

计及磁心集肤效应的高频磁性元件 电磁瞬态建模方法

刘任¹, 黄浩然², 卢友好², 陈昊^{2*}, 刘焱³, 唐波²

(1. 湖北省输电线路工程技术研究中心(三峡大学), 湖北省宜昌市 443002; 2. 三峡大学电气与新能源学院, 湖北省宜昌市 443002; 3. 湖北华中电力科技开发有限责任公司, 湖北省武汉市 430077)

Electromagnetic Transient Modeling Method of High-frequency Magnetic Components Considering Core Skin Effect

LIU Ren¹, HUANG Haoran², LU Youhao², CHEN Hao^{2*}, LIU Yan³, TANG Bo²

(1. Hubei Provincial Engineering Technology Research Center for Power Transmission Line (China Three Gorges University), Yichang 443002, Hubei Province, China; 2. College of Electrical Engineering and New Energy, China Three Gorges University, Yichang 443002, Hubei Province, China; 3. State Grid Hubei Electric Power Co., Ltd., Wuhan 430077, Hubei Province, China)

ABSTRACT: The permeance-capacitance analogy method has been widely used in the electromagnetic transient modeling of high-frequency magnetic components, but existing models based on this method assume a uniformly distributed core magnetic field, thereby neglecting the core skin effect under high-frequency excitations. In this paper, the governing equation for the eddy current field of magnetic lamination is approximately expanded by the cosine basis function, and the core magnetic field expression is derived by the integral method. Then, in order to determine its coefficient and consider the hysteresis constitutive relationship of the magnetic core, the basic idea of Galerkin method and the Play hysteresis model are introduced. Thereafter, based on the loss statistical theory, the analytical model of the boundary magnetic field strength of the core considering the domain mesoscopic eddy current is derived. Based on this, a calculation model of electromagnetic transient of high-frequency magnetic components is proposed within the framework of the permeance-capacitance analogy, considering the core skin and hysteresis effects. Finally, the electromagnetic transient models without and with consideration of the core skin effect in the high-frequency inductor of the single-phase bridge PWM inverter are built by the underlying modules and language program of the power electronic simulation software PLECS. The simulated

electromagnetic transient characteristics, dynamic hysteresis loops, and magnetic losses under different working conditions are compared with the corresponding measured results. It is found that the simulation results of the proposed model are more consistent with the measured values, reducing the maximum error of magnetic core loss by 17.03% relative to the traditional model and thus validating the proposed model.

KEY WORDS: high-frequency magnetic component; electromagnetic transient; core skin effect; Play hysteresis model

摘要: 磁导-电容类比法已广泛应用于高频磁性元件电磁瞬态建模中,但现有基于该方法的模型均假设磁心内部磁场均匀分布,即不考虑高频激励下的磁心集肤效应。文中利用余弦基函数对磁心叠片涡流场控制方程近似展开,并通过积分方法推导得到磁心内部磁场强度的表达式;然后,为确定其系数和考虑材料磁滞本构关系,引入伽辽金法基本思想和Play磁滞模型,进而基于损耗统计理论推导考虑磁畴介观涡流的磁心叠片边界磁场强度解析计算模型;在此基础上,运用磁导-电容类比法,提出一种同时计及磁心集肤效应与复杂磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算模型;最后,使用电力电子仿真PLECS软件底层模块和语言程序搭建单相桥式脉宽调制逆变器内部高频电感器的两类电磁瞬态模型——传统不考虑磁心集肤效应的模型与所提考虑磁心集肤效应的模型,并将其在不同工况下的电磁瞬态、动态磁滞回线及磁心损耗的仿真结果与相应实验测量结果进行对比,发现所提模型各项模拟结果与实测值更加吻合,且磁心损耗最大误差比传统模型低17.03%,验证了所提模型的准确性。

关键词: 高频磁性元件; 电磁瞬态; 磁心集肤效应; Play

基金项目: 国家自然科学基金项目(青年科学基金)(52407009); 湖北省自然科学基金项目(青年科学基金)(2023AFB037)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (Young Talents)(52407009); Natural Science Foundation of Hubei Province (Young Talents)(2023AFB037).

磁滞模型

0 引言

随着电力电子技术的发展和半导体器件、磁性材料综合性能的提升,变压器、电感器等磁性元件逐步向高频化、小型化方向发展。目前,高频变压器、电感器等高频磁性元件已成为电力电子变换器中的重要组成部分,承担电气隔离、电压变换、滤除杂波等作用^[1]。需要注意的是,高频磁性元件通常工作在高频非正弦激励之下,例如脉宽调制(pulse width modulation, PWM)逆变器的PWM激励^[2]。在这种电力电子激励环境下,高频磁性元件会产生复杂的电磁瞬态特性^[3]。如何准确计算和模拟高频磁性元件在电力电子变换器高频非正弦激励下的电磁瞬态特性已成为其自身综合性能提升与所属变换器优化设计的关键所在。

然而,高频磁性元件在高频非正弦激励下通常会产生明显的磁心集肤效应^[4],且磁心也会表现出复杂的磁性材料磁滞本构关系^[5]。因此,必须在兼顾计算精度与求解速度的基础上,同时考虑以上两种特性,以此构建准确且通用的高频磁性元件电磁瞬态模型。

现有磁性元件电磁瞬态模型主要分为两类:

1) 基于端口特性的非拓扑型模型^[6-7]; 2) 基于磁路理论的拓扑型模型,也称电路-磁路模型^[8-19]。其中,非拓扑型模型虽然广泛应用,但其不考虑磁性元件的拓扑结构,所以无法获取磁心磁路与绕组电路各物理量的信息及其相互之间的内在联系,且通常在其架构下难以考虑磁心实际存在的非线性磁滞特性^[7]。

根据磁路转换为等值电路所用类比关系的不同,电路-磁路模型分为两种: 1) 基于磁阻-电阻类比的模型^[8-10]; 2) 基于磁导-电容类比的模型^[11-18]。目前,在第1种类比法的架构内已形成了经典磁路模型、统一磁路模型和基于磁阻与电感对偶关系的理想变压器-电感模型等3种模型,并在工频变压器、电机等装备中得到了广泛应用^[8-10]。然而在磁阻-电阻类比法下,电域侧电流与电压乘积是功率,而磁域侧磁通与磁势乘积是能量,这导致外电路和等效磁路之间不能直接进行能量传递^[11];另外,磁阻的概念难以准确描述磁心能量状态和其实际存在的非线性磁滞特性,且该类比法下的对偶变换不能应用于非平面结构^[12]。

在此背景下,有学者提出了磁导-电容类比法^[11-12](permeance-capacitance analogy)。该方法采用磁通变化率-电流、磁动势-电压、磁导-电容等磁路和电路概念的类比,将磁性元件磁路等效为由磁动势、磁导互连而成的等效磁路。基于此方法建立的磁路可与外电路可直接通过回转器(gyrator)耦合,所以基于该耦合模型既可求解电路变量,也可同时计算磁路变量^[13]。同时在该类比法下,磁域侧磁通变化率与磁动势的乘积也是功率,保证了电路与磁路电磁能量传递的连续性与合理性;此外,基于该类比法建立的模型可保证所模拟系统电路与磁路信息的完整性,且其同时适用于平面与非平面结构,具有建模简单、非线性处理便利、适用于复杂结构、易扩展、易系列化等优点,目前主要应用于含磁性元件的低功率电力电子系统仿真等领域^[13-14]。例如,文献[15]在损耗分离方法的基础上,利用电阻的概念提出了一种考虑涡流与剩余损耗的改进电磁瞬态模型;文献[16-17]在磁导-电容类比法架构内将 Preisach 模型纳入可变磁导中,以此考虑磁性元件磁心的磁滞本构关系,并利用线性磁阻来模拟与频率有关的弛豫效应(即剩余损耗);文献[18]也在该类比法的架构内基于 Jiles-Atherton(J-A)磁滞模型建立磁心静态磁滞磁导模型,同时运用损耗统计理论并采用磁阻等模块来表征涡流与剩余损耗,继而提出一种磁心动态磁滞磁导模型。

