频率效应的影响。然而，当圆导线区域通入高频交变电流时，高频涡流效应会导致绕组内部的磁场强度显著降低。因此，可以提出以下 2 点理想假设：

1）在低频情况下，绕组区域与绝缘区域的磁场分布不受频率效应影响。

2）在高频情况下，频率效应仅对圆导线区域的磁场分布产生影响。

低频下圆导线绕组环形变压器的水平截面及其绕组区域与绝缘区域的漏磁场分布如图 2 所示。从图 2 中可以看出，每匝圆导线同时受到 2 个磁场的影响，其中 H_{int} 是单匝圆导线内施加电流激励后所产生的环形内部磁场强度；H_{ext} 则是绕组区域内所有圆导线施加电流激励后产生的环形外部磁场强度。

如图 2 所示，由于环形外部漏磁路的半径远大于导线半径 r，漏磁场强度在绕组局部区域内的方向变化极小，可近似视为平行分布。因此，将圆环状绕组展开为矩形条状绕组的处理方法，等效于将局部区域的漏磁场强度方向简化为垂直于导线轴线的方向。基于上述简化，下文将分别对 2 种磁场作用下的漏磁能量进行分析。

1.2 内部磁场作用下的漏磁能量

根据安培环路定律，单匝圆导线内部环形磁场强度 $H_{int}(r)$的表达式为：

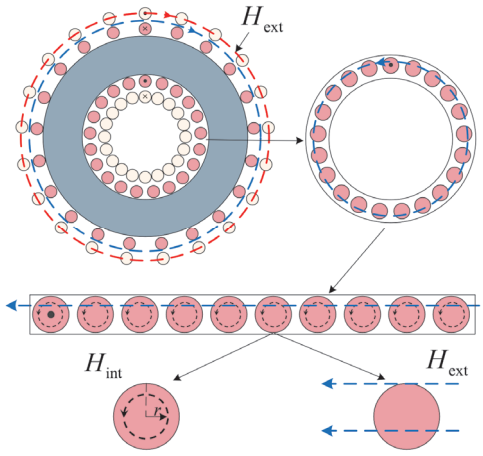


图 2 低频下环形变压器的磁场分布

Fig.2 Magnetic field distribution of toroidal transformer at a low frequency

$$H_{int}(r)=\frac{I}{2\pi R^2}r \tag{1}$$

式中：R 为原导线的半径。

根据圆导线内部磁场强度的表达式，可以得到在低频条件下，初/次级 N 匝圆导线在内部磁场作用下的漏磁场能量 W_{int} 的表达式为：

$$W_{int}=\frac{1}{2}N\mu_0 l_{p/s}\iint_{S_{round}}H_{int}^2(r)\mathrm{d}S=N\mu_0 l_{p/s}\frac{I^2}{16\pi} \tag{2}$$

式中：μ_0 为真空磁导率；$l_{p/s}$ 为初/次级绕组的平均匝长；S_{round} 为单匝圆导线的面积。

1.3　外部磁场作用下的漏磁能量

由于环形变压器所特有的磁芯结构和绕线方式，其在外部磁场作用下的漏磁场分布与传统芯式和壳式变压器相比存在显著差异，导致传统分析方法难以适用。为此，针对环形变压器的这一特性，提出了精细化的分区处理方法，并对各子区的漏磁能量进行了独立分析与提取。如图 3 所示，在环形变压器的轴对称剖面图中，依据区域①至⑤的磁场强度分布特点，将环形变压器划分为 3 个主要区域进行分析计算：内外垂直区域①②、上下水平区域③以及内外圆弧区域④⑤。

图 3 展示了环形变压器的轴对称剖面图，其中包括磁芯、初级绕组、绝缘层和次级绕组 4 个部分。图 3 中，R_1、R_2 为磁芯内侧次级绕组边界距磁芯中心的距离；R_3、R_4 为磁芯内侧初级绕组边界距磁芯中心的距离；R_5、R_6 为磁芯外侧初级绕组边界距磁芯中心的距离；R_7、R_8 为磁芯外侧次级绕组边界距磁芯中心的距离；d_{pri}、d_{sec}、d_{iso} 分别为初/次级绕组宽度和绕组间的绝缘距离，d_{ins} 为初级绕组与磁芯之间的绝缘距离；h 为磁芯高度；R_i 为环形磁芯内半径；R_o 为环形磁芯外半径。

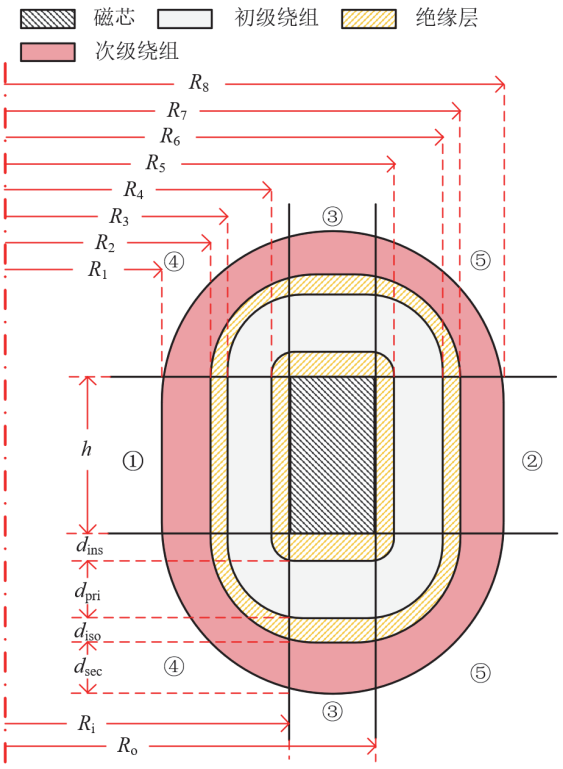


图 3　环形变压器轴对称剖面图

Fig.3　Axisymmetric section of toroidal transformer

各区域磁场强度在 x、y 轴方向上的分布规律如图 4 所示，各字母含义将在后文中详细说明，下面分别对各区域磁场强度进行分析与计算。

1.3.1　垂直区域分析

如图 4 所示，在内侧垂直区域①中，磁场强度沿 x 轴方向呈现典型的三段式分布特征：从 a 点到 b 点，绕组中的磁场强度随磁动势的线性增加而呈正比例增长，并在次级绕组边界达到峰值 H_b；从 b 点到 c 点，绝缘区域内的磁场强度 $H_{bc}(x)$基本保持恒定，仅因漏磁路长度的增加而呈现微弱衰减，其中 x 为二维横向坐标系中的位置变量；从 c 点到 d 点，相对绕组中的磁场强度受反向磁动势作用而线性衰减，最终在 d 点降为 0。外侧垂直区域②的磁场强度分布规律与内侧区域具有相似性，即从 e 点到 h 点的磁场强度变化规律与上述描述一致。然而，由于外侧区域漏磁路长度显著增加，因此其磁场强度整体低于内侧区域，这一特征可通过 H_f<H_b 的定量关系得到验证，其中 H_f 为垂直区域②绝缘层内的磁场强度。

在 y 轴方向上，由于漏磁路长度和所包围的磁动势均保持恒定，磁场强度 H_{AB} 在 A 点到 B 点之间呈现均匀分布特性。这一特性表明，垂直区域的磁场强度为仅与 x 坐标相关的一元函数。