从现有研究来看,当前基于磁导-电容类比的磁性元件电磁瞬态模型并未考虑磁心在高频激励下所产生的集肤效应,仅用简单的解析算式表征磁心的低频宏观涡流。并且,也未见到有学者在磁性元件电磁瞬态中提出用合适的磁滞模型描述磁心在复杂 PWM 激励下的磁滞特性,进而也未见有学者验证所提电磁瞬态模型在复杂 PWM 激励下的仿真精度。

为此,本文首先利用余弦基函数对磁心涡流场控制方程近似展开,并通过积分方法推导得到磁心内部磁场强度的表达式;然后,为考虑磁心磁滞本构关系与确定表达式未知系数,引入伽辽金法基本思想与 Play 磁滞模型;接着,基于损耗统计理论推导磁心剩余损耗对应的介观涡流场表达式,从而在磁导-电容类比法架构内提出高频磁性元件的电磁瞬态计算模型;最后,在 PLECS 软件搭建含高频电感器的单相桥式 PWM 逆变器电磁瞬态计算模型,并将仿真结果与实验结果进行对比,验证所提

考虑磁心集肤效应的高频磁性元件电磁瞬态建模方法。

1 传统基于磁导-电容类比法的磁性元件电磁瞬态建模方法及其问题

磁导-电容类比法可以将电磁瞬态参量类比于电路参量，即磁动势 F 类比于电压 u ，磁通变化率 $d\phi/dt$ 类比于电流，通过这种系统变量的类比，磁导 P 对应于电容 $C^{[12]}$ ：

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = P \frac{dF}{dt} \quad (1)$$

由式(1)可知，该类比法将磁心建模为“电容”储能元件，即磁导 P ，并且在 PLECS 仿真软件中可以通过绕组实现回转器的功能^[16]，回转器-电容模型如图 1 所示。当磁心绕组匝数为 N_w 时，外部电路与磁心磁路部分的参数之间满足如下关系^[12]：

$$u = N_w \dot{\phi} \quad (2)$$

$$i = \frac{F}{N_w} = \frac{\sum H_s l}{N_w} \quad (3)$$

式中： H_s 为磁心边界磁场强度； l 为磁心等效磁路长路。式(2)的左、右侧分别为电路与磁路参数部分。

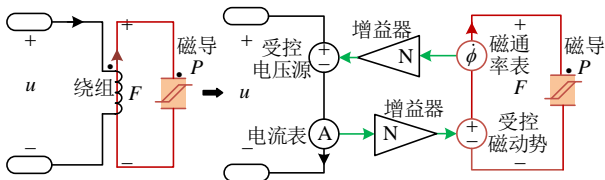


图 1 回转器-电容磁件模型的实现
Fig. 1 Implementation of the rotator-capacitive magnet model

在磁导-电容类比法的架构内，还需构造磁心边界磁场强度 H_s 与其磁通变化率 $d\phi/dt$ 之间的数学关系式，以此形成完备的磁性元件电磁瞬态计算模型。然而，现有研究者在推导 H_s 与 $d\phi/dt$ (或 dB_{av}/dt ，其中 B_{av} 为磁心平均磁密，且满足 $B_{av} = \phi/S$ ， S 为磁心截面积) 之间数学关系式时，首先假设磁心内部的宏观涡流/磁场均匀分布，即不考虑高频激励下宏观涡流/磁场的不均匀分布特性——集肤效应，继而基于 Maxwell 方程组和损耗统计理论快速推导出 H_s 与 dB_{av}/dt 之间的关系式^[18]：

$$H_s = H_{hy} + \underbrace{\frac{\sigma d^2}{12} \frac{dB_{av}}{dt}}_{H_{cl}} + \underbrace{\lambda \sqrt{\sigma G S V_0} \left| \frac{dB_{av}}{dt} \right|^{0.5}}_{H_{ex}} \quad (4)$$

式中： H_{hy} 、 H_{cl} 和 H_{ex} 分别为磁滞损耗、宏观及介观涡流损耗对应的等效磁场强度； σ 为电导率； d 为叠片厚度； λ 为符号函数：当 $dB/dt > 0$ 时， $\lambda = 1$ ，当 $dB/dt < 0$ 时， $\lambda = -1$ ； G 为无量纲系数， $G = 0.1356$ ； V_0 为与磁心内部微磁结构相关的统计参数。根据式(2)—(4)可搭建传统不考虑磁心集肤效应的电磁瞬态计算模型，如图 2 所示^[18]。

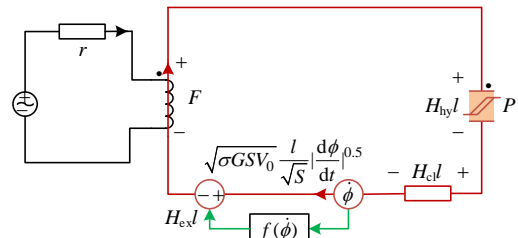


图 2 传统不考虑磁心集肤效应的电磁瞬态计算模型
Fig. 2 Traditional electromagnetic transient model without considering the core skin effect

需要注意的是，实际电力电子变换器等领域所用磁性元件均工作在高频激励之下，其磁心通常会产明显的集肤效应^[4,19]，而式(4)未考虑此效应。

显然，磁心在有集肤效应和无集肤效应的不同情况下，其 H_s 与 dB_{av}/dt 之间的数学映射关系必然不同(详细的证明过程可参考论文电磁瞬态模型推导部分，且后文也有详细的仿真及实验结果证明此观点)，因此亟需提出更为通用的考虑磁心高频集肤效应的磁性电磁瞬态计算模型，即需要对式(4)进行修正，以使其考虑磁心高频集肤效应。

传统电磁瞬态计算模型为在式(4)或其他模型中考虑磁心磁性材料的磁滞本构关系，提出利用 J-A 模型或 Preisach 模型^[17-18]。然而，原始及现有改进 J-A 模型虽然具有形式简单、计算快速等优点，但存在磁性材料内部磁畴壁均为 180° 、未考虑磁畴壁厚度和钉扎类型、钉扎点均匀分布且能量相同、磁化强度与克服牵制点阻碍所做的功存在比例关系等多种简化假设，导致其均不能准确模拟磁性材料在非正弦激励下含偏置小磁滞回环的复杂磁滞回线^[3]；Preisach 模型相对精度较高，但通常较为复杂，且具有同余特性，致使其不适用于电力电子环境非正弦激励下含偏置小磁滞回环的复杂磁滞回线模拟^[3,20]。

综上所述，有必要继续对现有基于磁导-电容法的高频磁性元件电磁瞬态模型进行改进，以使其准确考虑磁心在高频非正弦激励下的集肤效应和复杂磁滞本构关系。

2 考虑磁心集肤效应的高频磁性元件电磁瞬态建模方法

本节首先介绍一种适用于磁性材料在复杂非正弦激励工况下磁滞本构关系模拟的磁滞模型，而后推导同时考虑磁滞本构关系、宏观涡流集肤效应与介观涡流的高频磁性元件涡流场解析模型，从而在磁导-电容类比法架构内提出一种新的高频磁性元件电磁瞬态建模方法。

2.1 适用于非正弦激励下复杂磁滞模拟的磁滞模型

文献[21]提出了一种逆 Play 磁滞模型及其参数高效提取算法，可实现非正弦激励下含偏置小磁滞回环的复杂磁滞回线模拟。该模型具有计算速度快、不需要进行收敛计算等优点。Play 模型运算机理如图 3 所示，磁场强度 $H_{hy}(t)$ 可表达为

$$H_{hy}(t) = \sum_{i=1}^M h_i(p_i(t)) \quad (5)$$

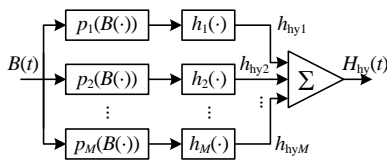


图3 Play 模型运算机理

Fig. 3 The computation mechanism of the Play model

其中：

$$p_i(B(t)) = \max[\min(p_i^0, B + \zeta_i), B - \zeta_i] \quad (6)$$

$$h_i(p_i(B)) = \sum_{j=1}^{D_i} a_{i,j} p_i(B)^{2j-1} \quad (7)$$

式中： p_i 为当前时刻的磁滞算子； p_i^0 表示上一时刻的磁滞算子； $B(t)$ 为当前时刻下的磁通密度； D_i 为函数的项数； ζ_i 为阈值， $\zeta_i = (i-1)B_{\max}/M$ ， B_{\max} 为饱和磁密， M 为 Play 算子个数； h_i 表示形状函数，其为若干个磁滞算子的奇次单项式构成的函数； $a_{i,j}$ 为各个磁滞算子系数。

2.2 考虑磁心宏观涡流集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件涡流场解析模型

磁心叠片在高频激励下会产生宏观涡流，且这种涡流通常具有不均匀分布的集肤效应。为此假设宏观涡流平行于叠片表面流动，此时磁场强度与磁通密度在厚度方向 $z \in [-d/2, d/2]$ 满足如下电磁扩散方程^[22]：

$$\frac{\partial^2 H(z,t)}{\partial z^2} = \sigma \frac{\partial B(z,t)}{\partial t} \quad (8)$$

式中 $H(z,t)$ 、 $B(z,t)$ 分别为磁心叠片局部磁场强度和磁通密度。可依据 2.1 节所提 Play 模型描述二者本构关系：

$$H = H_{hy}(B) \quad (9)$$

进一步将磁心叠片磁通密度 $B(z,t)$ 展开为余弦级数的形式：

$$B(z,t) = \sum_{i=0}^{n-1} b_i(t) \alpha_i(z) \quad (10)$$

式中： $\alpha_i(z)$ 为余弦基函数， $\alpha_i(z) = \cos(2\pi iz/d)$ ； b_0 、 $b_1(t)$ 、 \dots 、 $b_{n-1}(t)$ 为各个余弦基函数的系数，满足 $b_0 = B_{av}$ (B_{av} 为磁心叠片平均磁通密度)。选择余弦基函数的原因有：1) 在叠片厚度方向上磁场分布具有偶对称性，余弦基函数作为偶函数可以对其进行准确表征；2) 余弦基函数是构成傅里叶级数的基本元素，具有正交性、周期性等数学特性，这使得其可以较好地描述磁心叠片的电磁扩散问题。

将式(10)代入式(8)，并进行两次积分得到局部磁场强度 $H(z,t)$ 具体表达式：

$$H(z,t) = H_s(t) - \sigma d^2 \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\partial b_i(t)}{\partial t} \beta_i(z) \quad (11)$$

其中：

$$\beta_i(z) = \frac{1}{d^2} \int_{-z}^z \int_z^z \alpha_i(q) dq dz \quad (12)$$

为在此基础上考虑磁心磁性材料的磁滞本构关系 $H_{hy}(B)$ 并确定式(10)各个余弦基函数系数 b_i ，本文引入伽辽金法的基本思想，针对各个余弦基函数 α_i 令磁心叠片磁场强度表达式(11)与(9)的差值在叠片厚度方向的积分满足：

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} (H(z,t) - H_{hy}(b(z,t))) \alpha_i(z) dz = 0 \quad (13)$$

将式(11)代入式(13)，可推出以下微分方程组：

$$\begin{bmatrix} H_s(t) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} H_{hy}(B(z,t)) \begin{bmatrix} \alpha_0(z) \\ \alpha_1(z) \\ \vdots \\ \alpha_{n-1}(z) \end{bmatrix} dz + C \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} b_0(t) \\ b_1(t) \\ \vdots \\ b_{n-1}(t) \end{bmatrix} \quad (14)$$

基于式(14)和已知的磁心叠片平均磁密 B_{av} ($b_0 = B_{av}$)，即可求得磁心叠片边界磁场强度 $H_s(t)$ 和

各个余弦基函数的系数 $b_1(t)$ 、 $b_2(t)$ 、 \dots 、 $b_{n-1}(t)$ 。其中，常数矩阵 C 各元素为

$$C_{ij} = \sigma d \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \alpha_i(z) \beta_j(z) dz \quad (15)$$

式中 $i, j=0, 1, \dots, n-1$ 。通过积分可得常数矩阵元素 C_{ij} 具体可表示为

$$C_{ij} = \begin{cases} \frac{\sigma d^2}{12}, & i=j=0 \\ \frac{\sigma d^2}{2\pi^2(i+j)^2}, & i=j>0 \\ \frac{\sigma d^2(-1)^{i+j+1}}{4\pi^2(i+j)^2}, & ij=0 \text{ 且 } i+j>0 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (16)$$

基于上文分析和推导可得，当 $n=1$ 时有：

$$H_s(t) = H_{hy}(b_0(t)) + \frac{\sigma d^2}{12} \frac{db_0(t)}{dt} \quad (17)$$

可得磁心叠片在一个周期内的磁滞及宏观涡流平均损耗的表达式分别为：

$$W_{hy} = \frac{1}{\rho d T} \int_0^T \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} h_{hy}(z, t) \frac{\partial b(z, t)}{\partial t} dz dt \quad (18)$$

$$W_{cl} = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left(\frac{db(t)}{dt} \right)^T C \frac{db(t)}{dt} dt \quad (19)$$

式中： T 为激励周期； ρ 为材料密度； $\mathbf{b}(t)$ 为余弦基函数系数 $b_1(t)$ 、 $b_2(t)$ 、 \dots 、 $b_{n-1}(t)$ 组成的向量。

2.3 进一步计及磁畴介观涡流的高频磁性元件涡流场解析模型

磁心叠片在交流激励下不仅会产生宏观的涡流，也在产生因畴壁运动而产生的介观涡流。已有研究推导并提出了与介观涡流对应的的等效磁场强度 $H_{ex}(t)$ 表达式^[23]：

$$H_{ex}(t) = \lambda \sqrt{\sigma G S V_0} \left| \frac{db_0}{dt} \right|^{0.5} = \lambda k \left| \frac{db_0}{dt} \right|^{0.5} \quad (20)$$

式中 k 为介观涡流场系数。值得注意的是，参数 V_0 与激励的大小有关，通常表示为磁密峰值的函数^[20]。由于宏观涡流的集肤效应对磁畴周围介观涡流影响较小，该式(20)仍适用于高频工况^[24]。

基于式(20)可求得磁心叠片一个周期的平均介观涡流损耗：

$$W_{ex} = \frac{k}{\rho d T} \int_0^T \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \left| \frac{db_0(t)}{dt} \right|^{1.5} dz dt \quad (21)$$

为在 2.2 节基础上考虑介观涡流影响，同时也

为阐述方便，将式(14)中的常数矩阵 C 进行分块，即：

$$C = \begin{bmatrix} C_{00} & C_{0,1} \\ C_{1,0} & C_{1,1} \end{bmatrix} \quad (22)$$

式中 C_{00} 、 $C_{0,1}$ 、 $C_{1,0}$ 、 $C_{1,1}$ 为常数矩阵 C 的子矩阵，大小分别为 1×1 、 $1 \times (n-1)$ 、 $(n-1) \times 1$ 、 $(n-1) \times (n-1)$ ，例如： $C_{1,0} = [C_{1,0} \ \dots \ C_{n-1,0}]$ 。同理，用符号 b_1 、 α_1 分别表示余弦基函数系数 $[b_1 \ \dots \ b_{N-1}]^T$ 和余弦基函数 $[\alpha_1 \ \dots \ \alpha_{N-1}]^T$ 。

将式(22)代入式(14)中，再加上式(20)介观涡流场 $H_{ex}(t)$ ，可得进一步考虑介观涡流场的磁心边界磁场强度 H_s 表达式：

$$H_s = \underbrace{\frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} h_{hy} \alpha_0 dz - C_{0,1} C_{1,1}^{-1} \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} h_{hy} \alpha_1 dz}_{H_{hy}} + \underbrace{\frac{1}{\sqrt{S}} \lambda k \left| \frac{d\phi}{dt} \right|^{0.5}}_{H_{ex}} + \underbrace{\frac{1}{S} (C_{00} - C_{0,1} C_{1,1}^{-1} C_{1,0})}_{H_{cl}} \frac{d\phi}{dt} \quad (23)$$

由式(17)的分析结果可知，当 $n=1$ 时，式(23)等于式(24)，此时式(23)刚好等于传统未考虑磁心集肤效应的式(4)。随着 n 数值的增大，磁心高频集肤效可被逐渐考虑在内。因此，本文推导的式(23)实际已包含了传统模型式(4)，即式(4)是式(23)在 $n=1$ 情况下的特例。

$$H_s(t) = H_{hy}(b_0(t)) + \frac{\sigma d^2}{12} \frac{db_0(t)}{dt} + \lambda \sqrt{\sigma G S V_0} \left| \frac{db_0}{dt} \right|^{0.5} \quad (24)$$