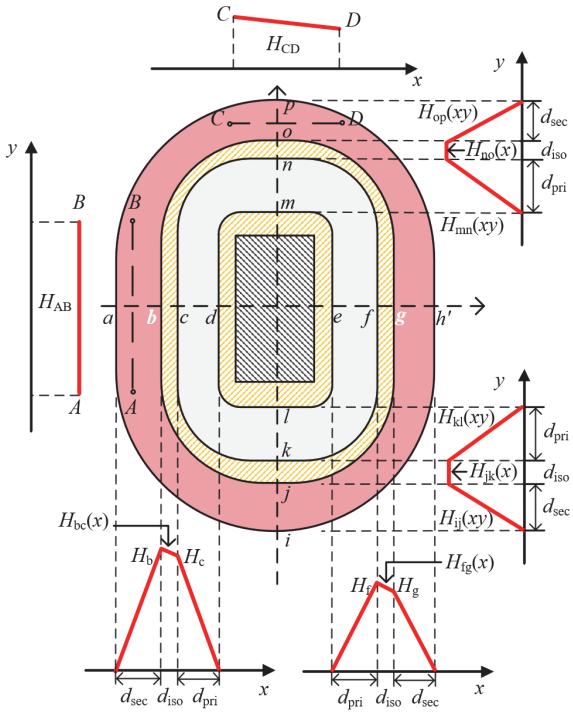


图 4　各区域磁场强度分布规律

Fig.4　Distribution pattern of magnetic field strength in each region

根据安培环路定律，可以分别计算内侧垂直区

域①和外侧垂直区域②绝缘层处的磁场强度：

$$\begin{cases} H_{\mathrm{b}}=\dfrac{N_{\mathrm{s}}I_{\mathrm{s}}}{2\pi R_2} \\ H_{\mathrm{bc}}(x)=\dfrac{N_{\mathrm{s}}I_{\mathrm{s}}}{2\pi(R_2+x)}\ ,b<x<c \\ H_{\mathrm{c}}=\dfrac{N_{\mathrm{s}}I_{\mathrm{s}}}{2\pi R_3} \end{cases} \tag{3}$$

$$\begin{cases} H_{\mathrm{f}}=\dfrac{N_{\mathrm{p}}I_{\mathrm{p}}}{2\pi R_6} \\ H_{\mathrm{fg}}(x)=\dfrac{N_{\mathrm{p}}I_{\mathrm{p}}}{2\pi(R_6+x)}\ ,f<x<g \\ H_{\mathrm{g}}=\dfrac{N_{\mathrm{p}}I_{\mathrm{p}}}{2\pi R_7} \end{cases} \tag{4}$$

式中：H_{f}、H_{g}与$H_{\mathrm{fg}}(x)$分别为垂直区域②绝缘层内、外边界以及绝缘层中的磁场强度；N_{p}、N_{s}分别为初/次级绕组匝数；I_{p}、I_{s}分别为初/次级绕组电流有效值。

根据绝缘层内外边界的磁场强度可以计算绕组区域磁场强度：

$$\begin{cases} H_{\mathrm{ab}}(x)=H_{\mathrm{b}}\left(\dfrac{x}{d_{\mathrm{sec}}}\right), & a\le x\le b \\ H_{\mathrm{cd}}(x)=H_{\mathrm{c}}\left(\dfrac{d_{\mathrm{pri}}-x}{d_{\mathrm{pri}}}\right), & c\le x\le d \end{cases} \tag{5}$$

$$\begin{cases} H_{\mathrm{ef}}(x)=H_{\mathrm{f}}\left(\dfrac{x}{d_{\mathrm{pri}}}\right), & e\le x\le f \\ H_{\mathrm{gh}}(x)=H_{\mathrm{g}}\left(\dfrac{d_{\mathrm{sec}}-x}{d_{\mathrm{sec}}}\right), & g\le x\le h \end{cases} \tag{6}$$

式中：$H_{\mathrm{ab}}(x)$、$H_{\mathrm{cd}}(x)$分别为垂直区域①次级绕组及初级绕组中的磁场强度；$H_{\mathrm{ef}}(x)$、$H_{\mathrm{gh}}(x)$分别为垂直区域②初级绕组及次级绕组中的磁场强度。

基于各部分磁场强度可推导出内外侧垂直区域①和②的漏磁能量W_{ext1}和W_{ext2}的表达式为：

$$\begin{aligned} W_{\mathrm{ext1}}=\pi\mu_0 h\Big(&R_{\mathrm{m1}}\int_0^{d_{\mathrm{sec}}}H_{\mathrm{ab}}^2(x)\mathrm{d}x+R_{\mathrm{m2}}\int_0^{d_{\mathrm{iso}}}H_{\mathrm{bc}}^2(x)\mathrm{d}x+\\ &R_{\mathrm{m3}}\int_0^{d_{\mathrm{pri}}}H_{\mathrm{cd}}^2(x)\mathrm{d}x\Big)=\frac{N_{\mathrm{s}}^2I_{\mathrm{s}}^2\mu_0 h}{4\pi}\left(\frac{R_{\mathrm{m1}}}{R_2^2}\frac{d_{\mathrm{sec}}}{3}+\right.\\ &\left.\frac{R_{\mathrm{m2}}}{R_2R_3}d_{\mathrm{iso}}+\frac{R_{\mathrm{m3}}}{R_3^2}\frac{d_{\mathrm{pri}}}{3}\right) \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} W_{\mathrm{ext2}}=\pi\mu_0 h\Big(&R_{\mathrm{m5}}\int_0^{d_{\mathrm{pri}}}H_{\mathrm{ef}}^2(x)\mathrm{d}x+R_{\mathrm{m6}}\int_0^{d_{\mathrm{iso}}}H_{\mathrm{fg}}^2(x)\mathrm{d}x+\\ &R_{\mathrm{m7}}\int_0^{d_{\mathrm{sec}}}H_{\mathrm{gh}}^2(x)\mathrm{d}x\Big)=\frac{N_{\mathrm{p}}^2I_{\mathrm{p}}^2\mu_0 h}{4\pi}\left(\frac{R_{\mathrm{m5}}}{R_6^2}\frac{d_{\mathrm{pri}}}{3}+\right.\\ &\left.\frac{R_{\mathrm{m6}}}{R_6R_7}d_{\mathrm{iso}}+\frac{R_{\mathrm{m7}}}{R_7^2}\frac{d_{\mathrm{sec}}}{3}\right) \end{aligned} \tag{8}$$

$$R_{\mathrm{m}i}=\frac{R_i+R_{i+1}}{2},\quad i=1,2,\cdots,7 \tag{9}$$

式中：R_{m1}、R_{m2}、R_{m3}、R_{m5}、R_{m6}和R_{m7}分别为磁芯内外初级绕组、绝缘层及次级绕组的平均半径。

1.3.2 水平区域分析

如图4所示，在上端水平区域③中，沿y轴方向的磁场强度分布呈现明显的分段特征：从m点到n点，绕组中的磁场强度$H_{\mathrm{mn}}(xy)$随磁动势的线性增加而呈正比例增长，并在初级绕组边缘达到峰值；从n点到o点，由于磁动势保持恒定，磁场强度$H_{\mathrm{no}}(x)$在绝缘区域内维持稳定值；从o点到p点，在相对绕组中，受反向磁动势作用，磁场强度$H_{\mathrm{np}}(xy)$呈现线性衰减特性，最终在p点衰减至0。下端水平区域③的磁场强度分布规律与上端区域具有对称性，即从i点到l点的磁场强度变化规律与上述描述完全一致。