此外由式(23)可知：考虑磁心集肤效应后，与磁滞及宏观涡流损耗对应的等效磁场强度 H_{hy} 、 H_{cl} 相比于式(4)出现了附加项，此外由于 $H_{hy}(B(z, t))$ 沿叠片厚度方向非均匀分布，式(23)的积分项需要通过数值方法求解。本文选用高斯-勒让德求积公式，其基本思想是通过选定合适的积分节点 z_i 和权重 W_i ，将被积函数在积分区间上转化为多个高斯函数的加权和。

2.4 考虑磁心集肤效应的高频磁性元件电磁瞬态计算模型

综上，结合磁导-电容类比法模型式(2)、(3)和所提同时考虑磁心集肤效应、磁滞本构关系与介观涡流的高频磁性元件涡流场简化模型式(23)即可得到新的高频磁性元件电磁瞬态计算模型。

高频磁性元件外施电压 u 一般是已知参量，由电力电子电路产生，因此利用该已知输入参量 u 即可基于所提电磁瞬态计算模型——式(2)、(3)、(23)

求得其他 3 个未知参量—— i 、 H_s 、 B_{av} (或 Φ)。为实现高频磁性元件及所属电力电子变换系统性能的准确快速仿真，通常将其电磁瞬态模型与所处电力电子电路搭建在常用电路仿真软件中，如 PLECS、SPICE 等。本文选择 PLECS 软件。

3 所提电磁瞬态模型在 PLECS 仿真软件中的具体实现

PLECS 仿真软件中存在包含绕组、恒定磁阻及可变磁导等磁性器件的特殊磁域，基于磁域中的磁性器件便可以构建任意物理结构的磁性元件等效电路，且具有较快的仿真速度^[16]。因此，利用该软件磁域中的磁性器件表示式(23)右侧的每一项，并基于磁导-电容类比法利用其绕组器件实现电路-磁路的耦合，继而得到本文所提考虑磁心集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算模型。

具体思路如下：与宏观涡流损耗相关的磁动势 $F_{cl}(F_{cl}=H_{cl}l)$ 由磁阻 $(C_{00}-C_{0,l}C_{l,l}^{-1}C_{l,0})/S$ 乘以磁通变化率 $d\phi/dt$ 表示；与介观涡流损耗相关的磁动势 $F_{ex}(F_{ex}=H_{ex}l)$ 由磁通变化率 $d\phi/dt$ 控制的受控磁动势表示；与磁滞损耗相关的磁动势 $F_{hy}(F_{hy}=H_{hy}l)$ 由可变磁导块 P 表示；又根据非线性电容的建模方法，将可变磁导块建模为受控磁动势来考虑磁心的磁滞特性^[25-26]，从而搭建出考虑磁心集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算模型，如图 4

所示。

与磁滞损耗相关的磁动势 F_{hy} 的具体计算流程和图 4 方框中各个模块实现的功能如下：

1) 首先在 PLECS 仿真环境中的初始化界面给定式(10)中余弦基函数项数 n ，以此确定高斯积分点 z_i 、权重 W_i 、余弦基函数 $\alpha_f(z_i)$ 和常数矩阵 C ，并对平均磁通密度初始化，给定其初始值 $b_0(t_0)$ 。

2) 根据设定的可变时间步长 Δt_{var} 计算当前时刻 $t=t_0+\Delta t_{var}$ ，通过磁通率表提取当前时刻 t 的磁通变化率 $d\phi/dt$ ，并利用增益器 s_1 除以磁路截面积 S 得到平均磁通密度变化率 db_0/dt ，再通过增益器 s_2 乘以 $C_{1:,0}$ 得到 $C_{1:,0}db_0/dt$ ，接着加上积分项 $(1/d)\cdot\int_{-d/2}^{d/2} H_{hy}\alpha_1 dz$ ，最后通过增益器 s_3 乘以 $-C_{l,l}^{-1}$ 得到高阶磁通变化率分量 db_1/dt 。

3) 利用信号复用器将磁通变化率分量 db_0/dt 及 db_1/dt 合并，通过增益器 s_4 乘以余弦基函数 $\alpha_f(z_i, t)$ ，而后通过积分器得到磁通密度 $B(z_i, t)$ ，为使每个高斯积分点 z_i 采用磁滞模型，将 $B(z_i, t)$ 作为输入量提供给 C-Script 模块 1、2、3。

4) 在 C-Script 模块中编译 2.1 节中的 Play 磁滞模型的 C 语言程序，计算 t 时刻下的磁场强度 $H_{hy}(z_i, t)$ 。

5) 利用增益器 s_5 — s_7 对各个高斯积分点下的磁场强度 $H_{hy}(z_i, t)$ 复制成 N 项，而后经过增益器 s_8 乘以 $\alpha_f(z_i, t)$ 得到 $H_{hy}(z_i, t)\alpha_f(z_i, t)$ ，然后通过增益器 s_9 乘以对应积分点的权重 W_i ，并利用信号选择器和求和器求得积分项 $(\int_{-d/2}^{d/2} H_{hy}\alpha_0 dz)/d$ 和 $(\int_{-d/2}^{d/2} H_{hy}\alpha_1 dz)/d$ ，并将积分项 $(\int_{-d/2}^{d/2} H_{hy}\alpha_1 dz)/d$ 传输给步骤 3) 用于计算高阶磁通变化率分量 db_1/dt 。

6) 利用增益器 s_{10} 和减法器计算与磁滞损耗有关的磁场强度 $H_{hy}(t)$ ，再经过增益器 s_{11} 运算得到与磁滞损耗有关的磁动势 F_{hy} 。

7) 将 t 时刻的平均磁通密度 $b_0(t)$ 储存为 $b_0(t_0)$ ，与磁滞损耗有关的磁场强度 $H_{hy}(t)$ 储存为 $H_{hy}(t_0)$ ，同时 t 储存为 t_0 ，然后继续重复步骤 2) —7)，若当时刻 t 大于设定的仿真时间 T_{set} 则结束计算。

在 PLECS 中利用小系统模块对图 4 中与磁滞损耗相关的磁动势内部结构进行封装，即可得到考虑磁心集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算模型。其总体计算流程如图 5 所示。

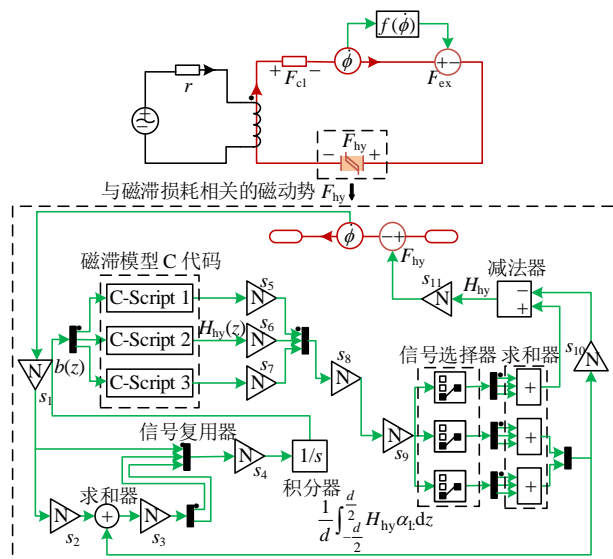


图 4 考虑磁心集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算模型

Fig. 4 Electromagnetic transient model of high frequency magnetic component considering the core skin effect and its hysteresis property

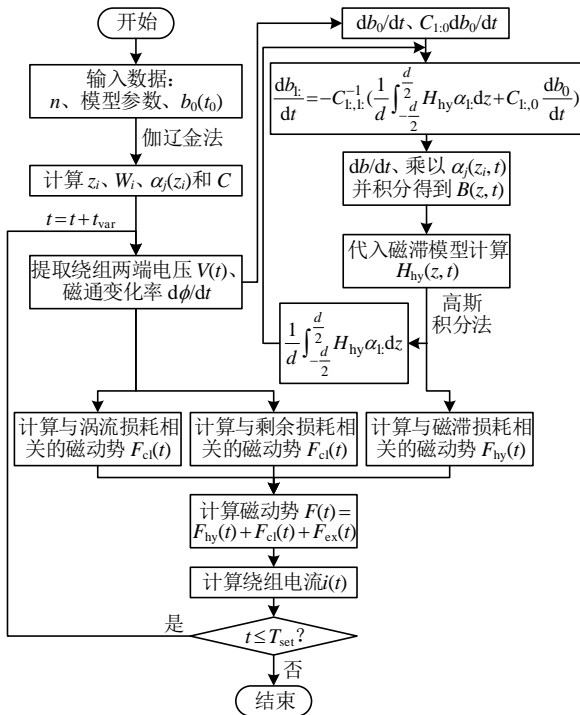


图5 考虑磁心集肤效应与磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态计算流程

Fig. 5 Electromagnetic transient calculation process of high frequency magnetic components considering the core skin effect