沿x轴方向，由于漏磁路长度的增加，磁场强度呈现反比例衰减规律。例如，在次级绕组中，从C点到D点，磁场强度H_{CD}呈现反比例下降的特性。

由于绕组区域的漏磁路所包围的磁动势沿y轴发生变化，而漏磁路长度沿x轴发生变化，因此绕组区域的磁场强度可以视为x和y的二元函数。相比之下，绝缘区域的漏磁路所包围的磁动势保持恒定，漏磁路长度仅沿x轴变化，因此绝缘区域的磁场强度为x的一元函数。鉴于上端和下端水平区域具有相同的磁场分布，因此可以仅以下端区域的磁场强度为例进行分析和求解。

根据安培环路定律，计算绝缘层的磁场强度：

$$H_{\mathrm{jk}}(x)=\frac{N_{\mathrm{s}}I_{\mathrm{s}}}{2\pi x},\quad R_{\mathrm{i}}<x<R_{\mathrm{o}} \tag{10}$$

式中：$H_{\mathrm{jk}}(x)$为水平区域③绝缘层的磁场强度。

同理可得绕组区域的磁场强度：

$$\begin{cases} H_{\mathrm{ij}}(xy)=H_{\mathrm{jk}}(x)\dfrac{y}{d_{\mathrm{sec}}}, & i\le y\le j \\ H_{\mathrm{kl}}(xy)=H_{\mathrm{jk}}(x)\left(\dfrac{d_{\mathrm{pri}}-y}{d_{\mathrm{pri}}}\right), & k\le y\le l \end{cases} \tag{11}$$

式中：$H_{\mathrm{ij}}(xy)$、$H_{\mathrm{kl}}(xy)$分别为水平区域③次级绕组和初级绕组的磁场强度。

基于各部分磁场强度可推导出水平区域下端的漏磁能量W_{ext3}的表达式为：

$$\begin{aligned} W_{\mathrm{ext3}}=\pi\mu_0 R_{\mathrm{mh}}\Big(&\int_{R_{\mathrm{i}}}^{R_{\mathrm{o}}}\int_0^{d_{\mathrm{sec}}}H_{\mathrm{ij}}^2(xy)\mathrm{d}y\mathrm{d}x+\\ &\int_{R_{\mathrm{i}}}^{R_{\mathrm{o}}}\int_0^{d_{\mathrm{iso}}}H_{\mathrm{jk}}^2(x)\mathrm{d}y\mathrm{d}x+\int_{R_{\mathrm{i}}}^{R_{\mathrm{o}}}\int_0^{d_{\mathrm{pri}}}H_{\mathrm{kl}}^2(xy)\mathrm{d}y\mathrm{d}x\Big)=\\ &\frac{N_{\mathrm{s}}^2I_{\mathrm{s}}^2\mu_0}{4\pi}\frac{R_{\mathrm{mh}}R_{\mathrm{o}}-R_{\mathrm{mh}}R_{\mathrm{i}}}{R_{\mathrm{i}}R_{\mathrm{o}}}\left(\frac{d_{\mathrm{sec}}}{3}+d_{\mathrm{iso}}+\frac{d_{\mathrm{pri}}}{3}\right) \end{aligned} \tag{12}$$

$$R_{\mathrm{mh}}=\frac{R_{\mathrm{i}}+R_{\mathrm{o}}}{2} \tag{13}$$

式中：R_{mh}为磁芯的平均半径。

1.3.3　圆弧区域分析

假设圆弧区域与垂直区域的漏磁场分布一致，鉴于圆弧区域④、⑤的上端和下端具有相同的磁场分布，因此仅需以上端区域的磁场强度为例进行分析和求解。如图 5 所示，圆弧区域磁场强度的计算需要采用极坐标系代替直角坐标系，以更便捷且准确地描述其分布特性。

在极坐标系下，圆弧区域④、⑤上端绕组区域与绝缘层的磁场强度为：

$$\begin{cases}H_{\mathrm{ab}}(r')=H_{\mathrm{b}}\left(\dfrac{S_4-r'}{S_4-S_3}\right), & S_3<r'<S_4\\ H_{\mathrm{bc}}(r')=H_{\mathrm{c}}+(H_{\mathrm{b}}-H_{\mathrm{c}})\left(\dfrac{r'-S_2}{S_3-S_2}\right), & S_2<r'<S_3\\ H_{\mathrm{cd}}(r')=H_{\mathrm{c}}\left(\dfrac{r'-S_1}{S_2-S_1}\right), & S_1<r'<S_2\end{cases} \tag{14}$$

$$\begin{cases}H_{\mathrm{ef}}(r'')=H_{\mathrm{f}}\left(\dfrac{r''-S_5}{S_6-S_5}\right), & S_5<r''<S_6\\ H_{\mathrm{fg}}(r'')=H_{\mathrm{g}}+(H_{\mathrm{f}}-H_{\mathrm{g}})\left(\dfrac{S_7-r''}{S_7-S_6}\right), & S_6<r''<S_7\\ H_{\mathrm{gh}}(r'')=H_{\mathrm{g}}\left(\dfrac{S_8-r''}{S_8-S_7}\right), & S_7<r''<S_8\end{cases} \tag{15}$$

式中：r'为圆弧区域横截面内任意点至点 O'的距离；θ'为 r'与 x 方向的夹角；r''为圆弧区域横截面内任意点至点 O''的距离；θ''为 r''与 x 方向的夹角；$H_{\mathrm{ab}}(r')$、$H_{\mathrm{bc}}(r')$与 $H_{\mathrm{cd}}(r')$分别为圆弧区域④上端次级绕组、绝缘层及初级绕组的磁场强度；$H_{\mathrm{ef}}(r'')$、$H_{\mathrm{fg}}(r'')$与 $H_{\mathrm{gh}}(r'')$分别为圆弧区域④上端初级绕组、绝缘层及次级绕组的磁场强度；S_1、S_2、S_3、S_4 分别为点 d、c、b、a 至点 O'的距离；S_5、S_6、S_7、S_8 分别为点 e、f、g、h 至点 O''的距离。

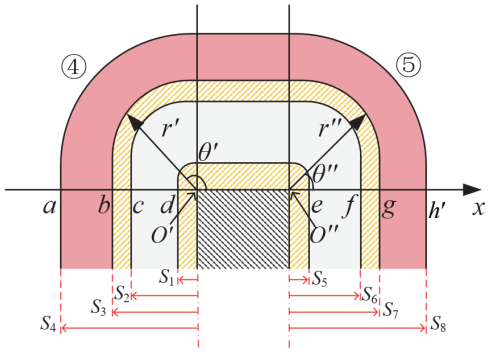


图 5　圆弧区域磁场分布极坐标系示意图

Fig.5　Schematic diagram of the polar coordinate system of the magnetic field distribution in the circular arc region

基于各部分磁场强度可推导出圆弧区域④和⑤上端的漏磁能量 W_{ext4} 和 W_{ext5} 的表达式为：

$$\begin{aligned}W_{\mathrm{ext4}}=&\pi\mu_0\left(\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi}\left(R_{\mathrm{m1}}\int_{S_3}^{S_4}H_{\mathrm{ab}}^2(r')r'\mathrm{d}r'+R_{\mathrm{m2}}\int_{S_2}^{S_3}H_{\mathrm{bc}}^2(r')r'\mathrm{d}r'+\right.\right.\\&\left.\left.R_{\mathrm{m3}}\int_{S_1}^{S_2}H_{\mathrm{cd}}^2(r')r'\mathrm{d}r'\right)\mathrm{d}\theta'\right)=\\&\frac{N_{\mathrm{s}}^2I_{\mathrm{s}}^2\mu_0}{8}\left(\left(\frac{R_{\mathrm{m1}}}{R_2^2}\right)\left(\frac{S_4^2+2S_3S_4-3S_3^2}{12}\right)+R_{\mathrm{m2}}\left(\frac{S_3^2-S_2^2}{2R_3^2}+\right.\right.\\&\left(\frac{1}{R_2^2}+\frac{1}{R_3^2}-\frac{2}{R_2R_3}\right)\left(\frac{3S_3^2-2S_2S_3-S_2^2}{12}\right)+\\&\left.\left(\frac{1}{R_2R_3}-\frac{1}{R_3^2}\right)\left(\frac{2S_3^2-S_2S_3-S_2^2}{3}\right)\right)+\\&\left.\left(\frac{R_{\mathrm{m3}}}{R_3^2}\right)\left(\frac{3S_2^2-2S_1S_2-S_1^2}{12}\right)\right)\end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned}W_{\mathrm{ext5}}=&\pi\mu_0\left(\int_{0}^{\frac{\pi}{2}}\left(R_{\mathrm{m5}}\int_{S_5}^{S_6}H_{\mathrm{ef}}^2(r'')r''\mathrm{d}r''+R_{\mathrm{m6}}\int_{S_6}^{S_7}H_{\mathrm{fg}}^2(r'')r''\mathrm{d}r''+\right.\right.\\&\left.\left.R_{\mathrm{m7}}\int_{S_7}^{S_8}H_{\mathrm{gh}}^2(r'')r''\mathrm{d}r''\right)\mathrm{d}\theta''\right)=\\&\frac{N_{\mathrm{p}}^2I_{\mathrm{p}}^2\mu_0}{8}\left(\left(\frac{R_{\mathrm{m5}}}{R_6^2}\right)\left(\frac{3S_6^2-2S_5S_6-S_5^2}{12}\right)+R_{\mathrm{m6}}\left(\frac{S_7^2-S_6^2}{2R_7^2}+\right.\right.\\&\left(\frac{1}{R_6^2}+\frac{1}{R_7^2}-\frac{2}{R_6R_7}\right)\left(\frac{S_7^2+2S_6S_7-3S_6^2}{12}\right)+\\&\left.\left(\frac{1}{R_6R_7}-\frac{1}{R_7^2}\right)\left(\frac{S_7^2+S_6S_7-2S_6^2}{3}\right)\right)+\\&\left.\left(\frac{R_{\mathrm{m7}}}{R_7^2}\right)\left(\frac{S_8^2+2S_7S_8-3S_7^2}{12}\right)\right)\end{aligned} \tag{17}$$

结合式(7)、(8)、(12)、(16)、(17)，可推导出环形变压器绕组区域和绝缘区域在外部磁场作用下的总漏磁场能量 W_{ext} 的表达式为：

$$W_{\mathrm{ext}}=W_{\mathrm{ext1}}+W_{\mathrm{ext2}}+2W_{\mathrm{ext3}}+2W_{\mathrm{ext4}}+2W_{\mathrm{ext5}} \tag{18}$$

进一步地，结合式(2)和式(18)，可得到低频条件下环形变压器绕组区域和绝缘区域在内、外部磁场作用下的总漏磁能量 $W_{\mathrm{low_total}}$ 的表达式为：

$$W_{\mathrm{low_total}}=W_{\mathrm{int}}+W_{\mathrm{ext}} \tag{19}$$

2　考虑高频涡流效应的漏磁能量修正

2.1　单匝圆导线在低频外部磁场下的漏磁能量

考虑到高频涡流效应会导致圆导线区域的漏磁能量衰减，为便于后续分析这一现象，需计算低频条件下单匝圆导线在内、外部磁场作用下的漏磁能量。其中，利用式(2)可直接得到低频下单匝圆导线在内部磁场作用下的漏磁能量，因此，还需进一步计算低频下单匝圆导线在外部磁场作用下的漏磁能量。为此，本文建立了如图 6 所示的圆柱坐标系，用于相关分析和计算。

在圆柱坐标系下，受外部磁场影响的次级单匝圆导线在磁芯内外侧垂直区域和水平区域的磁场强

度 $H_{ab}(r,\theta)$、$H_{gh}(r,\theta)$和 $H_{ij}(r,\theta,z)$的表达式为：

$$\begin{cases} H_{ab}(r,\theta)=H_b\left(\dfrac{R_s+r\cos\theta}{2R_s}\right) \\ H_{ij}(r,\theta,z)=H_{jk}(z)\left(\dfrac{R_s+r\cos\theta}{2R_s}\right) \\ H_{gh}(r,\theta)=H_g\left(\dfrac{R_s-r\cos\theta}{2R_s}\right) \end{cases} \tag{20}$$

式中：R_s为次级圆导线半径；θ为半径 r 与 x 方向夹角的弧度；z 为轴向高度。

同理，受外部磁场影响的初级单匝圆导线在磁芯内外侧垂直区域和水平区域的磁场强度 $H_{cd}(r,\theta)$、$H_{ef}(r,\theta)$和 $H_{kl}(r,\theta,z)$的表达式为：

$$\begin{cases} H_{cd}(r,\theta)=H_c\left(\dfrac{R_p-r\cos\theta}{2R_p}\right) \\ H_{kl}(r,\theta,z)=H_{jk}(z)\left(\dfrac{R_p-r\cos\theta}{2R_p}\right) \\ H_{ef}(r,\theta)=H_f\left(\dfrac{R_p+r\cos\theta}{2R_p}\right) \end{cases} \tag{21}$$

式中：R_p为初级圆导线半径。

基于各部分磁场强度可推导出次级和初级单匝圆导线在外部磁场作用下的漏磁能量 W_{ext_s} 和 W_{ext_p} 的表达式为：

$$\begin{aligned} W_{ext_s}=&\frac{1}{2}\mu_0\Big((h+2l_{cs})\int_0^{2\pi}\int_0^{R_s}H_{ab}^2(r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta+ \\ &2\int_{R_i}^{R_o}\int_0^{2\pi}\int_0^{R_s}H_{ij}^2(z,r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\mathrm{d}z+ \\ &(h+2l_{cs})\int_0^{2\pi}\int_0^{R_s}H_{gh}^2(r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\Big)= \\ &\frac{5\mu_0R_s^2}{128\pi}\left(\frac{N_s^2I_s^2(h+2l_{cs})}{R_2^{\,2}}+\frac{2N_s^2I_s^2}{R_iR_o}\cdot\right. \\ &\left.(R_o-R_i)+\frac{N_p^2I_p^2(h+2l_{cs})}{R_7^2}\right) \end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned} W_{ext_p}=&\frac{1}{2}\mu_0\Big((h+2l_{cp})\int_0^{2\pi}\int_0^{R_p}H_{cd}^2(r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta+ \\ &2\int_{R_i}^{R_o}\int_0^{2\pi}\int_0^{R_p}H_{kl}^2(z,r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\mathrm{d}z+ \\ &(h+2l_{cp})\int_0^{2\pi}\int_0^{R_p}H_{ef}^2(r,\theta)r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\Big)= \\ &\frac{5\mu_0R_p^2}{128\pi}\left(\frac{N_s^2I_s^2(h+2l_{cp})}{R_3^{\,2}}+\frac{2N_s^2I_s^2}{R_iR_o}\cdot\right. \\ &\left.(R_o-R_i)+\frac{N_p^2I_p^2(h+2l_{cp})}{R_6^2}\right) \end{aligned} \tag{23}$$

式中：l_{cp}和 l_{cs}分别表示初级和次级单匝圆导线单个圆弧区域的平均长度。

2.2 高频下变压器磁芯窗口处的总漏磁能量

为了准确量化高频涡流效应对圆导线漏磁能量衰减的影响，根据文献[22]所述，对于圆导线而言，集肤效应与邻近效应是正交的。因此，可以分别对这 2 种效应进行独立分析，最后将结果进行叠加处理。