4 仿真及实验验证

本文选用超薄硅钢磁环作为高频电感器样品验证所提电磁瞬态模型的准确性，其相关固定参数如表1所示。另外选用可以测量高频电感器样品在不同工况下电磁瞬态特性的 Brockhaus-MPG200 磁特性测量系统作为实验平台，如图6所示。

表1 高频电感器相关固定参数

Table 1 Fixed parameters of the high-frequency inductor

参数	数值	参数	数值
外径/mm	83	电导率/(S/mm)	2.0
内径/mm	76	磁路长度/mm	250
叠片厚度/mm	0.23	初级线圈匝数	200
叠片数量	18	次级线圈匝数	200
密度/(kg/m ³)	7650	—	—

首先，给样品施加不同频率、不同幅值下的标准正弦激励，确定样品电磁瞬态模型参数；接着，分别基于传统不考虑集肤效应的电磁瞬态模型、所提考虑集肤效应的电磁瞬态模型模拟不同磁密峰值、不同频率下高频电感器样品的磁心损耗及其动态磁滞回线，并将该结果与相应实测结果进行对比；进一步在 Brockhaus-MPG200 内置的如图7



图6 Brockhaus-MPG200 磁特性测量系统

Fig. 6 Brockhaus-MPG200 magnetic property measuring system

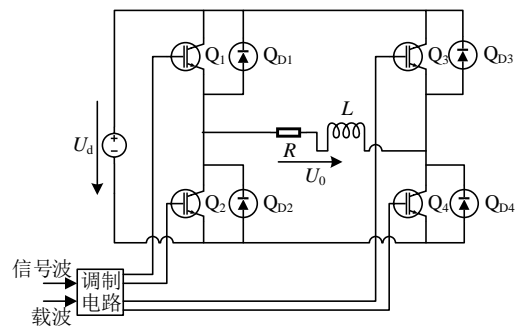


图7 单相桥式 PWM 逆变电路拓扑图

Fig. 7 Topology of single-phase bridge PWM inverter circuit

所示的单相桥式 PWM 逆变电路中设置不同的载波频率，测量得到了高频电感器样品的动态磁滞回线及其端口电流波形，并将这些测量数据分别与传统电磁瞬态模型、所提电磁瞬态模型的仿真结果进行对比。

4.1 电磁瞬态模型未知参数确定及其正弦激励下的实验验证

4.1.1 参数确定

在利用所提模型仿真高频磁性元件的电磁瞬态前，还需要确定样品磁心的 Play 磁滞模型参数和介观涡流场系数 k。其中，Play 磁滞模型参数仅需用高、中、低磁密下的3条静态对称磁滞回线，并基于一阶回转曲线构造法与遗传算法即可快速提取^[21]。本文选取磁心样品的3条静态对称磁滞回线的磁密峰值 B_p 分别为 1.5、0.9、0.3 T，其目的是保证所提电磁瞬态计算模型在宽磁密范围内具备较高的磁心磁滞本构关系模拟精度。

为提取介观涡流场系数 k，需利用以下低频正

弦激励下的磁心损耗 W 计算式^[20]：

$$W(B_p, f) = \frac{1}{\rho} \int_{B(t=0)}^{B(t=T)} H_s dB = \underbrace{\frac{1}{\rho} \int_{B(t=0)}^{B(t=T)} H_{hy} dB}_{W_{hy}(B_p, f)} + \underbrace{\frac{(\pi d)^2}{6\rho} \sigma B_p^2 f}_{W_{cl}(B_p, f)} + \underbrace{\frac{8.76k B_p^{1.5} f^{0.5}}{\rho}}_{W_{ex}(B_p, f)} \quad (25)$$

式中 W_{hy} 、 W_{cl} 、 W_{ex} 分别为磁滞损耗、宏观及介观涡流损耗。

由式(25)可知，系数 k 可通过总损测量值与宏观涡流损耗计算值之差 ($W_{diff} = W(B_p, f) - W_{cl}(B, f)$) 与 $f^{0.5}$ 的线性函数关系式提取。样品系数 k 提取结果如图8所示。

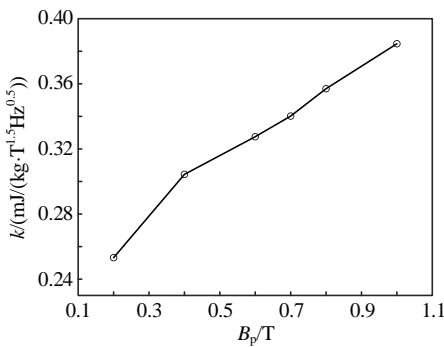
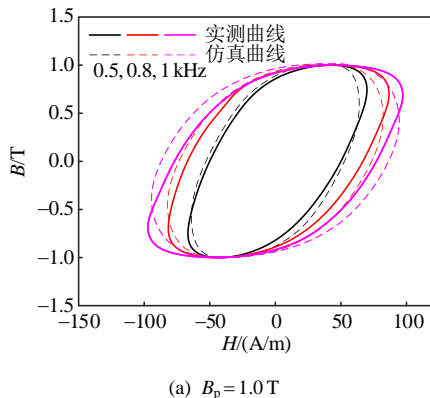


图8 所得不同峰值磁密 B_p 下的介观涡流场系数 k
Fig. 8 Mesoscopic eddy current field coefficient k under different peak induction B_p

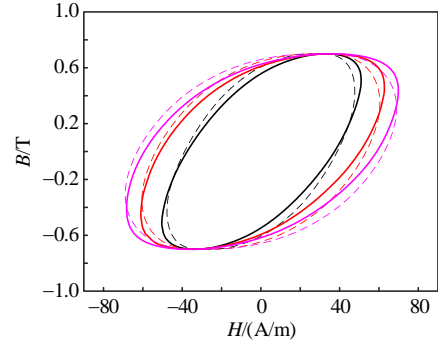
4.1.2 正弦激励下的实验验证

基于传统不考虑磁心集肤效应的电磁瞬态模型^[18]与本文所提考虑此效应的电磁瞬态模型，分别计算高频电感器样品在不同频率正弦激励下的动态磁滞回线，结果分别如图9—11所示。由图可知，所提电磁瞬态模型仿真的高频电感器样品磁心动态磁滞回线与相应实测动态磁滞回线具有较高的吻合度，且其整体仿真精度优于传统电磁瞬态模型。

为了对所提电磁瞬态模型的误差进行定量分析，本文引入全局平均相对误差的概念：



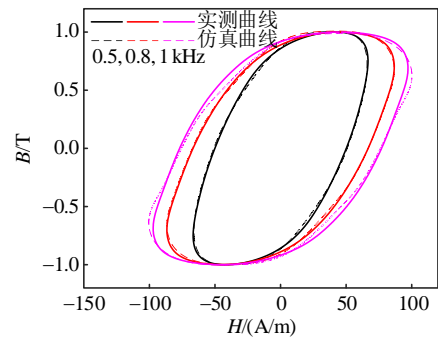
(a) $B_p = 1.0$ T



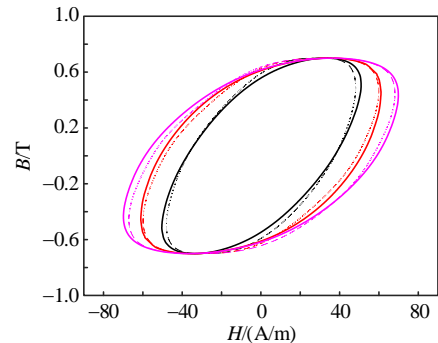
(b) $B_p = 0.7$ T

图9 正弦激励下基于传统电磁瞬态模型计算的动态磁滞回线与相应实测结果

Fig. 9 The dynamic hysteresis loops calculated by the traditional electromagnetic transient model under sinusoidal excitations and the corresponding measured ones