2.2.1 圆导线的集肤效应

如图 7 所示，假设一根无限长圆导线中流过幅值为 I、角频率为 ω 的交变电流。交变电流产生的交变磁场会在圆导线中心感应出反向涡流，使得导线中心处的电流被削弱，而导线表面处的电流被增强。

根据文献[23]，可以在圆柱坐标系下，利用麦克斯韦方程组得到该圆导线内部的磁场强度 $H(r, f)$的表达式为：

$$H(r,f)=\frac{I}{2\pi R}\frac{\mathrm{J}_1(\gamma r)}{\mathrm{J}_1(\gamma R)} \tag{24}$$

$$\gamma=\frac{1+\mathrm{j}}{\delta},\ \delta=\sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}} \tag{25}$$

式中：f为交变电流的频率；$\mathrm{J}_1(x)$为第一类 1 阶贝塞尔函数；j 为虚数单位；δ 为圆导线集肤深度；σ 为圆导线电导率；γ 为复传播系数。

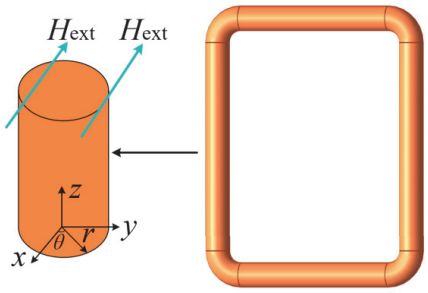


图 6 单匝圆导线圆柱坐标系分析模型

Fig.6 Analytical model of single-turn round conductor cylindrical coordinate system

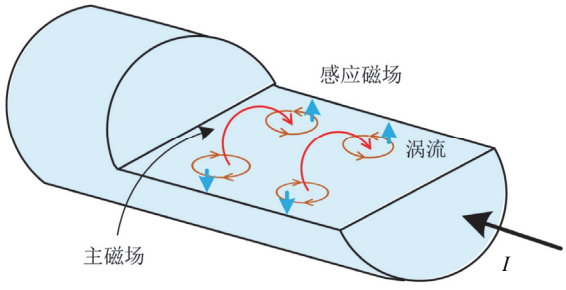


图 7 圆导线流过交变电流

Fig.7 Round wire flowing with alternating current

已知不同频率下圆导线内部磁场强度的解析表达式，可以利用趋肤效应衰减率 α_s 来表征集肤效应对圆导线漏磁能量的衰减影响：

$$\alpha_s = 1 - \frac{\frac{1}{2}\mu_0 \iiint H^2(r,f)\mathrm{d}V}{\frac{1}{2}\mu_0 \iiint H_{\mathrm{int}}^2(r)\mathrm{d}V} \tag{26}$$

2.2.2　圆导线的邻近效应

圆导线的邻近效应主要表现为相邻导线之间的磁场相互作用，这种相互作用导致电流分布不均和外部磁场强度的变化。

如图 8 所示，假设将一根圆导线置于振幅为 H_0、角频率为 ω 的横向时变磁场中，则圆导线内部的磁场强度 $H_\theta(r,\theta,f)$ 与 $H_r(r,\theta,f)$ 的表达式[24]为：

$$H_\theta(r,\theta,f) = \mathrm{Re}\left(\frac{-H_0\left(1+\frac{R'^2}{R^2}\right)\left(\sqrt{\mathrm{j}R_\mathrm{m}}\mathrm{J}_0\left(\frac{r\sqrt{\mathrm{j}}}{\delta}\right)-\left(\frac{R}{r}\right)\mathrm{J}_1\left(\frac{r\sqrt{\mathrm{j}}}{\delta}\right)\sin\theta\right)}{\mathrm{J}_1\sqrt{\mathrm{j}R_\mathrm{m}}} \right) \tag{27}$$

$$H_r(r,\theta,f) = \mathrm{Re}\left(\frac{H_0\left(1+\frac{R'^2}{R^2}\right)R\mathrm{J}_1\left(\frac{r\sqrt{\mathrm{j}}}{\delta}\right)\cos\theta}{r\mathrm{J}_1\sqrt{\mathrm{j}R_\mathrm{m}}} \right) \tag{28}$$

$$R'^2 = R^2\left(\frac{2\mathrm{J}_1(\sqrt{\mathrm{j}R_\mathrm{m}})}{\mathrm{J}_0(\sqrt{\mathrm{j}R_\mathrm{m}})}-1\right),\ R_\mathrm{m} = \left(\frac{R}{\delta}\right)^2 \tag{29}$$

式中：R_m 为磁雷诺数；$\mathrm{J}_0(x)$为第一类 0 阶贝塞尔函数。

结合式(27)—(29)可以得到在外部磁场作用下圆导体的能量衰减率为：

$$\alpha_\mathrm{p} = 1 - \frac{\frac{1}{2}\mu_0 \iiint \left(H_r^2(r,\theta,f)+H_\theta^2(r,\theta,f)\right)\mathrm{d}V}{\frac{1}{2}\mu_0 \iiint \left(H_r^2(r,\theta,0)+H_\theta^2(r,\theta,0)\right)\mathrm{d}V} \tag{30}$$

在已知低频下初级和次级单匝圆导线在内、外部磁场作用下的漏磁能量的基础上，通过引入集肤效应衰减率 α_s 和邻近效应衰减率 α_p，可计算高频涡流效应导致的圆导线漏磁能量衰减量。具体而言，根据单匝圆导线的内部磁场强度以及集肤效应衰减率 α_s，集肤效应引起的单匝圆导线漏磁能量衰减量 $\Delta W_{\mathrm{int_p/s}}$ 的表达式为：

$$\Delta W_{\mathrm{int_p/s}} = \frac{1}{2}\alpha_s\mu_0 l_{\mathrm{p/s}} \iint_{S_{\mathrm{round}}} H_{\mathrm{int}}^2(r)\mathrm{d}S = \alpha_s\mu_0 l_{\mathrm{p/s}}\frac{I^2}{16\pi} \tag{31}$$

同时，结合式(22)和式(23)以及邻近效应衰减率 α_p 可知，邻近效应引起的单匝圆导线漏磁能量衰减量 $\Delta W_{\mathrm{ext_p/s}}$ 的表达式为：

$$\Delta W_{\mathrm{ext_p/s}} = \alpha_\mathrm{p} W_{\mathrm{ext_p/s}} \tag{32}$$

结合式(19)、(31)、(32)，通过将低频下环形变压器绕组区域和绝缘区域的总漏磁能量减去高频涡流效应引起的圆导线漏磁能量衰减量，即可得到高频下磁芯窗口处总漏磁能量 $W_{\mathrm{hig_total}}$ 的表达式为：

$$W_{\mathrm{hig_total}} = W_{\mathrm{low_total}} - N_{\mathrm{p/s}}\left(\Delta W_{\mathrm{int_p/s}} + \Delta W_{\mathrm{ext_p/s}}\right) \tag{33}$$

式中：$N_{\mathrm{p/s}}$ 为初/次级绕组的匝数。

3　实验与仿真验证

为了验证所提方法的计算精度，设计并加工了一台环形变压器样机。该样机的磁芯材料为铁氧体，初级和次级绕组均由圆导线绕制而成。初级绕组均匀地密绕在磁芯上，而次级绕组则均匀地覆盖在初级绕组上。图 9(a)、(b)分别为实验样机的正视图和俯视图。样机主要参数见表 1。