(a) $B_p = 1.0$ T



(b) $B_p = 0.7$ T

图10 正弦激励下基于所提电磁瞬态模型计算的动态磁滞回线与相应实测结果

Fig. 10 The dynamic hysteresis loops calculated by the proposed electromagnetic transient models under sinusoidal excitations and the corresponding measured ones

$$\delta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|W_{sim}^{i,j} - W_{mea}^{i,j}|}{W_{mea}^{i,j}} \times 100\% \quad (26)$$

式中： n 为不同磁密峰值 B_p 或频率 f 取值的总个数； $j = 1, 2, 3$ ，表示不同频率； $W_{sim}^{i,j}$ 、 $W_{mea}^{i,j}$ 分别为第 i 个磁密峰值下、第 j 个频率下样品损耗的仿真值与测量值。

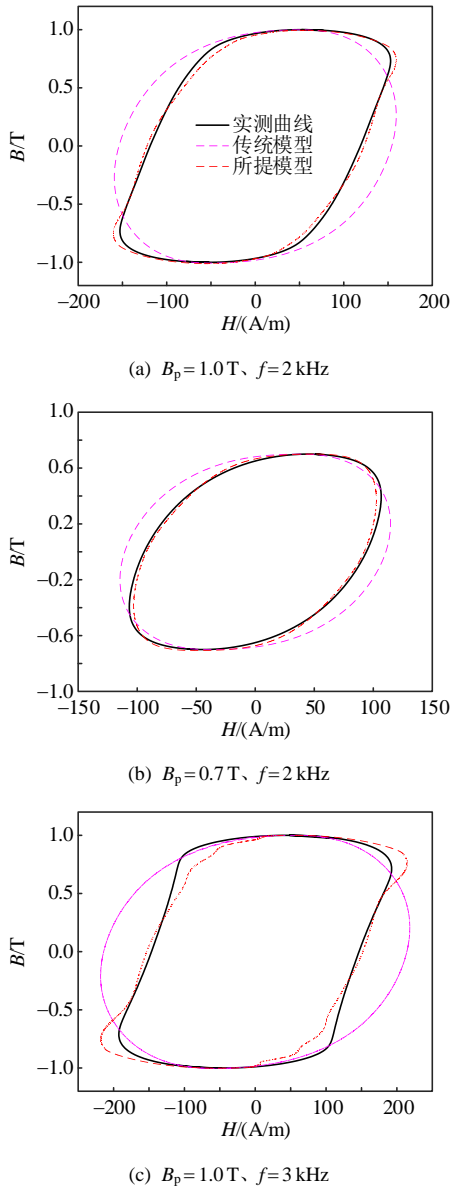


图 11 2、3 kHz 正弦激励下基于传统与所提电磁瞬态模型计算的动态磁滞回线与相应实测结果

Fig. 11 The dynamic hysteresis loops calculated by the traditional and proposed electromagnetic transient models under 2, 3 kHz sinusoidal excitations and the corresponding measured ones

高频电感器样品在正弦激励不同工况下的损耗计算值与实测值对比结果如表 2 所示。由表可知：传统模型的最大误差可达 22.51%，而所提模型的最大误差仅为 5.48%，且最大模拟精度的提升幅度达 21.89%，其全局平均相对误差也仅为 2.01%；另外，随着激励频率的提升，所提电磁瞬态模型还能保持较高模拟精度，然而传统电磁瞬态模型的误差则不断增加。其根本原因在于激励频率越高，磁心的集肤效应越明显，而传统电磁瞬态模型并未考虑此集肤效应，但所提电磁瞬态模型对此进行了较为准确

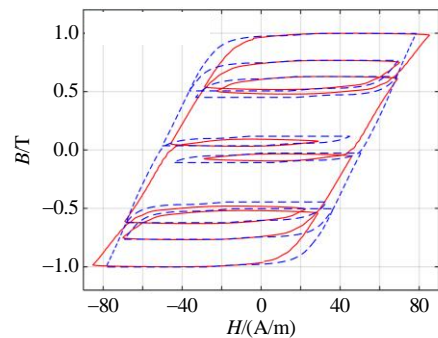
表 2 磁心损耗计算值与实测值对比结果
Table 2 Comparison between the measured and calculated core losses

磁密幅值 B_p/T	激励频率 f/Hz	损耗计算值 $W/(W/kg)$		损耗实测值 $W_{mea}/(W/kg)$	相对误差/%	
		传统模型	所提模型		传统模型	所提模型
1.0	500	11.453	11.107	11.094	3.24	0.12
	800	25.333	23.631	23.826	6.33	0.82
	1000	37.283	34.126	34.666	7.55	1.56
	2000	131.428	112.879	113.063	16.24	0.16
	3000	271.649	220.372	221.738	22.51	0.62
0.7	500	5.833	5.640	5.565	4.82	1.35
	800	12.817	11.826	12.242	4.70	3.40
	1000	18.776	17.108	17.538	7.06	2.45
	2000	65.722	56.399	57.062	15.18	1.16
	3000	135.701	105.853	111.994	21.17	5.48
0.4	500	2.094	2.048	1.976	5.97	3.64
	800	4.549	4.306	4.327	5.13	0.49
	1000	6.631	6.133	6.245	6.18	1.79
	2000	22.949	20.205	20.741	10.65	2.58
	3000	46.896	38.014	39.674	18.20	4.48

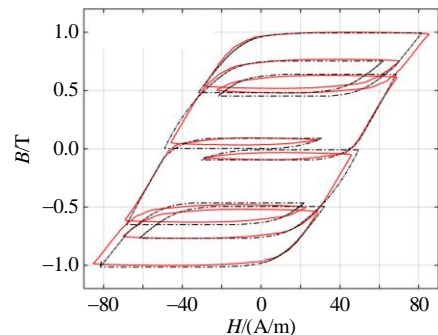
的考量。

4.2 PWM 激励下的电磁瞬态模型实验验证

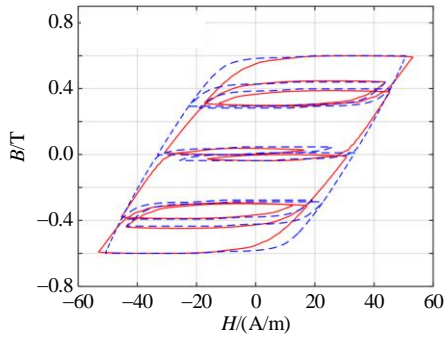
进一步基于传统电磁瞬态模型^[18]与本文所提电磁瞬态模型，分别模拟高频电感器样品在基频 f 为 500 Hz、载波频率 f_c 分别为 2.5、3.5、4.5 kHz 的双极性 PWM 波激励下的磁心动态磁滞回线及其端口电流波形，并将其与对应的实测结果进行对比，结果分别如图 12、13 所示。由图可知，所提电磁



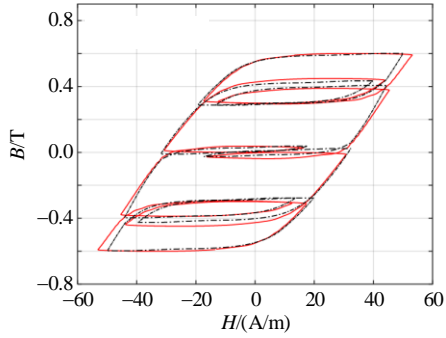
(a) 传统模型结果与实测结果对比($f_c=3.5\text{ kHz}$, 1.0 T)



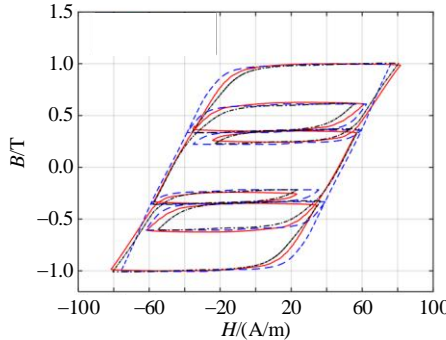
(b) 所提模型结果与实测结果对比($f_c=3.5\text{ kHz}$, 1.0 T)



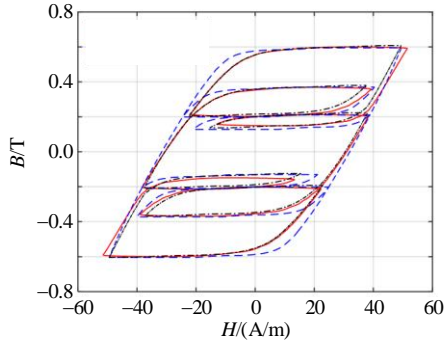
(c) 传统模型结果与实测结果对比($f_c=3.5\text{ kHz}$, 0.6 T)



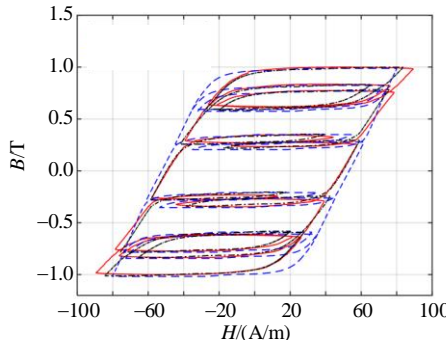
(d) 所提模型结果与实测结果对比($f_c=3.5\text{ kHz}$, 0.6 T)



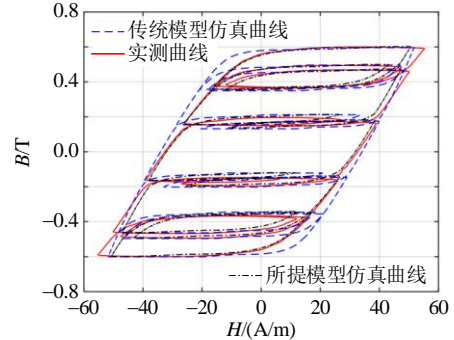
(e) $f_c=2.5\text{ kHz}$, 1.0 T



(f) $f_c=2.5\text{ kHz}$, 0.6 T



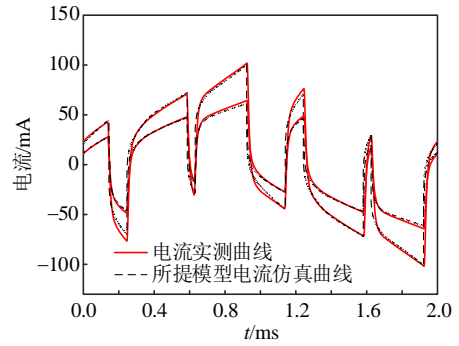
(g) $f_c=4.5\text{ kHz}$, 1.0 T



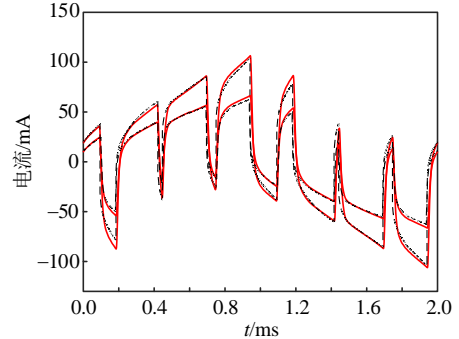
(h) $f_c=4.5\text{ kHz}$, 0.6 T

图 12 传统与所提电磁瞬态模型模拟的动态磁滞回线与对应的实测动态磁滞回线

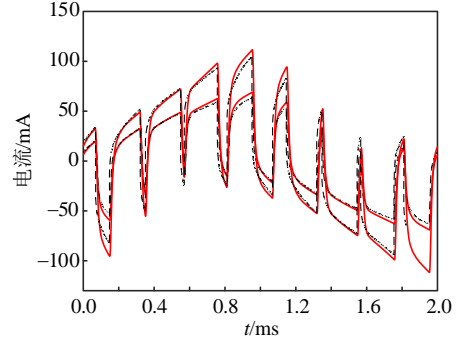
Fig. 12 The simulated dynamic hysteresis loops by the traditional and proposed electromagnetic transient models and the corresponding measured dynamic hysteresis loops



(a) $f_c=2.5\text{ kHz}$ (B_p 为 0.6 、 1.0 T)



(b) $f_c=3.5\text{ kHz}$ (B_p 为 0.6 、 1.0 T)



(c) $f_c=4.5\text{ kHz}$ (B_p 为 0.6 、 1.0 T)

图 13 基于所提电磁瞬态模型模拟的电流曲线与相应实测电流曲线

Fig. 13 The current curves simulated by the proposed electromagnetic transient model and corresponding measured ones

瞬态模型模拟的动态磁滞回线精度均高于传统电磁瞬态模型，且电流波形与相应的实测数据同样具有较高的吻合度。

利用传统不考虑磁心集肤效应与本文所提考虑磁心集肤效应的电磁瞬态模型分别计算了高频电感器样品在上述 PWM 波激励下的磁心损耗及对应的计算误差，结果分别如表 3、4 所示。由表可知，本文所提电磁瞬态模型磁心损耗的计算误差均低于 5%，损耗全局平均误差仅为 2.47%。然而，传统不考虑集肤效应的电磁瞬态模型磁心损耗的最大计算误差为 14.56%，损耗全局平均相对误差为 12.58%。

表 3 基于传统与所提模型计算的高频电感器样品在不同载波频率 PWM 激励下磁心损耗与实测损耗对比结果
Table 3 Comparison between the core losses calculated by the traditional model and the proposed model considering the skin effect and corresponding measured losses of the high-frequency inductor sample under PWM wave excitation at different carrier frequencies

磁密幅值	载波频率	是否考虑集肤效应	介观涡流损耗仿真值 $W_{ex}/(W/kg)$	宏观涡流损耗仿真值 $W_d/(W/kg)$	磁滞损耗仿真值 $W_{hy}/(W/kg)$	总损耗仿真值测量值 $W/(W/kg)$
1.0	2.5	×	6.871	8.274	1.469	16.614
		√	7.016	6.177	1.879	15.072
	3.5	×	7.396	9.599	1.491	18.486
		√	7.477	6.607	1.932	16.042
	4.5	×	7.644	10.548	1.502	19.694
		√	7.789	7.139	2.031	16.933
0.6	2.5	×	2.741	3.014	0.614	6.369
		√	2.760	2.223	0.648	5.631
	3.5	×	2.915	3.457	0.528	6.899
		√	2.938	2.377	0.745	6.060
	4.5	×	3.014	3.784	0.609	7.406
		√	3.062	2.521	0.758	6.341
0.2	2.5	×	0.403	0.331	0.066	0.800
		√	0.406	0.258	0.073	0.737
	3.5	×	0.436	0.387	0.066	0.889
		√	0.442	0.286	0.074	0.803
	4.5	×	0.452	0.427	0.065	0.944
		√	0.458	0.324	0.074	0.856

5 结论

1) 本文利用余弦基函数与伽辽金法，推导并提出了一种同时考虑磁心集肤效应与复杂磁滞本构关系的高频磁性元件电磁瞬态建模方法，并为验证该方法的准确性与有效性，运用 PLECS 软件的

表 4 基于传统与所提模型仿真高频电感器样品在不同工况下磁心损耗的计算误差对比结果
Table 4 Comparison between the core loss calculation errors of high-frequency inductor samples simulated under different working conditions by the traditional and proposed models

磁密幅值 B_p/T	载波频率 f_c/kHz	电磁瞬态模型损耗计算误差 $\sigma/\%$	
		传统不考虑集肤效应	所提考虑集肤效应
1.0	2.5	8.43	1.63
	3.5	12.95	1.99
	4.5	13.46	2.45
0.6	2.5	10.80	2.04
	3.5	12.77	0.30
	4.5	13.36	2.94
0.2	2.5	13.15	4.24
	3.5	14.56	3.48
	4.5	13.73	3.13

底层模块与编程语言搭建了单相桥式 PWM 逆变器内部电感器的两类电磁瞬态模型——传统不考虑磁心集肤效应的电磁瞬态模型与所提考虑磁心集肤效应的电磁瞬态模型。

2) 通过将两类电磁瞬态模型在不同工况下的电磁瞬态、动态磁滞回线及磁心损耗的仿真结果与相应实验测量结果进行详细相比，发现所提模型各项模拟结果与实测值更加吻合，且其磁心损耗最大误差比传统模型低 17.03%，损耗全局平均误差也仅为 2.18%。

3) 目前所提电磁瞬态模型仅在简单结构的硅钢磁环中进行了实验验证，后续将利用铁氧体、非晶及纳米晶等软磁材料制备的高频变压器/电感器等其他磁性元件验证或拓展本文所提电磁瞬态建模方法。

参考文献

[1] LI Zheqing, HSIEH E, LI Qiang, et al. High-frequency transformer design with medium-voltage insulation for resonant converter in solid-state transformer[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2023, 38(8): 9917-9932.