实验平台如图 10 所示。采用固纬 LCR-8205 阻抗分析仪(测量精度±0.08%)对环形变压器样机的漏电感进行测量。在测量过程中，次级绕组被短路处理[25]，而初级绕组的引线则连接到阻抗分析仪的夹具电极上。测量频率范围为 50 Hz~200 kHz，并在测量前对阻抗分析仪进行了校准，以提高测量的准确性。

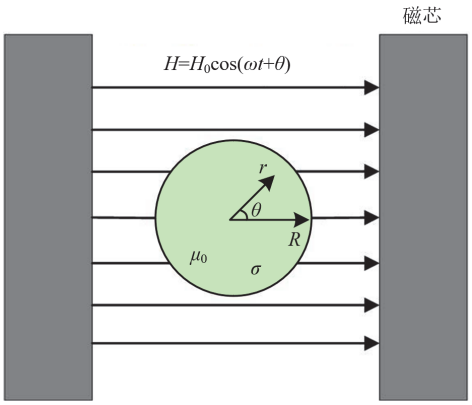
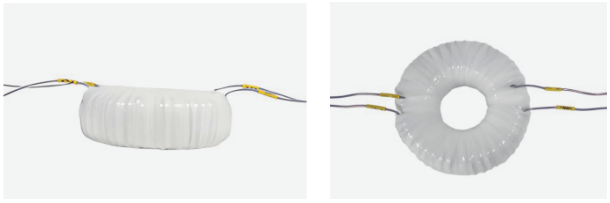


图 8　作用于圆导体的外部磁场示意图

Fig.8　Schematic diagram of the external magnetic field acting on a round conductor



(a) 实验样机正视图　　(b) 实验样机俯视图

图 9　环形变压器实验样机

Fig.9　Experimental prototype of toroidal transformer

表 1 环型变压器样机主要参数

Table 1 Main parameters of toroidal transformer prototype

参数	数值
磁芯内径/mm	50
磁芯外径/mm	80
磁芯高度/mm	20
初/次级绕组层数	1/1
初/次级绕组每层匝数	50/50
圆导线直径/mm	1.29
初级与次级绕组间绝缘距离/mm	2.8
初级绕组与磁芯间绝缘距离/mm	1

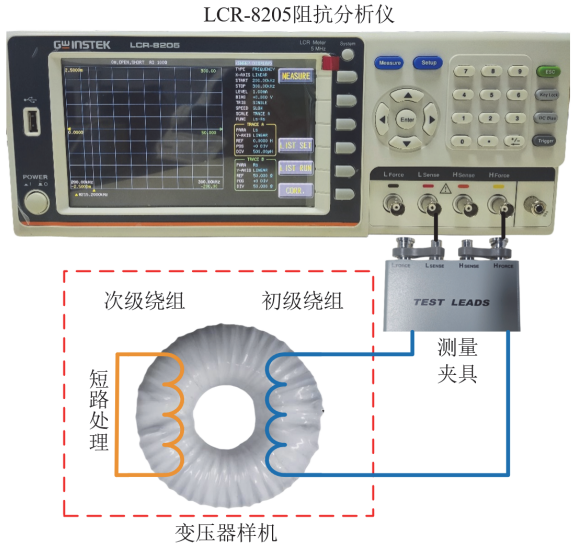


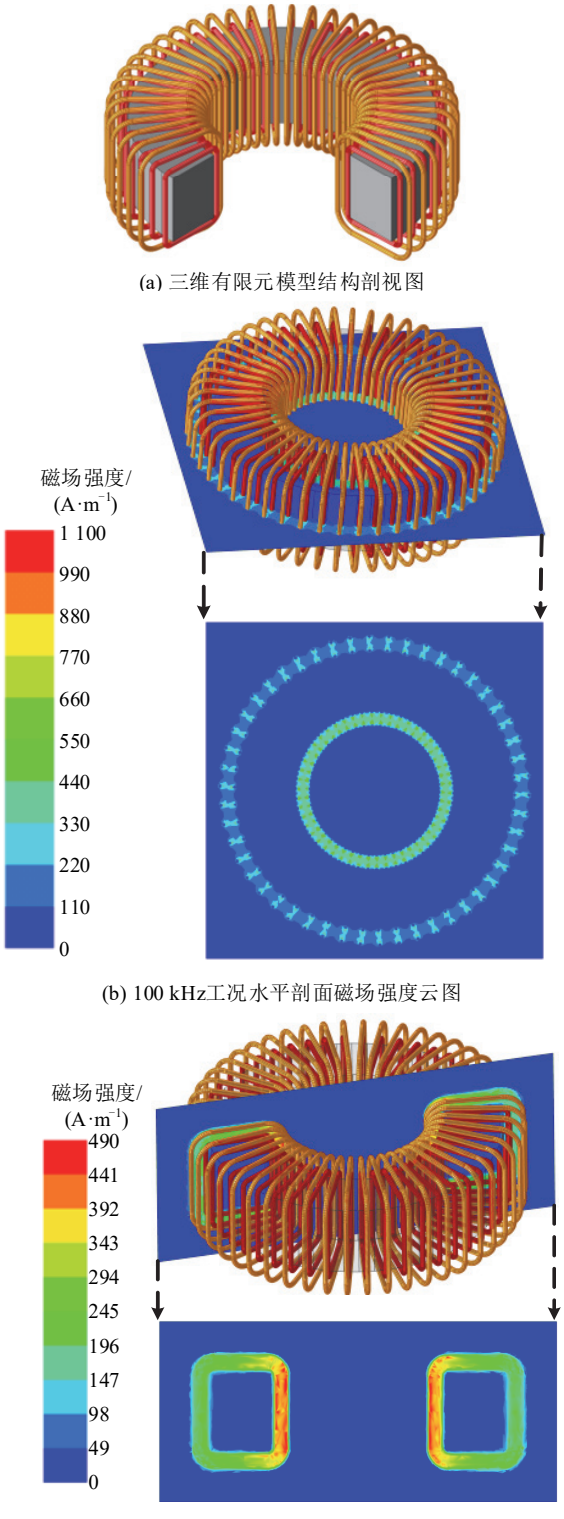
图 10 环形变压器漏电感实验平台

Fig.10 Experimental platform for leakage inductance of toroidal transformer

采用 Ansys Maxwell 电磁场仿真软件构建了环形变压器的三维有限元模型，图 11(a)以剖视形式呈现了该模型的 3/4 结构。需要特别说明的是，实际仿真采用的是完整结构模型，以确保计算的准确性。在仿真过程中，通过为初级和次级绕组施加幅值相同而方向相反的电流来模拟短路状态。考虑到圆导线区域的集肤效应，对该区域进行了精细的网格划分，而其他区域则采用自适应网格划分。利用涡流场求解器对多个频率点的漏磁场能量进行了扫频计算，进而得到了归算至初级侧的总漏电感。

如图 11(b)、(c)所示，通过调整磁芯透明度参数优化磁场云图，可以清晰地观察到磁芯内侧绕组与绝缘区域的磁场强度显著高于外侧区域。仿真结果与第 2 章中关于内侧垂直区域①磁场强度大于外侧垂直区域②(区域划分见图 3)的理论分析一致，从而验证了理论推断的正确性。