[2] BU Qinglei, WEN Huiqing, SHI Haochen, et al. A comparative review of high-frequency transient dc bias current mitigation strategies in dual-active-bridge DC-DC converters under phase-shift modulations[J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2022, 58(2): 2166-2182.

[3] 刘任, 顾朝阳, 孙江东, 等. Jiles-Atherton 磁滞模型的改进与非正弦激励下软磁材料复杂磁滞准确模拟[J]. 中

- 国电机工程学报, 2025, 45(5): 2016-2026.
- LIU Ren, GU Chaoyang, SUN Jiangdong, et al. Modified Jiles-Atherton hysteresis model and accurate simulation of complex hysteresis characteristics of soft magnetic materials under non-sinusoidal excitation[J]. Proceedings of the CSEE, 2025, 45(5): 2016-2026(in Chinese).
- [4] KAÇKI M, RYLKO M S, HAYES J G, et al. Analysis and experimental investigation of high-frequency magnetic flux distribution in Mn-Zn ferrite cores[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2023, 38(1): 703-716.
- [5] ZHAO Xiaojun, YANG Liu, XU Huawei, et al. Dynamic hysteresis and loss modeling of grain-oriented silicon steel under high-frequency sinusoidal excitation[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2022, 58(9): 7300805.
- [6] LEE Y S, WONG L P, CHENG D K W. Simulation and design of integrated magnetics for power converters[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2003, 39(2): 1008-1018.
- [7] 齐磊, 刘晨, 唐剑, 等. 高频变压器不同负载下的传输特性[J]. 中国电机工程学报, 2018, 38(5): 1338-1347.
- QI Lei, LIU Chen, TANG Jian, et al. Transfer characteristics of high-frequency transformers under different load conditions[J]. Proceedings of the CSEE, 2018, 38(5): 1338-1347(in Chinese).
- [8] PORDANJANI S R, NA ĐJATE M, BRACIKOWSKI N, et al. Electromagnetic modeling of transformers in EMT-type software by a circuit-based method[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2022, 37(6): 5402-5413.
- [9] 李金龙, 李金忠, 张书琦. 变压器拓扑修正暂态模型及其在直流偏磁耐受评估中的应用[J]. 电网技术, 2019, 43(9): 3439-3446.
- LI Jinlong, LI Jinzhong, ZHANG Shuqi. Topology-correct duality-based transformer transient model and its application in DC bias assessment[J]. Power System Technology, 2019, 43(9): 3439-3446(in Chinese).
- [10] 李泓志, 崔翔, 卢铁兵, 等. 变压器直流偏磁的电路-磁路模型[J]. 中国电机工程学报, 2009, 29(27): 119-125.
- LI Hongzhi, CUI Xiang, LU Tiebing, et al. Electric circuit and magnetic circuit combined model of DC biased power transformer[J]. Proceedings of the CSEE, 2009, 29(27): 119-125(in Chinese).
- [11] BUNTENBACH R W. Analogs between magnetic and electrical circuits[J]. Electronic Products Magazine, 1969, 12(5): 108-113.
- [12] HAMILL D C. Lumped equivalent circuits of magnetic components: the gyrator-capacitor approach[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 1993, 8(2): 97-103.
- [13] 陈乾宏, 徐立刚, 李竹筠, 等. 改进型回转器-电容非线性磁心仿真模型[J]. 电工技术学报, 2009, 24(4): 14-21.
- CHEN Qianhong, XU Ligang, LI Zhujun, et al. Improved gyrator-capacitor simulation model of nonlinear magnetic core[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2009, 24(4): 14-21(in Chinese).
- [14] KOSENI H, YILDIZ A B. Gyrator-capacitor based modelling and simulation of forward converter[J]. COMPEL-The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, 2023, 42(2): 463-475.
- [15] ZHANG Huiying, TIAN Mingxing, LI Hongchen, et al. Improved gyrator-capacitor model considering eddy current and excess losses based on loss separation method[J]. AIP Advances, 2020, 10(3): 035309.
- [16] LUO Min, DUJIC D, ALLMELING J. Modeling frequency independent hysteresis effects of ferrite core materials using permeance-capacitance analogy for system-level circuit simulations[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2018, 33(12): 10055-10070.
- [17] LUO Min, DUJIC D, ALLMELING J. Modeling frequency-dependent core loss of ferrite materials using permeance-capacitance analogy for system-level circuit simulations[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2019, 34(4): 3658-3676.
- [18] 陈彬, 蔡文杰, 冯昱璋, 等. 非正弦激励下高频变压器铁心动态磁滞特性模拟方法[J]. 中国电机工程学报, 2024, 44(13): 5420-5430.
- CHEN Bin, CAI Wenjie, FENG Yuzhang, et al. Simulation of dynamic hysteresis characteristics of high frequency transformer core under non-sinusoidal excitation[J]. Proceedings of the CSEE, 2024, 44(13): 5420-5430(in Chinese).
- [19] LIU Ren, LI Lin. Analytical prediction model of energy losses in soft magnetic materials over broadband frequency range[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2021, 36(2): 2009-2017.
- [20] DUPRÉ L R, BOTTAUSCIO O, CHIAMPI M, et al. Modeling of electromagnetic phenomena in soft magnetic materials under unidirectional time periodic flux excitations[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1999, 35(5): 4171-4184.
- [21] LIU Ren, LU Youhao. Inverse rheological hysteresis model and its efficient parameter identification method [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2024, 60(3): 7300204.

- [22] DLALA E, BELAHCEN A, PIPPURI J, et al. Interdependence of hysteresis and eddy-current losses in laminated magnetic cores of electrical machines[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2010, 46(2): 306-309.
- [23] 安勃, 钱子怡, 赵小军, 等. 谐波激励下考虑偏置小回环的剩余损耗参数辨识和磁滞特性预测方法[J]. 中国电机工程学报, 2025, 45(19): 7819-7830.
AN Bo, QIAN Ziyi, ZHAO Xiaojun, et al. Identification of excess loss parameter and prediction method of hysteresis characteristic considering biased minor hysteresis loop under harmonic excitation[J]. Proceedings of the CSEE, 2025, 45(19): 7819-7830(in Chinese).
- [24] ZHAO Hanyu, RAGUSA C, DE LA BARRIÈRE O, et al. Magnetic loss versus frequency in non-oriented steel sheets and its prediction: minor loops, PWM, and the limits of the analytical approach[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2017, 53(11): 2003804.
- [25] YOUNG M, DIMITROVSKI A, LI Zhi, et al. Gyration-capacitor approach to modeling a continuously variable series reactor[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2016, 31(3): 1223-1232.
- [26] ZHENG Sheng, WANG Jingxin, WANG F, et al. DC-Saturated continuously variable series reactors (CVSRs) for power flow control in power transmission

systems[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2022, 37(1): 268-278.



刘任

在线出版日期: 2025-03-31。

收稿日期: 2024-09-14。

作者简介:

刘任(1990), 男, 博士, 讲师, 研究方向为电工装备电磁综合特性分析与优化设计, liu_remail@sina.com;

黄浩然(2000), 男, 硕士研究生, 研究方向为高频磁性元件电磁瞬态建模方法, 2404215212@qq.com;

卢友好(1998), 男, 硕士, 研究方向为电工软磁材料磁滞与损耗建模方法, 422905135@qq.com;

*通信作者: 陈昊(1994), 男, 博士, 师资博士后, 研究方向为电工软磁材料磁性耦合模拟与电工装备优化设计, chen hao_xmzdl@sina.com;

刘焱(1983), 男, 硕士, 研究方向为电力系统规划, golfly@163.com;

唐波(1978), 男, 教授, 博士生导师, 研究方向为超特高压输电技术与输变电系统电磁环境, tangboemail@sina.com。

(责任编辑 吕鲜艳)