通过实验测量和有限元仿真对本文提出的新



(a) 三维有限元模型结构剖视图

(b) 100 kHz工况水平剖面磁场强度云图

(c) 100 kHz工况垂直剖面磁场强度云图

图 11 环形变压器仿真模型及磁场分布

Fig.11 Simulation model of toroidal transformer and magnetic field distribution

漏电感解析方法的计算结果进行了验证，并与面积等效法进行了对比，结果如图 12 所示。漏电感在 50 Hz~60 kHz 频率范围内呈现出快速下降的趋势；

而当频率高于 100 kHz 时，漏电感下降趋势逐渐趋于平缓。新提出的方法与实验测量结果及有限元仿真计算得到的漏电感值随频率变化的趋势一致。新方法与实验测量结果之间的相对误差不超过 4%。实验结果略大于新方法的原因可能是加工过程中变压器初/次级绕组的绝缘胶带缠绕厚度无法非常精确地达到预期尺寸，这是因为胶带缠绕在环形磁芯上不可避免会产生褶皱和缝隙，造成实际的初/次级绕组绝缘距离大于设计尺寸，进而导致测量结果略大于理论计算结果。

面积等效法无法准确描述圆导线在高频下的涡流效应，并且在分析计算绕组圆弧区域漏磁场能量时存在偏差，进而导致计算出的漏电感值偏低。新方法充分考虑了圆导线在高频条件下的涡流效应，并对绕组圆弧区域漏磁能量的计算进行了精确修正，从而显著提高了计算的准确性。

为系统验证本文解析方法的适用性，基于 16 组不同规格变压器模型开展短路工况仿真分析(含 1 组实测样机同规格基准模型及 15 组参数化衍生模型)。所有模型绕组参数均与表 1 保持一致，磁芯尺寸按单变量离散规则调整，具体参数设计见表 2。如图 13 所示，新方法的解析结果与仿真值的相对误差保持在 5%以内，较面积等效法其误差(约 25%)显著降低，验证了方法的适用性。进一步分析图 13 中磁芯参数与漏电感的关联规律：漏电感随内径增加而减小，随外径和高度的增加而增大，3 种方法的计算结果变化趋势均保持一致。

磁芯内径的增加主要导致绕组平均匝长减小，同时使磁芯窗口内侧垂直区域的漏磁通体积(即漏磁通分布的空间范围)减小，从而使漏电感降低；磁芯外径的增加则使得绕组平均匝长增大，同时使得磁芯窗口外侧垂直区域的漏磁通体积增大，导致漏电感增加；而磁芯高度的增加主要使磁芯窗口内外侧垂直区域的漏磁通体积增大，进而导致漏电感增加。这些变化规律在式(2)、(7)、(8)中得到了体现，为环形变压器漏电感的调节提供了参考。

4　结论

1）提出基于磁场能量法与安培环路定律的三维漏磁能量解析计算方法，通过求解麦克斯韦方程组的圆导线磁场解析解，结合区域分割策略与集肤效应、邻近效应衰减率修正，实现了宽频域漏电感的精确计算，突破了传统三维磁场解析的理论局限。

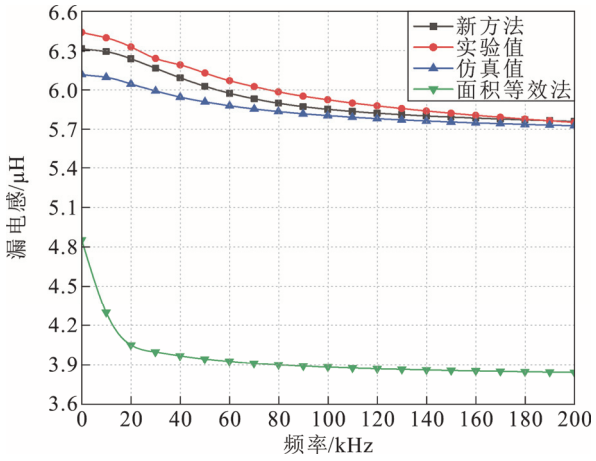


图 12　不同频率下环形变压器漏电感的实验、仿真及计算结果对比分析

Fig.12　Comparative analysis of experimental, simulation and computational results of toroidal transformer leakage inductance at different frequencies

表 2　磁芯尺寸单变量调整参数表

Table 2　Single variable adjustment parameters for core dimensions

调整参数	基准值/mm	调整范围与步长/mm	固定参数/mm	模型数
内径	50	50→55(Δ=1)	外径 80，高度 20	5
外径	80	80→90(Δ=2)	内径 50，高度 20	5
高度	20	20→25(Δ=1)	内径 50，外径 80	5
总计				15

注：(1)基准模型(1 组)参数：内径 50 mm，外径 80 mm，高度 20 mm；(2)Δ 表示步长。

2）样机实验与 16 组多规格模型的有限元仿真验证结果表明，解析计算值与实测结果的相对误差低于 4%，与仿真结果的相对误差小于 5%，验证了方法的准确性和普适性，为环形变压器高频电磁特性分析与优化设计提供了有效工具。

参考文献　References

[1] 惠　琦，任小永，陈乾宏．采用环形变压器的小功率隔离型 DC-DC 变换器共模电磁干扰噪声建模与抑制[J]．电工技术学报，2024，39(22)：7126-7138.
HUI Qi, REN Xiaoyong, CHEN Qianhong. Common-mode electromagnetic interference noise modeling and suppression for low-power isolated power converter using toroidal transformer[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(22): 7126-7138.

[2] 王开国，宫金武，石子帅，等．采用氮化铝材料的水冷变压器的热管理方法[J]．电工技术学报，2024，39(21)：6614-6625，6758.
WANG Kaiguo, GONG Jinwu, SHI Zishuai, et al. Thermal management method for toroidal water-cooling transformer using aluminum nitride material[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(21): 6614-6625, 6758.

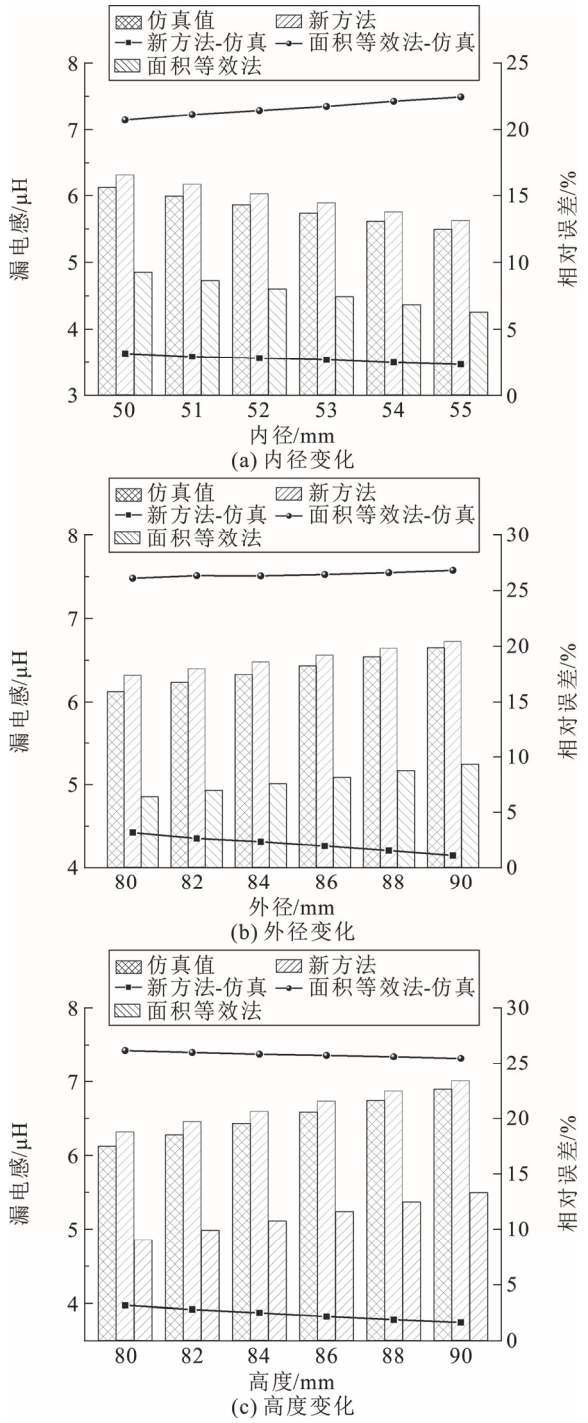


图 13 磁芯参数与漏电感关联特性及方法精度验证

Fig.13 Characteristics of core parameter-leakage inductance correlation and method accuracy verification

[3] ZHOU J X, ORIKAWA K, OGASAWARA S. Design method of leakage inductance of MHz toroidal transformer for LLC converters[C]//Proceedings of 2023 IEEE International Future Energy Electronics Conference. Sydney, Australia: IEEE, 2023: 1-5.

[4] AMIRBANDE M, VAHEDI A. Calculation of leakage inductance in toroidal core transformer with non-interleaved windings[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, 48(12): 4215-4220.

[5] ATAULLAH H, IQBAL T, KHALIL I U, et al. Analysis and verification of leakage inductance calculation in DAB converters based on high-frequency toroidal transformers under different design scenarios[J]. Energies, 2022, 15(17): 6176.

[6] 张鹏宁，李 伟，李朋阳，等. 纳米晶高频变压器优化设计与实验验证[J]. 高电压技术，2024，50(10)：4475-4486.
ZHANG Pengning, LI Wei, LI Pengyang, et al. Optimization design and experimental verification of nanocrystalline high-frequency transformer[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(10): 4475-4486.

[7] 姚陈果，胡 迪，赵仲勇，等. 基于有限元法的电力变压器绕组集总参数电路仿真建模[J]. 高电压技术，2018，44(11)：3517-3523.
YAO Chenguo, HU Di, ZHAO Zhongyong, et al. Simulation modeling of lumped parameter circuit for power transformer winding based on the finite element method[J]. High Voltage Engineering, 2018, 44(11): 3517-3523.

[8] 王田戈，田铭兴，张慧英，等. 变压器式可控电抗器的新型磁集成结构分析[J]. 高电压技术，2018，44(10)：3333-3339.
WANG Tiange, TIAN Mingxing, ZHANG Huiying, et al. Analysis of new-type magnetic integrated structure for controllable reactor of transformer type[J]. High Voltage Engineering, 2018, 44(10): 3333-3339.

[9] 刘星亮，邱 祁，王若宇，等. 基于有限元仿真的高频高压变压器分段绕组漏感设计方法[J]. 高电压技术，2020，46(2)：610-617.
LIU Xingliang, QIU Qi, WANG Ruoyu, et al. Design method for leakage inductance of high-frequency high-voltage transformer with winding segmented based on finite element simulation[J]. High Voltage Engineering, 2020, 46(2): 610-617.

[10] DOWELL P L. Effects of eddy currents in transformer windings[J]. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 1966, 113(8): 1387-1394.

[11] 律方成，郭云翔，李 鹏. 大功率中频变压器漏感计算及其校正方法[J]. 高电压技术，2016，42(6)：1702-1707.
LÜ Fangcheng, GUO Yunxiang, LI Peng. Calculation and correction method for leakage inductance of high-power medium-frequency transformer[J]. High Voltage Engineering, 2016, 42(6): 1702-1707.

[12] 陈 彬，李 琳，赵志斌. 一种考虑频变特性的大容量高频变压器漏电感解析计算方法[J]. 中国电机工程学报，2017，37(13)：3928-3937.
CHEN Bin, LI Lin, ZHAO Zhibin. An analytical calculation method of leakage inductance in high-power high-frequency transformers considering frequency-dependence characteristics[J]. Proceedings of the CSEE, 2017, 37(13): 3928-3937.

[13] 尹 浩，苏建徽，赖纪东，等. 中频圆导线变压器漏感的精确解析计算[J]. 电工技术学报，2021，36(15)：3211-3220.
YIN Hao, SU Jianhui, LAI Jidong, et al. Accurate analytical calculation of leakage inductance of round conductor transformer under the medium frequency[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2021, 36(15): 3211-3220.

[14] 赵志刚，郑宇萱，陈天缘，等. 基于镜像法的高频圆导线变压器漏感计算模型[J]. 中国电机工程学报，2024，44(16)：6697-6706.
ZHAO Zhigang, ZHENG Yuxuan, CHEN Tianyuan, et al. Leakage inductance calculation model of high-frequency round conductor transformer based on image method[J]. Proceedings of the CSEE, 2024, 44(16): 6697-6706.

[15] 张鹏宁，李朋阳，刘 泽，等. 圆形利兹线高频变压器双二维漏感解析计算模型[J]. 高电压技术，2025，51(1)：75-87.
ZHANG Pengning, LI Pengyang, LIU Ze, et al. Double two-dimensional leakage inductance analytical calculation model of round litz-wire high frequency transformer[J]. High Voltage Engineering, 2025, 51(1): 75-87.

[16] PRIETO R, COBOS J A, BATALLER V, et al. Study of toroidal trans-

formers by means of 2D approaches[C]//Proceedings of the PESC97. Record 28th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference. Formerly Power Conditioning Specialists Conference 1970-71. Power Processing and Electronic Specialists Conference 1972. St. Louis, USA: IEEE, 1997, 1: 621-626.

[17] PRIETO R, BATALLER V, COBOS J A, et al. Influence of the winding strategy in toroidal transformers[C]//Proceedings of the 24th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society. Aachen, Germany: IEEE, 1998: 359-364.

[18] DE LEÓN F, PURUSHOTHAMAN S, QASEER L. Leakage inductance design of toroidal transformers by sector winding[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2014, 29(1): 473-480.

[19] HERNÁNDEZ I, DE LEÓN F, GÓMEZ P. Design formulas for the leakage inductance of toroidal distribution transformers[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2011, 26(4): 2197-2204.

[20] BAKTASH A, VAHEDI A. Calculation of parasitic elements in toroidal core transformers[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, 42(6): 1690-1696.

[21] BU Z M, WANG J, LI X, et al. Parameters influences analysis and optimization design method for synchronous transformer of switched-capacitor MMC-SST[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2023, 38(3): 3298-3314.

[22] FERREIRA J A. Improved analytical modeling of conductive losses in magnetic components[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 1994, 9(1): 127-131.

[23] ZHANG K, CHEN W, CAO X P, et al. Accurate calculation and sensitivity analysis of leakage inductance of high-frequency transformer with litz wire winding[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2020, 35(4): 3951-3962.

[24] PERRY M, JONES T. Eddy current induction in a solid conducting cylinder with a transverse magnetic field[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1978, 14(4): 227-232.

[25] 张鹏宁，向雪岩，李　伟，等. 面向电力电子变压器的高频变压器技术[J]. 高电压技术，2022，48(12)：4996-5011.
ZHANG Pengning, XIANG Xueyan, LI Wei, et al. High frequency transformer technology for power electronic transformer[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(12): 4996-5011.



陈　彬(通信作者)
1989—，男，博士，副教授
主要从事电力装备电磁特性模拟与测量技术、电工新材料综合磁特性模拟与测量技术的研究工作
E-mail: chenbin@ctgu.edu.cn

CHEN Bin
Ph.D.
Associate professor
Corresponding author

收稿日期　2025-02-24　在线出版日期　2025-04-27　　编辑　程子丰